

**Optische Speicherung und Verarbeitung
von
Information mit photorefraktiven Medien**

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der
Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von

Diplom-Physiker Matthias Esselbach

geboren am 30. Oktober 1969 in Saalfeld (Saale)

Gutachter:

1. Prof. Dr. R. Kowarschik
2. Prof. Dr. T. Tschudi
3. Prof. Dr.-Ing. H.J. Eichler

Tag des Rigorosums:

Tag der öffentlichen Verteidigung:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Optische Informationsverarbeitung und -speicherung	1
1.2	Photorefraktive Medien als Echtzeitmedien	4
1.3	Ziele und Vorgehensweise	5
2	Grundlegende Effekte und Prinzipien	7
2.1	Photorefraktiver Effekt	7
2.2	Zweiwellenmischung	10
2.3	Vierwellenmischung	12
2.4	Phasenkonjugation	13
3	Charakterisierung photorefraktiver Medien	16
3.1	Sillenite	17
3.1.1	Wellenmischung in faserähnlichen Kristallen	18
3.1.2	Kurze Antwortzeit bei Zweiwellenmischung	20
3.1.3	Transientes Fanning	25
3.1.4	Selbstgepumpte Phasenkonjugation	29
3.2	Bariumtitanat	35
3.2.1	Parameter der Gitterbildung	36
3.2.2	Geschaltete Vierwellenmischung	41
3.2.3	Selbstgepumpte phasenkonjugierende Spiegel	42
3.3	Barium-Calcium-Titanat	45
3.3.1	Hocheffiziente Zweiwellenmischung	46
3.3.2	Selbstverstärkte Beugung	48
3.3.3	Löschung durch Weißlicht	50
3.3.4	Multiplexing mit selbstverstärkter Beugung	51

3.4	Anwendungsmöglichkeiten der Medien	52
4	Optische Speicherung im Kurzzeitbereich - Informationsverarbeitung	54
4.1	Prinzip und Anwendungen des Novelty-Filter	54
4.2	Novelty-Filter mit selbstgepumpten phasenkonjugierenden Spiegeln . .	56
4.3	Schnelles 2D-Phasenänderungsmeßsystem	59
5	Optische Speicherung im Langzeitbereich	66
5.1	Möglichkeiten und Methoden	67
5.2	Prinzip der dynamischen optischen Speicherung	69
5.3	Realisierung der dynamischen Speicherung	73
5.4	Simulation von Refresh-Zyklen	78
6	Zusammenfassung und Ausblick	82
6.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	82
6.2	Ausblick auf weiterführende Untersuchungen	85
	Literaturverzeichnis	87
	Formelzeichen und Abkürzungen	100
	Abbildungsverzeichnis	103
	Selbständigkeitserklärung	
	Danksagung	
	Lebenslauf	

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Optische Informationsverarbeitung und Informationsspeicherung

Optische Meßtechniken sowie die optische Verarbeitung und Speicherung von Information spielen heute sowohl in der Forschung als auch für die industrielle Anwendung eine entscheidende Rolle.

Für viele Meßaufgaben sind optische Methoden prädestiniert, weil sie berührungslos arbeiten, weil sie eine schnelle Aufnahme der Meßwerte ermöglichen und weil die zweidimensionale Erfassung der Meßgrößen aufgrund deren Kleinheit oft prinzipiell nur auf optischem Wege möglich ist. Mittels der Interferometrie, die eine Umformung einer Phasenverteilung in eine leicht meß- und auswertbare Intensitätsverteilung vornimmt, ist es möglich, die Phasenverteilung einer durch das Untersuchungsobjekt beeinflussten Lichtwelle und damit das Objekt selbst mit hoher Genauigkeit zu vermessen.

Aussagen über zeitliche Veränderungen eines Objektes können mit Methoden der transienten Phasenmessung getroffen werden. Dafür bieten sich besonders die Holographie oder Hologramminterferometrie an, wobei der Ausgangszustand eines Objektes in Form eines Interferogramms in einem lichtempfindlichen Medium (siehe Kapitel 2) gespeichert und dann mit einem Folgezustand verglichen wird. Abweichungen und Veränderungen können so detektiert und vermessen werden. Das in Kapitel 4.3 der vorliegenden Arbeit vorgestellte Phasenmeßverfahren mittels Novelty-Filter (Neuheitsfilter) beruht auf diesem Prinzip und führt neben der holographischen Speicherung auch eine Echtzeitinformationsverarbeitung durch.

Solch ein Novelty-Filter, der auch als optischer zeitlicher Hochpaßfilter angesehen werden kann, ermöglicht außer der Messung auch eine rein optische Verarbeitung von Information, indem er aus einer großen Menge von Eingangsinformation, z.B. einer zweidimensionalen Phasenverteilung, den zeitlich veränderlichen Anteil herausfiltert und ausgibt (Kap. 4.1).

Das ist nur ein Beispiel für die Anwendungsmöglichkeiten der optischen Informationsverarbeitung. Diese reichen von Filteroperationen [1, 2, 3] über Transformationen [4], zum Beispiel die Fourier-Transformation mittels einer Linse, und Korrelationen [5, 6] bis hin zur Ausführung binärer Verknüpfungen und Operationen [4, 7, 8, 9] und der optischen Bilderkennung [10]. Dabei liegt der entscheidende Vorteil der optischen Verarbeitung gegenüber der elektronischen in der Parallelität. Zweidimensionale Strukturen oder Informationsmengen (Bilder) können in einem Arbeitsschritt verarbeitet werden, was auf die Beschreibungsweise der Elektronik übertragen einer sehr großen Busbreite entspricht.

Diese Eigenschaften waren es, die den Gedanken an die Möglichkeit der Konstruktion eines optischen Computers [4], also eines Gerätes, das alle Aufgaben eines Computers, wie Informationseingabe, -verarbeitung, -ausgabe und -speicherung, auf rein optischem Wege realisiert, aufkommen ließen. Die anfängliche Euphorie, mit der dieses Ziel verfolgt wurde, legte sich etwas, als klar wurde, daß bisher zwar die Realisierbarkeit vieler der notwendigen optischen Komponenten gezeigt werden konnte, daß aber die praktische Verwirklichung eines arbeitsfähigen Systems noch viel Forschungsaufwand erfordert. Des weiteren müssen optische Informationsverarbeitungssysteme auf dem Markt mit den etablierten und sich rasant weiterentwickelnden elektronischen Systemen konkurrieren, wobei aber ihre theoretischen Leistungsgrenzen viel weiter gefaßt sind.

Deshalb erscheint es sinnvoll, rein optische Teilsysteme für bestimmte Aufgaben zu entwickeln, für die die Optik prädestiniert ist. Das wären vor allem die oben erwähnte Vorverarbeitung von Information, z.B. mittels spezieller Filter [2, 11], und die Informationsspeicherung [12, 13, 14]. Dieser Punkt, der in Kapitel 5 ausführlich untersucht und dargestellt wird, verdient besondere Aufmerksamkeit, da hier die Vorteile der Optik deutlich werden.

Optische Speichermedien wie die CD sind heute weitverbreitet und aus der Computertechnik nicht mehr wegzudenken. Dennoch ist die mit ihr erreichbare Speicherkapa-

zität zwar noch steigerbar, aber durch das zweidimensionale Speicherprinzip begrenzt. Umfangreiche Untersuchungen von Möglichkeiten zur Erhöhung der Speicherdichte sind in der Literatur dokumentiert, wobei oft Methoden zur hochauflösenden Analyse von Oberflächen in einer abgewandelten Form Anwendung finden. Zu nennen sind dabei sowohl nichtoptische Verfahren zur Oberflächenmanipulation auf atomarer Ebene mittels Atomkraftmikroskopie und Rastertunnelmikroskopie und die Elektronenstrahlolithographie als auch optische Verfahren, die auf der Nahfeldmikroskopie beruhen [15]. Diese Methoden sind zwar prinzipiell realisiert worden und erlauben theoretisch auch sehr hohe Speicherkapazitäten, allerdings sind es durchweg abtastende, also serielle Verfahren und bieten damit keine Möglichkeit zur Verarbeitung der gespeicherten Daten mit angemessener Geschwindigkeit.

Abhilfe schafft die Verwendung dreidimensionaler Medien in Verbindung mit holographischer Speicherung [4, 12]. Dadurch werden Multiplexing-Techniken (Kap. 5.1) anwendbar, die eine enorme Steigerung der erreichbaren Speicherkapazität mit sich bringen. Der Vorteil der Parallelität und damit der großen Geschwindigkeit, mit der Daten gehandhabt werden können, bleibt erhalten, da bei solchen Speichern ein seitenweises oder bildweises Schreiben und Lesen von Information mit wahlfreiem Zugriff ermöglicht werden kann.

Dieser Aspekt soll allerdings in dieser Arbeit nicht im Vordergrund stehen, obwohl das hier untersuchte Speichersystem auch in dieser Hinsicht erweiterbar ist, sondern die Realisierung eines Zwischenspeichers, der die durch ein Meßsystem, z.B. den vorgestellten Novelty-Filter, zur Verfügung gestellte Information für eine bestimmte Zeit, bis zur Weiterverarbeitung oder bis zur Übertragung in einen eventuell auch optischen Massenspeicher, aufrechterhält.

Hierdurch wird auch deutlich, daß bei derartigen optischen Systemen eine exakte begriffliche Trennung von Informationsaufnahme, -verarbeitung und -speicherung als nicht mehr gerechtfertigt erscheint. Deshalb sollen diese Aspekte in der Arbeit auch gemeinsam unter dem Oberbegriff der optischen Speicherung und Verarbeitung von Information betrachtet werden.

1.2 Photorefraktive Medien als Echtzeitmedien

Es gibt eine Reihe von lichtempfindlichen Medien, die für die optische Informationsspeicherung und -verarbeitung in Frage kommen. In diesen Medien wird durch eine Modulation der Intensität des einfallenden Lichtes die Modulation eines Materialparameters (z.B. Absorption, Brechungsindex, Doppelbrechung) induziert, an der dann Lichtwellen gebeugt werden können. Allerdings kann sich die Leistungsfähigkeit holographischer Techniken zur optischen Speicherung erst dann voll entfalten, wenn anstelle der durch einen notwendigen Entwicklungsprozeß gekennzeichneten konventionellen photographischen Aufzeichnungsmedien optische Echtzeitmedien verwendet werden. Das sind Medien, deren für die Ausbreitung von Licht relevanten Materialeigenschaften bei Lichteinfall Änderungen erfahren, ohne daß ein Entwicklungsprozeß folgt.

Einige Echtzeitmedien sind auch reversibel, das heißt, die in ihnen erzeugten Veränderungen können (z.B. durch homogene Beleuchtung) wieder aufgehoben und damit das Medium in den Grundzustand zurückversetzt werden, eine Eigenschaft, die einen entscheidenden Vorteil für die optische Speicherung darstellt und die dynamische optische Informationsverarbeitung mit diesen Medien überhaupt erst ermöglicht.

Photorefraktive Kristalle und organische Medien (organische Farbstoffe in Lösung bzw. eingelagert in Polymerschichten) sind als lichtempfindliche Echtzeitmedien für holographische Verfahren einsetzbar. Photorefraktive Kristalle, also Kristalle, in denen durch Lichteinwirkung eine Veränderung der Brechzahl bewirkt werden kann, sind dabei von besondere Bedeutung, da sie gegenüber anderen Echtzeitmedien wie Thermoplastfilmen oder organischen Farbstoffen in Polymerschichten [16] oder in Lösung [17] eine höhere Lichtempfindlichkeit aufweisen und damit für holographische Verfahren zur Informationsverarbeitung besser geeignet sind.

Die in diesen Medien ablaufenden Prozesse sind seit vielen Jahren bekannt und auf vielfältige Art und Weise beschrieben worden. Dennoch ist eine theoretische Modellierung nur für Spezialfälle und deren quantitative Analyse oft nur auf numerischem Wege möglich und deshalb ein vollständiges Verständnis noch nicht erreicht. Ursache dafür sind nichtlineare Prozesse, z.B. Selbstorganisationseffekte, deren Beschreibung trotz gestiegenen Interesses und zunehmender Bedeutung bisher nur unvollständig gelungen ist. Doch gerade solche Effekte, die auf einer starken Wechselwirkung zwischen Licht und Medium beruhen, können empfindliche Meßverfahren und effektive Verfahren zur

Informationsverarbeitung und -speicherung ermöglichen.

Photorefraktive Kristalle sind ein attraktiver Forschungsgegenstand, und das Interesse daran hat, ungeachtet der Tatsache, daß der zugrundeliegende Effekt schon recht lange bekannt ist, bis heute nicht nachgelassen. Grund dafür ist die Vielfalt der mit diesen Medien realisierbaren Anwendungen. Die in den letzten Jahren durchgeführten und veröffentlichten Untersuchungen zu photorefraktiven Kristallen reichen von Materialuntersuchungen und der Bestimmung relevanter Parameter über die Realisierung spezieller Anordnungen zu Meßzwecken oder zur kontrollierten Beeinflussung der Amplituden- und Phasenverteilung von Lichtwellen bis hin zur Vorstellung komplexer Systeme zur optischen Informationsspeicherung und -verarbeitung.

1.3 Ziele und Vorgehensweise

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Anwendbarkeit photorefraktiver Medien in der optischen Informationsspeicherung und -verarbeitung, die Erweiterung des Wissens über die zugrundeliegenden Effekte und die Erschließung neuer Einsatzmöglichkeiten.

In der Literatur der vergangenen Jahre war ein großes Interesse an photorefraktiven Medien und deren Anwendung zu verzeichnen. Dennoch ist die Tendenz zu erkennen, daß zwar eine Vielzahl auf der Speicherwirkung photorefraktiver Medien beruhender Effekte beschrieben wurde und daß auch die prinzipielle Realisierbarkeit vorteilhafter Anordnungen zur optischen Informationserfassung, -verarbeitung und -speicherung aufgezeigt wurden, daß diese aber kaum praktischen Einsatz fanden. Gründe dafür sind unter anderem, daß einerseits die beobachteten Phänomene wegen der nichtlinearen Eigenschaften der Medien schwer theoretisch zu modellieren sind und daß andererseits Ergebnisse oft nicht direkt auf andere Medien (andere Kristalle) übertragbar sind, da die Herstellung noch nicht vollständig reproduzierbar ist, weshalb die Medien teilweise als Einzelstücke bezüglich ihrer spezifischen Eigenschaften betrachtet werden müssen.

In dieser Arbeit stehen experimentelle Untersuchungen im Vordergrund. Es wurden vier Arten photorefraktiver Kristalle, die sich besonders bezüglich des zu erwartenden Zeitverhaltens und der Effektivität der Wechselwirkung mit einfallendem Licht unterscheiden, aus dem breiten Spektrum verfügbarer Medien ausgewählt. Es sind die zwei Sillenite Wismut-Titan-Oxid $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ und Wismut-Silizium-Oxid $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, Barium-

titanat BaTiO_3 und der Mischkristall Barium-Calcium-Titanat $\text{Ba}_{0,77}\text{Ca}_{0,23}\text{TiO}_3$.

Diese Medien sollen bezüglich der Realisierungsmöglichkeiten von Wellenmischprozessen und phasenkonjugierenden Spiegeln untersucht werden. Dabei stehen besonders deren Effizienz und Güte und das Zeitverhalten im Vordergrund. Es sollen Möglichkeiten, Bedingungen und Grenzen des Einsatzes dieser photorefraktiven Medien für die Informationsverarbeitung und -speicherung aufgezeigt und bestimmt werden (Kap. 3).

Die gewonnenen Erkenntnisse sollen zur Realisierung eines Novelty-Filters als informationsverarbeitende Einheit mittels selbstgepumpter phasenkonjugierender Spiegel genutzt werden (Kap. 4). Gleichzeitig soll daraus eine neue Methode zur transienten Phasenmessung abgeleitet werden, die sich besonders für schnelle Prozesse eignet, aber auch an eine gewünschte zeitliche Auflösung angepaßt werden kann (Kap. 4.3).

Die Nutzungsmöglichkeit photorefraktiver Medien als reversibler Medien für die Informationsspeicherung für eine Zeitdauer im mittel- und langfristigen Bereich soll diskutiert werden (Kap. 5). Es soll ein Verfahren zur dynamischen optischen Speicherung von Information entwickelt werden (Kap. 5.3). Die dabei ablaufenden Auffrischzyklen sollen mathematisch simuliert (Kap. 5.4) und die Abhängigkeit der erreichbaren Speicherzeitverlängerung von bestimmten Parametern betrachtet werden.

Im Anschluß (Kap. 6) wird eine Zusammenfassung und Wertung der gewonnenen Resultate zum Einsatz photorefraktiver Kristalle zur optischen Informationsverarbeitung und -speicherung sowie ein Ausblick auf sich daraus ergebende weiterführende Untersuchungen und verbleibende offene Fragen erfolgen.

Kapitel 2

Grundlegende Effekte und Prinzipien

2.1 Photorefraktiver Effekt

Der Brechungsindex eines photorefraktiven Medium kann durch die räumliche Modulation der Intensität einer auf das Medium einfallenden Lichtwelle beeinflusst werden [18, 19]. Zur Beschreibung dieses Effektes haben sich das Band-Transport-Modell und das Hopping-Modell [20] als geeignet erwiesen. Wegen der weiteren Verbreitung in der Literatur, der Gültigkeit für viele Systeme und der einfacheren Beschreibbarkeit von Störeffekten soll im folgenden das Band-Transport-Modell herangezogen werden. Das Prinzip des Effektes ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Durch das in das Medium einfallende Licht, hier mit einer kosinusquadratförmigen Intensitätsverteilung $I(x)$ (eindimensionale Darstellung), erzeugt durch die Interferenz zweier ebener Wellen innerhalb des Mediums, werden in diesem freie Ladungsträger gebildet, und zwar mit einer erhöhten Konzentration an den Orten der Intensitätsmaxima (Abb. 2.1a). Als Ladungsträgerdonatoren (im folgenden werden Elektronen als vorrangige Ladungsträgerart angenommen) wirken dabei Störstellen in Form von gewünschten oder unvermeidbaren Dotierungen. Die Elektronen können sich dann infolge unterschiedlicher Prozesse (Diffusion, Drift im elektrischen Feld, photovoltaischer Effekt) im Medium bewegen, wobei im folgenden die Diffusion als dominierender Ladungstransportprozeß angenommen werden soll. Diese erfolgt nun in Richtung eines Ausgleiches der Unterschiede in der Konzentration der freien Elektronen, die dann in sogenannten Traps vorran-

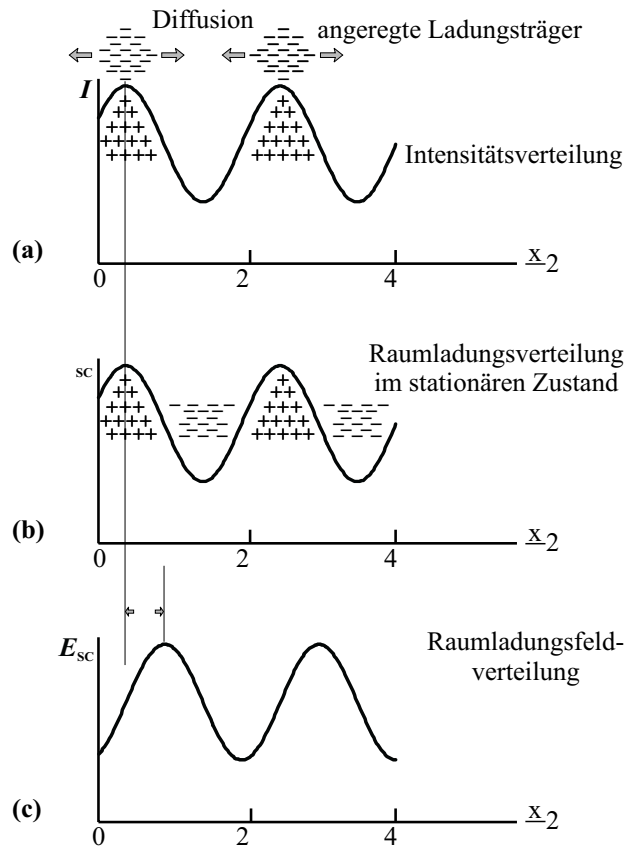


Abbildung 2.1: Prinzip des photorefraktiven Effektes (eindimensionale Darstellung, Λ ist die Gitterperiode). (a) kosinusquadratische Intensitätsverteilung, Ladungsträgeranregung; (b) Raumladungsverteilung ρ_{sc} im stationären Zustand nach Rekombination; (c) Raumladungsfeldverteilung nach Gl. (2.1).

gig in Bereichen geringerer Intensität rekombinieren. Die sich ausbildende Verteilung der Elektronen ρ_{sc} (Abb. 2.1b) ist demzufolge um die Phasendifferenz π gegenüber der Intensitätsverteilung verschoben. Die Prozesse der Ladungsträgeranregung und ihrer Umverteilung sind in der Literatur ausführlich untersucht worden und können durch die Gleichungen nach KUKHTAREV [21, 22] beschrieben werden.

Als Ergebnis dieser Neuverteilung der Ladungen bauen sich gemäß der POISSON-Gleichung im Medium elektrische Felder auf (Abb. 2.1c). Diese Feldverteilung E_{sc} („sc“ steht für *space charge*) ist deshalb um die Phasendifferenz $\pi/2$ gegenüber der Intensitätsverteilung verschoben. Die stationäre Feldverteilung E_{sc} ist nach [23, 24] unter Annahme bestimmter Näherungsbedingungen (Ladungs-Transport-Länge \ll Gitterperiode, $m \ll 1$) gegeben durch:

$$E_{sc} = -m \xi \frac{k_B T}{q} \frac{K}{1 + \frac{K}{k_0}} \cos(\mathfrak{K} \mathbf{r}). \quad (2.1)$$

Dabei ist m der Kontrast der Intensitätsverteilung, ξ ein Parameter, der den Einfluß der positiven Ladungsträger („Löcher“) beschreibt (mit $|\xi| \leq 1$), k_B die Boltzmannkonstante, T die Temperatur, q die Elementarladung, \mathfrak{K} der Gittervektor des Intensitätsgitters, K dessen Betrag, $k_0 = \sqrt{4\pi Nq^2/\epsilon k_B T}$, N die effektive photorefraktive Ladungsträgerdichte, $\epsilon = (\mathfrak{K} \bar{\epsilon} \mathfrak{K})/K^2$ und \mathbf{r} der Ortsvektor.

Die so induzierte Feldverteilung (Raumladungsfeld E_{sc}) führt über den elektrooptischen Effekt zu einem Brechzahlgitter. Dieses Gitter ist, wie weiter vorn erläutert wurde, gegenüber dem Intensitätsgitter um eine Phasendifferenz ϕ verschoben, die, wenn externe elektrische Felder wirken und damit Drift als Ladungs-Transport-Prozeß eine Rolle spielt, von $\pi/2$ abweichen kann.

Handelt es sich bei dem Medium um einen Kristall, so kann der Brechungsindex im allgemeinen wegen des anisotropen Kristallaufbaus nicht skalar, sondern nur durch einen Tensor zweiter Stufe \bar{n} dargestellt werden. Der elektrooptische Tensor $\bar{\mathfrak{K}}$ beschreibt die lineare Änderung des Dielektrizitätstensors $\Delta \bar{\epsilon}$ beziehungsweise des Impermeabilitätstensors $\Delta \bar{\eta}$ innerhalb eines Mediums durch ein elektrisches Feld \mathfrak{E} (POCKELS-Effekt). Dabei gilt [18]):

$$\Delta \bar{\eta}_{ij} = \Delta \left(\frac{1}{\bar{\epsilon}} \right)_{ij} = \sum_k \bar{\mathfrak{K}}_{ijk} \mathfrak{E}_k. \quad (2.2)$$

Leitet man aus den Komponenten des elektrooptischen Tensors unter Berücksichtigung von Ausbreitungsrichtung, Materialparametern und Polarisation den effektiven elektrooptischen Koeffizienten \mathbf{r}_{eff} [18, 24, 25] zu

$$\mathbf{r}_{\text{eff}} = \frac{1}{n_0^4} \vec{\epsilon}_1^* \cdot \left\{ \bar{\epsilon} \left[\bar{\mathfrak{K}} \left(\frac{\mathfrak{K}}{|\mathfrak{K}|} \right) \right] \bar{\epsilon} \right\} \cdot \vec{\epsilon}_2 \quad (2.3)$$

ab, wobei $\vec{\epsilon}_1, \vec{\epsilon}_2$ die Polarisationsvektoren der einfallenden zwei Wellen sind und n_0 die Brechzahl bei ordentlicher Polarisation ist, so ist man in der Lage, Änderungen des Brechungsindex durch das Raumladungsfeld E_{sc} skalar zu beschreiben.

Liegt ein periodisches Raumladungsfeld E_{sc} mit $E_{sc} = E_{sc}^{\max} \cos(\mathfrak{K}\mathbf{r})$ vor (gemäß Gleichung (2.1)), so läßt sich die Modulation der induzierten Brechungsindexverteilung als

$$\Delta n = n_1 \cos(\mathfrak{K}\mathbf{r}) = \frac{1}{2} n_0^3 \mathbf{r}_{\text{eff}} E_{sc} \quad \text{mit} \quad n_1 = \frac{1}{2} n_0^3 \mathbf{r}_{\text{eff}} E_{sc}^{\max} \quad (2.4)$$

darstellen, wobei n_1 die Amplitude (Modulationstiefe) der Brechungsindexverteilung ist.

Es kommt nun zu einer Wechselwirkung der in das Medium einfallenden Wellen mit der induzierten Brechungsindexverteilung, sie werden an dem „Brechzahlgitter“ gebeugt.

2.2 Zweiwellenmischung

Interferieren zwei Lichtwellen innerhalb eines photorefraktiven Mediums, so kommt es infolge des photorefraktiven Effektes zur Herausbildung eines Brechzahlgitters entsprechend dem sich einstellenden Interferenzmuster. An diesen Gitterstrukturen werden nun die einfallenden Wellen gebeugt. Abbildung 2.2 links zeigt die prinzipielle Geometrie. Diesen Prozeß nennt man Zweiwellenmischung (*Two-Wave Mixing*, TWM). Dabei kann es zu einer Energie- und Phasenkopplung zwischen den beteiligten Wellen kommen, die in ihrer Stärke von der Phasenverschiebung ϕ zwischen Intensitäts- und Brechzahlgitter abhängt [26]. Es ergeben sich die folgenden zwei gekoppelten Differentialgleichungen (KOGELNIK [26]) für die Amplituden der wechselwirkenden Wellen:

$$\frac{d}{dz}A_1 = -\frac{1}{2}\Gamma\frac{|A_2|^2}{I_0}A_1 - \frac{\nu}{2}A_1 \quad (2.5)$$

$$\frac{d}{dz}A_2 = \frac{1}{2}\Gamma^*\frac{|A_1|^2}{I_0}A_2 - \frac{\nu}{2}A_2, \quad (2.6)$$

dabei sind A_j die Amplituden, $I_0 = |A_1|^2 + |A_2|^2$ ist die Gesamtintensität, ν der Intensitätsabsorptionskoeffizient und Γ die komplexe Kopplungskonstante mit

$$\Gamma = i\frac{2\pi n_1}{\lambda \cos(\theta)}e^{-i\phi} \equiv \gamma + 2i\beta, \quad (2.7)$$

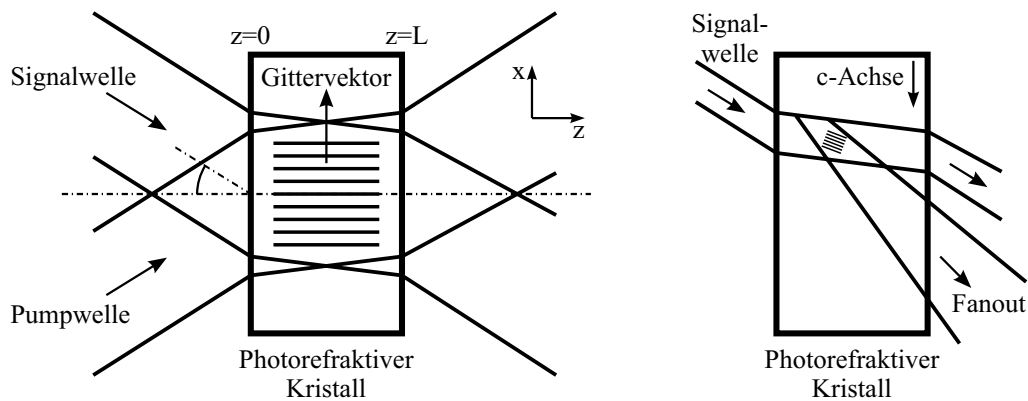


Abbildung 2.2: Zweiwellenmischung in photorefraktiven Kristallen. Links: Geometrie der Interferenz und Wechselwirkung zweier Wellen in einem photorefraktiven Kristall, rechts: Prinzip des Fanning (asymmetrisch verstärkter Streuprozeß).

wobei λ die Wellenlänge ist und 2θ der Winkel zwischen den Einfallrichtungen der wechselwirkenden Wellen. Der Wert von γ beschreibt dabei die Energieumkopplung und β die Phasenkopplung.

Für die Intensitäten ergeben sich folgende Lösungen:

$$\begin{aligned} I_1(z) &= I_1(0) \frac{1 + m_v^{-1}}{1 + m_v^{-1} e^{\gamma z}} e^{-\nu z} \quad \text{und} \\ I_2(z) &= I_2(0) \frac{1 + m_v}{1 + m_v e^{-\gamma z}} e^{-\nu z} \quad \text{mit} \quad m_v = \frac{I_1(0)}{I_2(0)}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Die Intensitäten der beiden Wellen (Pump- bzw. Signalwelle) verändern sich bei Durchlaufen einer bestimmten Wechselwirkungslänge (entlang der Koordinate z) innerhalb des Kristalls gegenläufig (Energiekopplung). Mittels dieses Prozesses ist es demzufolge möglich, eine Signalwelle durch Energiezufuhr aus einer Pumpwelle zu verstärken, wobei die Wellenfrontform der Signalwelle bei ebener Pumpwelle oder ohne Phasenkopplung (Diffusionsfall) nicht verändert wird und damit eine ihr aufgeprägte Information erhalten bleibt. Die TWM kann deshalb vorteilhaft in informationsverarbeitenden Systemen eingesetzt werden, um durch eine rein optische Verstärkung die zu diesem Zwecke sonst notwendige Wandlung in elektronische Signale mit dem damit verbundenen Geschwindigkeitsverlust zu vermeiden.

Auch wenn nur eine Welle in das Medium einfällt, kommt es bei Vorliegen eines großen elektrooptischen Koeffizienten zu einer speziellen Wechselwirkung mit dem Medium [27, 28, 29]. Das Prinzip ist in Abbildung 2.2 rechts zu sehen. Ein Teil der einfallenden Welle wird an Inhomogenitäten des Mediums, das können Unebenheiten der Oberfläche, Kristallbaufehler, Verunreinigungen oder photorefraktive Inhomogenitäten sein, gestreut. Zwischen dem gestreuten Licht und dem einfallenden Signalbündel kommt es zur Zweiwellenmischung (TWM), in deren Ergebnis Energieumkopplung in das gestreute Licht (*Fanout*) erfolgt und damit eine Verstärkung des Streulichtes und ein Intensitätsabfall (*Entleerung*) der transmittierten Signalwelle. In Abhängigkeit vom Medium kann es nach einer bestimmten Zeit auch bei einem sehr kleinen Anteil des ursprünglich gestreuten Lichtes am insgesamt einfallenden Licht zur Umkopplung des überwiegenden Teiles der Signalwellenenergie in das Streulicht kommen. Da die Verstärkung, die das Streulicht erfährt, in starkem Maße von seiner Richtung in Bezug auf die der Signalwelle und die der Achsen des Kristalls abhängt, wird fast nur der Anteil verstärkt, der sich in einen speziell bevorzugten Raumwinkelbereich ausbreitet. Es kommt so zu einer Ausrichtung des sich anfänglich allseitig ausbreitenden Streulichtes

in eine bestimmte Richtung. Dieser Vorgang wird als *Beam-Fanning* oder auch nur als *Fanning* bezeichnet. Er kann unter anderem wegen seines Zeitverhaltens zur Realisierung eines Novelty-Filter (siehe Kap. 4.1) genutzt werden. Aufgrund der Tatsache, daß Fanning die Erzeugung einer zusätzlichen Welle aus der Signalwelle ermöglicht, können sogenannte selbstgepumpte phasenkonjugierende Spiegel (siehe Kapitel 2.4) verwirklicht werden.

2.3 Vierwellenmischung

In einem optisch nichtlinearen Medium kann es bei der Überlagerung von vier Wellen unter bestimmten Bedingungen zu einer Energiekopplung kommen. Diesen Effekt bezeichnet man als Vierwellenmischung (*Four-Wave Mixing*, FWM) und im Falle gleicher Frequenzen als degenerierte Vierwellenmischung (*Degenerated Four-Wave Mixing*, DFWM). Eine große Bedeutung hat dieser Effekt dadurch, daß es möglich ist, in diesem Medium aus drei einfallenden Wellen eine vierte zu generieren und zu verstärken.

Im folgenden soll nur der Fall der FWM betrachtet werden, bei dem für die Wellenzahlvektoren zweier der wechselwirkenden Wellen (im weiteren *Pumpwellen* genannt) $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$ gilt. Die Geometrie einer entsprechenden FWM-Anordnung ist in Abbildung 2.3 zu sehen.

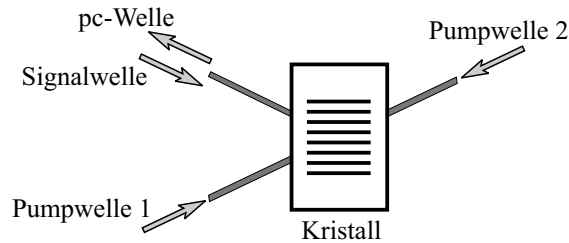


Abbildung 2.3: Vierwellenmischung. Erzeugung einer Welle (*pc-Welle*) durch Wechselwirkung dreier in das Medium einfallender Wellen.

Zur Erklärung der FWM gibt es verschiedene Herangehensweisen. Eine davon betrachtet die direkte Wechselwirkung (*Mischung*) dreier Wellen über die Suszeptibilität dritter Ordnung $\bar{\chi}^{(3)}$, eine andere bedient sich des Gitterbildes, also der Vorstellung, daß durch die (im Medium) interferierenden Wellen Gitter, z.B. Brechzahlgitter, die auch als Hologramme aufzufassen sind, in das Medium eingeschrieben und wieder ausgelesen werden (Prinzip der Echtzeit-Holographie [30, 31]).

Im folgenden soll die erwähnte zweite Herangehensweise der Erklärung der FWM mittels des Gitterbildes näher erläutert werden. Signalwelle und Pumpwelle 1 interferieren im Medium und erzeugen mittels des photorefraktiven Effektes ein Brechzahlgitter. Im allgemeinen Fall und bei gleichzeitiger Einwirkung aller vier Wellen werden zwar sechs Brechzahlgitter gebildet, von denen aber aufgrund der fast immer gültigen *Ein-Gitter-Approximation* ([26, 32]) nur dieses betrachtet werden muß. Die Wechselwirkung der vier Wellen mit dem Gitter läßt sich durch ein System gekoppelter Differentialgleichungen beschreiben [26]. Unter Vernachlässigung der Absorption und unter Verwendung der Näherung der *ungeschwächten* Pumpwellen (engl. *undepleted-pump-approximation*), welche besagt, daß sich die Amplituden der beiden Pumpwellen durch die Wechselwirkung innerhalb des Mediums nicht verändern, was in guter Näherung dann der Fall ist, wenn die Intensitäten der Pumpwellen viel größer sind als die der Signalwelle und der erzeugten Welle, kann dieses gelöst werden, und es ergibt sich für die im Medium erzeugte Welle

$$A_{pc}^*(z) = \left(\frac{A_2^*}{A_1} \right) \frac{e^{-\frac{1}{2}\Gamma z} - e^{-\frac{1}{2}\Gamma L}}{1 + m_v e^{-\frac{1}{2}\Gamma L}} A_s(0), \quad (2.9)$$

wobei m_v jetzt definiert ist als das Intensitätsverhältnis der Pumpwellen $|A_2|^2/|A_1|^2$ und A_1 , A_2 , A_s und A_{pc} als die Amplituden der Pumpwellen, der Signalwelle und der erzeugten Welle. Aus Gleichung (2.9) folgt:

$$A_{pc}^* \sim A_s \quad \text{bzw.} \quad A_{pc} \sim A_s^*. \quad (2.10)$$

Die erzeugte Welle ist also die phasenkonjugierte Welle (siehe Kapitel 2.4) zur Signalwelle. Im Bild der Holographie heißt das, daß diese Welle durch Auslesen des von Signalwelle und Pumpwelle 1 erzeugten Hologrammes durch Pumpwelle 2 erzeugt wird.

2.4 Phasenkonjugation

Eine Signalwelle wird als

$$\mathfrak{E}(\mathbf{r}, t) = \mathfrak{A}(\mathbf{r}) e^{i(\mathfrak{k}\mathbf{r} + \phi(\mathbf{r}) - \omega t)} \quad (2.11)$$

dargestellt, wobei \mathfrak{E} die elektrische Feldstärke ist, \mathfrak{A} die Amplitude, \mathfrak{k} der Wellenzahlvektor und ϕ die ortsabhängige Phase der Signalwelle.

Die zu dieser Welle phasenkonjugierte (symbolisiert durch „pc“) erhält man, indem die räumlichen (das heißt von \mathbf{r} abhängigen) Anteile des Phasentermes komplex konjugiert werden, d.h.,

$$\mathfrak{E}_{pc}(\mathbf{r}, t) = \mathfrak{A}^*(\mathbf{r})e^{i(-\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}-\phi(\mathbf{r})-\omega t)} . \quad (2.12)$$

Diese Welle breitet sich also in entgegengesetzter Richtung zur Signalwelle aus. Die Wellenfront behält dabei exakt ihre Form (beschrieben durch $\phi(\mathbf{r})$) bei bzw. wird bezüglich der Ausbreitungsrichtung der Welle, die sich ja umkehrt, invertiert.

Eine optische Anordnung, die zu einer einfallenden Welle die phasenkonjugierte Welle erzeugt, die also die phasenkonjugierende Reflexion realisiert, bezeichnet man als phasenkonjugierenden Spiegel (*Phase-Conjugate Mirror, PCM*) [18].

Die Realisierung der Phasenkonjugation ist unter Nutzung nichtlinearer optischer Effekte (*Nonlinear Optical Phase Conjugation, NOPC*) möglich. Zu nennen sind dabei unter anderem die stimulierte BRILLOUIN-Streuung (*SBS* [33]), die stimulierte RAMAN-Streuung (*SRS* [33]) und die Vierwellenmischung in photorefraktiven Medien. Die auf FWM beruhenden Methoden unterscheidet man nach der Herkunft (oder der Art der Erzeugung) der Pumpwellen. Werden die beiden zueinander phasenkonjugierten Pumpwellen extern, d.h. unabhängig von der Signalwelle, zur Verfügung gestellt, so spricht man von konventioneller Phasenkonjugation durch FWM oder vom *fremdgepumpten* PCM. Die Prinzipskizze zur FWM in Abbildung 2.3 zeigt eine mögliche Realisierung.

In Medien mit großem elektrooptischen Koeffizienten ist es möglich, die Pumpwellen im Kristall durch Fanning aus der Signalwelle selbst abzuleiten. Dabei kann das gestreute Licht (*Fanout*) an den inneren Kristalloberflächen in das Wechselwirkungsgebiet zurückreflektiert werden, so daß sich gegeneinander laufende Streulichtwellen ausbilden, die die Funktion der Pumpwellen bei der FWM übernehmen. Abgeleitet

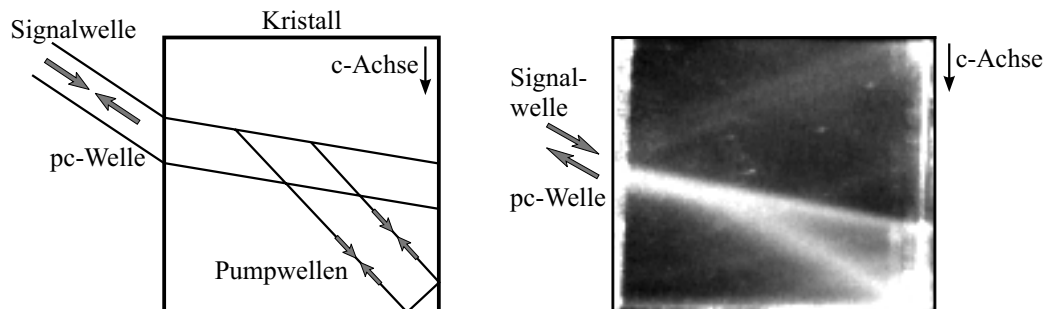


Abbildung 2.4: Selbstgepumpter phasenkonjugierender Spiegel. Links: Prinzipskizze, rechts: Realisierung in einem BaTiO₃-Kristall (Draufsicht).

von der Herkunft der Pumpwellen bezeichnet man diesen PCM als *selbstgepumpt* (*Self-Pumped Phase Conjugate Mirror*, SPPCM, auch *cat-PCM*, benannt nach der Demonstration der störungskompensierenden Übertragung von Bildern einer Katze mittels Phasenkongjugation in Referenz [34], siehe Abbildung 2.4). Durch einen Selbstorganisationsprozeß, der eine Optimierung bezüglich der Reflektivität des SPPCM bewirkt, erfolgt eine Konzentration des Fanout in einen *Pumpkanal*, den sogenannten *Loop* [35].

Eine abgewandelte Form des SPPCM stellt der extern selbstgepumpte PCM (*External SPPCM*, ESPPCM [36]) dar. Er unterscheidet sich von diesem nur durch die Methode zur Bereitstellung der zweiten Pumpwelle. Diese wird nicht durch Reflexion des Fanout an den inneren Kristalloberflächen erzeugt, sondern durch Reflexion desselben an einem externen konkaven Spiegel (siehe Abbildung 2.5 links).

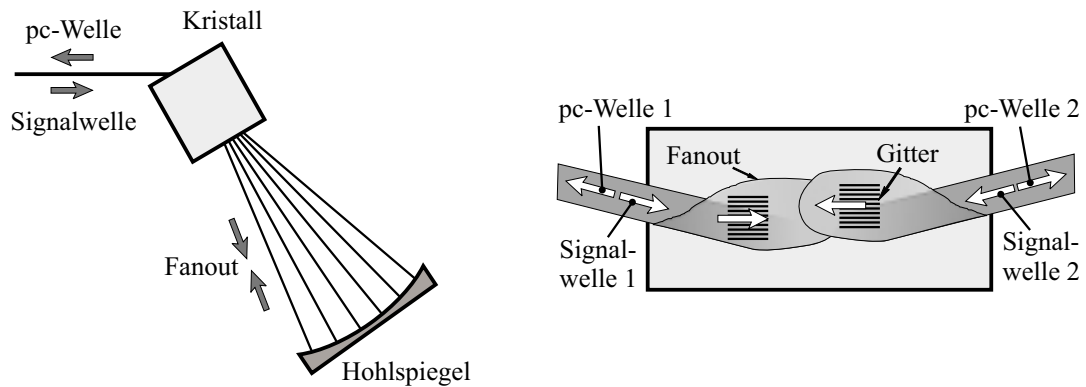


Abbildung 2.5: Phasenkongjugierende Spiegel. Links: extern selbstgepumpter phasenkongjugierender Spiegel (ESPPCM), rechts: wechselseitig gepumpter PCM (MPPCM).

Eine weitere interessante Möglichkeit stellt der wechselseitig gepumpte (*mutually pumped*) PCM (MPPCM) dar. Zwei unabhängige Signalwellen fallen von verschiedenen Seiten in den photorefraktiven Kristall, wobei jede ein Brechzahlgitter durch Interferenz mit ihrem Fanout erzeugt. Als zweite, auslesende Pumpwelle zur Realisierung der FWM dient das Fanout der jeweils anderen Signalwelle (siehe Abbildung 2.5 rechts).

Kapitel 3

Charakterisierung photorefraktiver Medien

Im Rahmen dieser Arbeit sollen vier Arten photorefraktiver Kristalle bezüglich der Realisierungsmöglichkeiten von Wellenmischprozessen, TWM und FWM, untersucht werden, die sich besonders bezüglich des zu erwartenden Zeitverhaltens und der Effektivität der Wechselwirkung mit einfallendem Licht unterscheiden. Es sind dies die zwei Sillenite Wismut-Titan-Oxid $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) und Wismut-Silizium-Oxid $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), Bariumtitanat BaTiO_3 (BT) und der Mischkristall Barium-Calcium-Titanat $\text{Ba}_{0,77}\text{Ca}_{0,23}\text{TiO}_3$ (BCT). Eine Liste der für diese Arbeit verwendeten Kristalle zeigt

Benennung	Material	Abmessungen in mm	Schnitt
BTO1	$\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$	$1 \times 7 \times 20$	siehe Abb. 3.2 (S. 19)
BTO2	$\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$	$1,85 \times 3,84 \times 8,1$	—//—
BTO3	$\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$	$4 \times 4,4 \times 14,4$	—//—
BTO4	$\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$	$3,31 \times 4,49 \times 9,93$	—//—
BSO1	$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	$1,45 \times 4,85 \times 10,85$	—//—
BSO2	$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	$3,76 \times 4,9 \times 10,2$	—//—
BT1	BaTiO_3	$6 \times 5,7 \times 4,8$	0° zur c-Achse
BT2	BaTiO_3	$6,2 \times 5,8 \times 4,8$	45° zur c-Achse
BT3	BaTiO_3	$4,8 \times 3,4 \times 2$	0° zur c-Achse
BCT1	$\text{Ba}_{0,77}\text{Ca}_{0,23}\text{TiO}_3$	$10 \times 10 \times 10$	0° zur c-Achse

Tabelle 3.1: Liste verwendeter Kristalle.

Tabelle 3.1. Die Auswahl erfolgte bezüglich als besonders geeignet erscheinender Abmessungen und Kristallschnitte.

Des weiteren sollen phasenkonjugierende Spiegel, insbesondere verschiedene Formen des selbstgepumpten PCM und der extern gepumpte PCM mittels FWM, realisiert werden. Dabei stehen besonders die Effizienz (d.h. Verstärkung bzw. Reflektivität), die Güte (Qualität der Übertragung von Phasen- und Intensitätsstrukturen) und das Zeitverhalten im Vordergrund. Durch die Untersuchungen sollen Möglichkeiten, Bedingungen und Grenzen des Einsatzes dieser photorefraktiven Medien für die Informationsverarbeitung und -speicherung aufgezeigt werden.

3.1 Sillenite

BTO und BSO sind paraelektrische Kristalle vom Sillenit-Typ. Diese sind nicht zentrosymmetrisch, kubisch raumzentriert und gehören der Punktgruppe 23 an. Die elektrooptischen Koeffizienten sind, verglichen mit denen anderer photorefraktiver Medien, relativ klein ($r_{41} = 5,1$ pm/V für BTO [37, 38] und $r_{41} = 5$ pm/V für BSO (BSO1) [39]). Dadurch ergibt sich, daß die erreichbare Brechzahlmodulationstiefe und damit die Effektivität der Wechselwirkung von Wellen, z.B. durch TWM, gering sind. Dieser Nachteil kann durch nachfolgend beschriebene nichtstationäre Methoden ausgeglichen werden. Die Kristalle zeigen optische Aktivität, $\rho = 63$ °/cm bei BTO [37] und $\rho = 21,1$ °/cm bei BSO (BSO1) [39] ($\lambda = 633$ nm), wodurch der Polarisationszustand der im Medium wechselwirkenden Wellen unterschiedlich sein kann.

Bedingt durch die hohe Photoleitfähigkeit und die hohe Mobilität der Ladungsträger sind kurze Responsezeiten erreichbar, die diese Medien für die Untersuchungen in dieser Arbeit interessant machen. Außerdem ist es bei Sillenit-Kristalle einfacher, diese zu züchten und mit der nötigen hohen optischen Qualität zu produzieren, als bei ferroelektrischen Kristallen. Die in dieser Arbeit verwendeten Kristalle wurden am Väisälä Laboratory der Universität Joensuu in Finnland hergestellt [37]. Die Kristalle wurden nach der Czochalski Methode gezüchtet. Sie sind nominell undotiert, die Summe von 13 kontrollierten Verunreinigungen (z.B. Ba, V, Fe, Co, Cu, Mn, Ni, Ti, Cr) in den Ausgangsmaterialien ist geringer als 5×10^{-4} % (Masse)[39]. Genauere massenspektrographische Untersuchungen der Kristalle ergaben, daß die Konzentration keines der vermessenen verunreinigenden Elemente 10^{-4} % (Masse) übersteigt [40].

3.1.1 Wellenmischung in faserähnlichen Kristallen

Unter Nutzung des Band-Transport-Modelles und der KUKHTAREV-Gleichungen ist es möglich, das sich im Medium einstellende Raumladungsfeld E_{sc} zu berechnen. Um eine analytische Lösung für den stationären Zustand finden zu können, sind eine Reihe von einschränkenden Annahmen und die Gültigkeit von Näherungen nötig. Neben den schon bei Gleichung (2.1) angeführten sind das hier unter anderem das Vorliegen nur einer Ladungsträgerart und jeweils nur eines Donator- und Akzeptorniveaus, vernachlässigbare thermale Anregung, direkte Proportionalität zwischen Anregungsrate und Intensität, die geringe Anzahl ionisierter Donatoren in Bezug auf die Gesamtanzahl verfügbarer Donatoren und die harmonische Form der Intensitätsverteilung und aller daraus folgenden Verteilungen (Ladung, E_{sc}) [26, 41]. Auf die Darstellung des Lösungsverfahrens soll an dieser Stelle verzichtet werden, da in der Literatur schon eine Reihe von ausführlichen Abhandlungen zu diesem Thema existiert [21, 26, 41].

Die Amplitude E_1 des modulierten Raumladungsfeldes ergibt sich zu (siehe auch Gl. (2.1) auf Seite 8)

$$E_1 = m \frac{i E_d}{1 + \frac{E_d}{E_q}} \left[\frac{1 + i \left(\frac{E_0}{E_d} \right)}{1 + i \left(\frac{E_0}{E_d + E_q} \right)} \right] \quad \text{mit} \quad E_d = \frac{K k_B T}{q} \quad \text{und} \quad E_q = \frac{q N_A}{K \epsilon}. \quad (3.1)$$

Dabei ist E_d das sogenannte Diffusionsfeld. E_q wird als Sättigungsfeld bezeichnet, d.h., es ist das bei gegebener Akzeptordichte N_A maximal erreichbare elektrische Feld [26]. E_0 ist ein extern an den Kristall angelegtes elektrisches Feld. Der vor der Klammer stehende Teil der rechten Seite dieser Gleichung ist die Amplitude des Raumladungsfeldes, das sich für den Fall $E_0=0$ einstellt. Der Gleichungsteil in Klammern stellt einen Skalierungsfaktor dar, der den Einfluß eines externen Feldes beschreibt. Der Betrag dieses Faktors in Abhängigkeit von der Stärke des externen Feldes ist in Abbildung 3.1 für einige ausgewählte Werte der Gitterperiode Λ des Raumladungsfeldes dargestellt. Der gewählte Satz von Materialparametern gilt für einen typischen BSO Kristall.

Es ist also möglich, durch Anlegen eines elektrischen Gleichfeldes die Amplitude des modulierten Raumladungsfeldes zu erhöhen und damit die Wechselwirkung der interferierenden Wellen zu verstärken. Ein Gleichfeld sorgt aber auch für einen Übergang vom reinen Diffusionsfall zum Driftfall (Diffusion bzw. Drift sind die dominierenden Ladungstransportvorgänge). Die dadurch bewirkte Abweichung der Phasenverschiebung zwischen Intensitäts- und Brechzahlgitter vom Wert $\pi/2$ bewirkt nach Gleichung

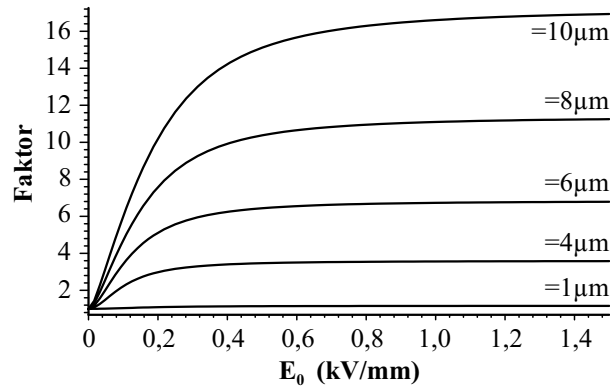


Abbildung 3.1: Skalierungsfaktor nach Gleichung (3.1) als Funktion von E_0 für verschiedene Werte der Gitterperiode Λ . Parameter: $T = 293 \text{ K}$, $N_A = 0,5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, $\epsilon_{rel} = 56$.

(2.7) (Seite 10) eine Verringerung der Energiekopplung zwischen den Wellen. Das Anlegen eines elektrischen Wechselfeldes mit einer Periodenlänge, die viel kürzer ist als die photorefraktive Responsezeit, vermeidet dies. Dabei sind besonders Rechteckfelder günstig, wie in [42] gezeigt wurde.

Es sind deshalb Kristalle wünschenswert, die eine geringe Ausdehnung in Richtung des angelegten Feldes haben, da dadurch bei technisch vorgegebener Spannung hohe Felder erzeugt werden. Betrachtet man Gleichung (2.8) wird klar, daß für eine starke Energieumkopplung auch eine große Wechselwirkungslänge angestrebt werden sollte. Deshalb werden im folgenden lange, schmale, sogenannte faserähnliche (*fiber-like*) Kristalle untersucht, wie sie in Abbildung 3.2 gezeigt werden. Das elektrische Feld wird

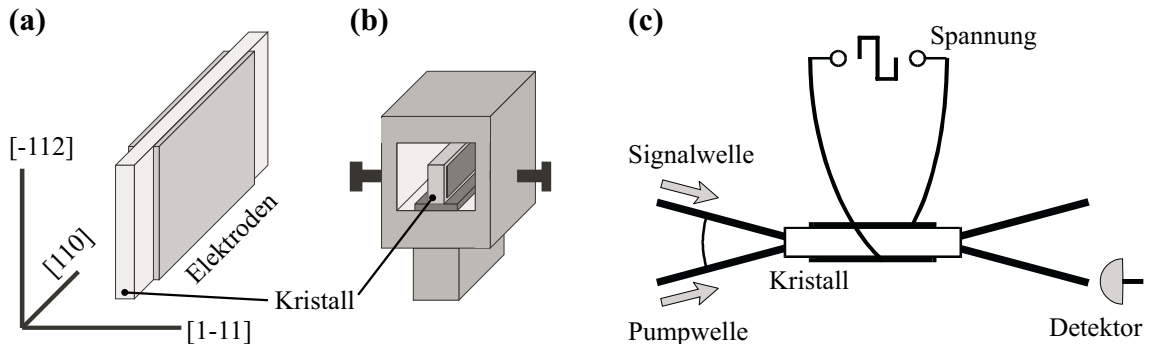


Abbildung 3.2: Faserähnliche Kristalle. (a) Geometrie, (b) Halterung, (c) Anordnung zur TWM.

in Richtung der [1-11]-Achse des Kristalls angelegt (Abb. 3.2a). Der besseren Handhabung wegen sind die Kristalle in einem speziellen Halter befestigt (Abb. 3.2b). Die Elektroden bestehen aus aufgedampftem Silber und sind circa 1 mm kürzer als der Kristall, um elektrische Durchschläge zu vermeiden.

3.1.2 Kurze Antwortzeit bei Zweiwellenmischung

Die Zweiwellenmischung in faserähnlichen Sillenit-Kristallen ist sehr effektiv. Für BTO konnte ein Gain von 16000 (definiert als das Verhältnis der Intensitäten der transmittierten Signalwelle mit und ohne Pumpwelle) und eine Kopplungskonstante von $\gamma = 20 \text{ cm}^{-1}$ [43] gezeigt werden. Für BSO (BSO2) erreichten wir eine Verstärkung von 4000 (definiert als das Verhältnis der Intensitäten der Signalwelle vor und nach dem Kristall bei eingeschalteter Pumpwelle) [40]. In beiden Fällen wurde mit einem HeNe-Laser mit $\lambda = 633 \text{ nm}$ gearbeitet, wobei besonders die hohe Empfindlichkeit der BSO-Kristalle in diesem Wellenlängenbereich bisher noch nicht beobachtet wurde [40].

Die im folgenden beschriebenen Experimente wurden mit der in Abbildung 3.2c dargestellten Anordnung durchgeführt. Bei Signal- und Pumpwelle handelt es sich um unaufgeweitete Strahlenbündel eines HeNe-Lasers ($\varnothing = 1,6 \text{ mm}$) mit der Intensität $I_0 = I_p + I_s = 13,8 \text{ mW/mm}^2$ bei $m_v = I_p/I_s = 15$. Beide sind linear und mit einem Winkel von 63° zur Horizontalen, der sich als optimal zur Beobachtung der Effekte herausgestellt hat, polarisiert. Das angelegte Rechteck-Wechselfeld ($U_0 = \pm 2,2 \text{ kV}$) hat eine Frequenz f_{HV} von 80 Hz und eine Anstiegszeit von $\tau_{\text{HV}} = 1,5 \text{ ms}$. Der Winkel ϑ beträgt 7° . Der Kristall BTO2 wurde verwendet. Abbildung 3.3 zeigt sowohl den zeitlichen Verlauf der Intensität der Signalwelle (a) mit und (b) ohne Pumpwelle als auch den der angelegten Spannung (c).

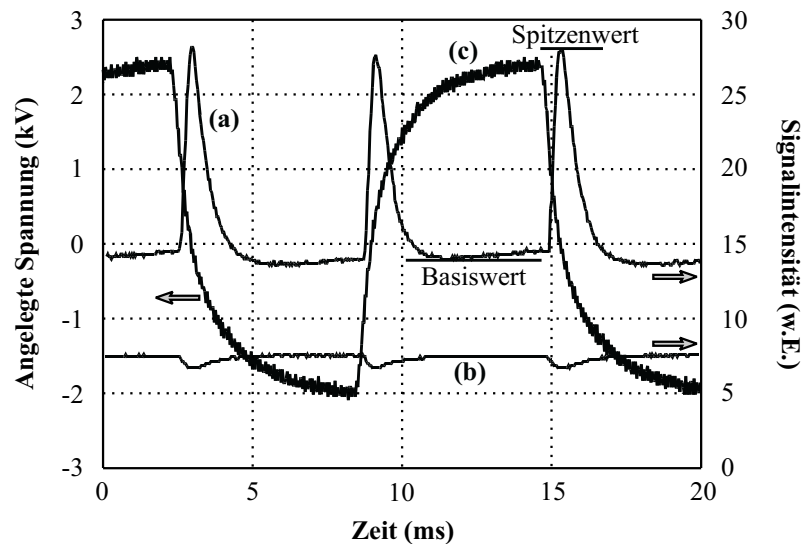


Abbildung 3.3: Zeitlicher Verlauf der Intensität der Signalwelle (a) mit und (b) ohne Pumpwelle und (c) der angelegten Spannung.

Es treten Intensitätsspitzen oder entsprechend Verstärkungsspitzen jeweils im Augen-

blick des Umpolens des angelegten Feldes auf. Diese weisen Anstiegszeiten von unter einer Millisekunde und eine Dauer im Bereich von 1 ms auf. Dieser Effekt, der auch als „*Giant Momentary Readout*“ (GMR) [44] bezeichnet wird, wurde von uns ausführlich experimentell [45, 46, 47, 48] und theoretisch [44] untersucht.

Die Grundlage für das Auftreten dieses Effektes in BTO ist dessen optische Aktivität, denn dadurch ist die Polarisierung der wechselwirkenden Wellen eine Funktion des Ortes im Kristall. Effektive Energiekopplung tritt, wie aus der Struktur des elektrooptischen Tensors folgt, nahezu nur für eine bestimmte Polarisationsrichtung in Bezug auf die Kristallorientierung auf. Wählt man deshalb eine Polarisationsrichtung für die einfallenden linear polarisierten Wellen derart, daß sie am Ort des Eintretens in den Kristall ungünstig für die Kopplung ist, so kommt es aufgrund der Drehung der Polarisationsrichtung beim Durchlaufen des Kristalles dennoch zur Kopplung, wenn auch nur für den eingeschränkten Längenbereich, in dem die Polarisierung entsprechend günstig ist. Liegt nun ein starkes elektrisches Feld an, kann die induzierte Doppelbrechung die optische Aktivität teilweise kompensieren und damit die Polarisierung der einfallenden Wellen fixieren [44], so daß bei der eben erwähnten Wahl der Eingangspolarisation keine oder zumindest geringere Kopplung eintritt. Die Form des Verlaufes der angelegten Spannung weicht in der Praxis deutlich von der eines idealen Rechtecks ab, was durch die von Null verschiedenen Kapazitäten der Spannungsquelle, der Zuleitungen und des Kristalls bedingt ist. Der Augenblick der Feldumkehr setzt sich deshalb aus einem exponentiellen Abfall der Feldstärke und einem ebensolchen Aufbau des Gegenfeldes zusammen, wie in Abbildung 3.3 Kurve (c) zu erkennen ist. Maximale Kopplung und damit maximale Intensität der Signalwelle wird für den Fall $E_0 = 0$ erreicht. Ebenso ist natürlich je nach Wahl der Eingangspolarisation statt des Auftretens einer positiven Intensitätsspitze auch das einer negativen möglich [44].

Zur Überprüfung der Richtigkeit dieses Herangehens wurde die Abhängigkeit der Aufbauzeit der Intensitätsspitzen (definiert als die Zeit τ_p vom Anfang der Intensitätsänderung bis zum Erreichen des Maximums) von der Umschaltzeit τ_{HV} der angelegten Spannung U_0 (definiert als die Zeitkonstante für einen exponentiellen Verlauf entsprechend $U_0 \sim (1 - e^{(-t/\tau_{HV})})$) untersucht [46, 47]. Diese Umschaltzeit ist durch Parallelschalten einer veränderlichen Kapazität zum Hochspannungsnetzteil durchstimmbar. Die in Abbildung 3.4 dargestellten Ergebnisse zeigen deutlich einen linearen Zusammenhang $\tau_p \sim \tau_{HV}$, der belegt, daß die Spitzen durch das Durchlaufen des Zustandes

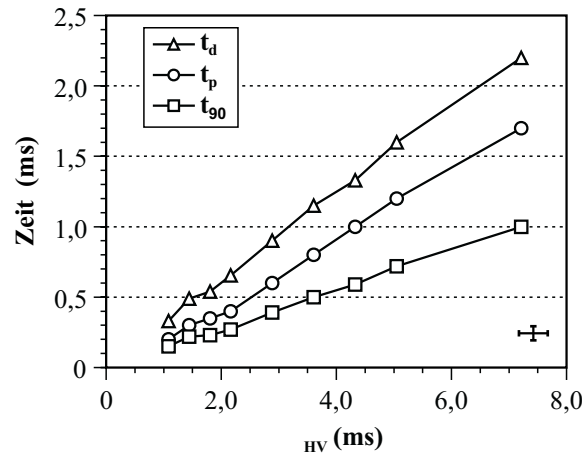


Abbildung 3.4: Einfluß der Umschaltzeit der externen Spannung auf die Zeit zur Ausbildung der Intensitätsspitzen. Parameter: $I_0 = 13,8 \text{ mW/mm}^2$, $m_v = 112$, $U_0 = 5 \text{ kV}$, $f_{HV} = 1,5 \text{ Hz}$, $\vartheta = 4^\circ$, BTO1.

$E_0 = 0$ geprägt sind. Die zusätzlich bestimmten Abhängigkeiten für t_{90} (Zeit, in der die Intensität 90% des Maximalwertes erreicht) und t_d (Dauer einer Intensitätsspitze) bestätigen diese Annahme.

Die in Abbildung 3.3 Kurve (b) auftretenden Senken sind auf eine Umkopplung von Energie aus der Signalwelle in das *Fanout* (siehe Kapitel 3.1.3) zurückzuführen. Dabei handelt es sich um vielfache TWM, weshalb diese Senken auch zu den Umschaltzeitpunkten auftreten. Der beschriebene Effekt ist nicht nur in BTO, sondern auch in BSO beobachtet worden [39, 49].

Bei genauerer Betrachtung der vermessenen zeitlichen Abläufe aus Abb. 3.3 fällt auf, daß das Maximum der Intensitätsspitzen nicht exakt bei E_0 auftritt, sondern etwas früher. Grund dafür ist ein Effekt, der *Screening* genannt und ausführlich in Referenz [38] behandelt wird. Zur Durchführung der Messungen werden unaufgeweitete Laserstrahlbündel verwendet, d.h. solche mit inhomogener (GAUSS-förmiger) Intensitätsverteilung, deren Querschnitt kleiner ist als der der verwendeten Kristalle. Damit kommt es bei Einwirkung eines externen elektrischen Feldes während jeweils einer Halbperiode zur Anhäufung von Ladungsträgern, die lichtinduziert freigesetzt werden, im Randbereich (einseitig) der Intensitätsverteilung. Dies erfolgt derart, daß ein zum äußeren Feld entgegengesetztes Feld aufgebaut wird, welches das tatsächlich im Inneren des Kristalles wirkende Feld in seiner Stärke reduziert, das Wechselwirkungsgebiet also gegen das angelegte Feld abschirmt. Beim Umpolen des äußeren Feldes mit einem zeitlichen Verlauf, wie oben beschrieben, wird dann der Zustand $E = 0$ im Kristall eher

erreicht, da ein Teil des neu (entgegengesetzt) aufzubauenden Feldes durch das sich im Inneren aufgebaut habende Gegenfeld schon existiert. Da die Stärke des internen Gegenfeldes über die Anzahl verlagertes Ladungen von der Intensität der Wellen im Kristall beeinflußt wird, sollte sich eine Abhängigkeit der Verschiebung der Zeitpunkte, an denen die Intensitätsspitzen ihre Maxima erreichen, gegenüber den Zeitpunkten, an denen $E_0 = 0$ gilt, von dieser Intensität nachweisen lassen. Diese Verschiebung zeigt sich in einer Abnahme des Wertes τ_p mit zunehmender Intensität. Der entsprechende funktionale Zusammenhang und damit die Richtigkeit der obigen Herangehensweise zur Erklärung des Effektes wird in Abbildung 3.5a demonstriert.

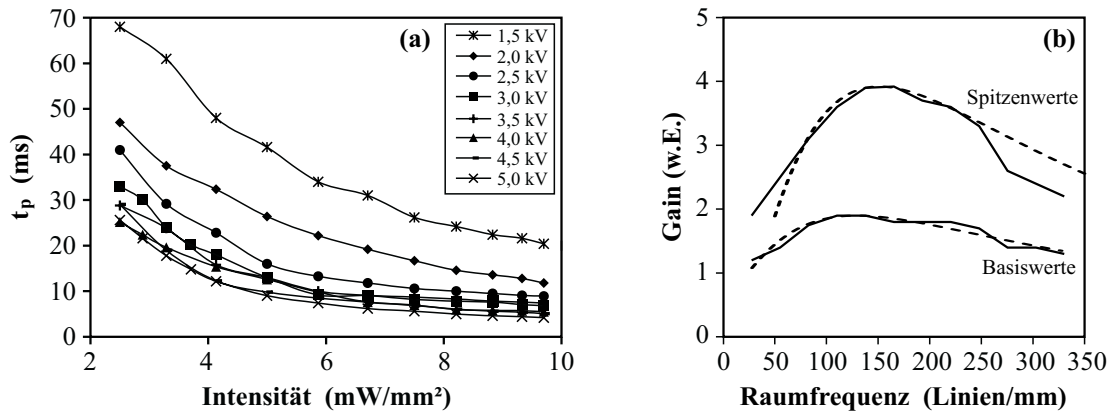


Abbildung 3.5: (a) Intensitätsabhängigkeit der Aufbauzeit der Intensitätsspitzen. Einfluß des Screening. Parameter: $m_v = 112$, $f_{\text{HV}} = 1,5 \text{ Hz}$, $\vartheta = 4^\circ$, $\tau_{\text{HV}} = 1,1 \text{ ms}$, BTO1. (b) TWM-Gain als Funktion der Gitterperiode Λ (angepaßte Funktionen als gestrichelte Linien). Parameter: $I_s = 1 \text{ mW}/\text{mm}^2$, $I_p = 14 \text{ mW}/\text{mm}^2$, $U_0 = 2 \text{ kV}$, BTO2.

Der Einfluß der Periode Λ des im Kristall erzeugten Brechzahlgitters auf den Gain G wurde untersucht. Meßergebnisse sind in Abbildung 3.5b zu sehen, wobei sowohl die Gain-Spitzenwerte als auch die Basiswerte (siehe Abb. 3.3) gemessen wurden [47]. Es zeigt sich, daß der maximale Gain für die Spitzenwerte bei einer Gitterperiode von $6,7 \mu\text{m}$, was $150 \text{ Linien}/\text{mm}$ entspricht, erreicht wird und für die Basiswerte entsprechend bei $\Lambda = 7,8 \mu\text{m}$ ($\hat{=} 128 \text{ Linien}/\text{mm}$) [45]. Bei BSO1 wird der maximale Gain für $\Lambda = 9,1 \mu\text{m}$ gefunden [38].

Ein entsprechender Zusammenhang läßt sich theoretisch ableiten. Nach Gleichung (2.8) auf Seite 11 ergibt sich für den Gain, der hier die Bedeutung der Verstärkung hat, unter Vernachlässigung der Absorption

$$G = \frac{I_2(L)}{I_2(0)} = \frac{1 + m_v}{1 + m_v e^{-\gamma L}} . \quad (3.2)$$

Unter Nutzung der Gleichungen (2.4), (2.7) und (3.1) läßt sich der funktionale Zusammenhang $\gamma = f(K) = f(\Lambda)$ ableiten und mit Gleichung (3.2) daraus $G = f(\Lambda)$. Entsprechend berechnete und an die gemessenen Werte angepaßte Kurven sind in Abbildung 3.5b zu sehen, wobei die Akzeptordichte N_A und der Skalierungsfaktor aus Gleichung (3.1) als variable Parameter dienen. Da ebenfalls $G = f(N_A)$ gilt, läßt sich N_A aus der Lage des Maximums bestimmen. Es ergibt sich ein Wert zwischen $5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ und $7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, was recht gut mit aus der Literatur für BTO bekannten Werten übereinstimmt [50, 51]. Für BSO1 konnte N_A zu $3,7 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ bestimmt werden.

Abbildung 3.6 zeigt die Abhängigkeit des Gains von der Stärke des angelegten elektrischen Wechselfeldes für zwei verschiedene Kristalle, wobei sehr hohe Feldstärken aus technischen Gründen nur für den zweiten, schmaleren Kristall möglich sind. Der aus Abbildung 3.6a abzulesende Zusammenhang entspricht den Erwartungen, d.h. eine Erhöhung der Wechselwirkungseffektivität durch Erhöhung der Stärke des externen Feldes. Die Maxima in Abbildung 3.6b treten für Felder zwischen 3 kV/mm und 3,5 kV/mm auf [48]. Der anfängliche Anstieg in Richtung höherer Feldstärken läßt sich ebenfalls mit dem weiter vorn Gesagten (siehe Abb. 3.1) beschreiben, der Abfall nach Überschreiten des Maximums allerdings (zumindest mit den bisherigen Modellen) nur ansatzweise [43]. Eine Möglichkeit ist die Erklärung mittels des Band-Transport-Modelles nach KUKHTAREV. Eine Näherung, die in Verbindung mit Gleichung (2.1) (Seite 8) und Gleichung (3.1) (Seite 18) erwähnt wurde, ist, daß die mittlere Ladungs-Transportlänge l_{LT} klein gegenüber der Gitterperiode sei ($l_{LT} \ll \Lambda$), um zu sichern, daß angeregte Elektronen vorrangig in dunklen Gebieten rekombinieren. Unter Einwirkung eines

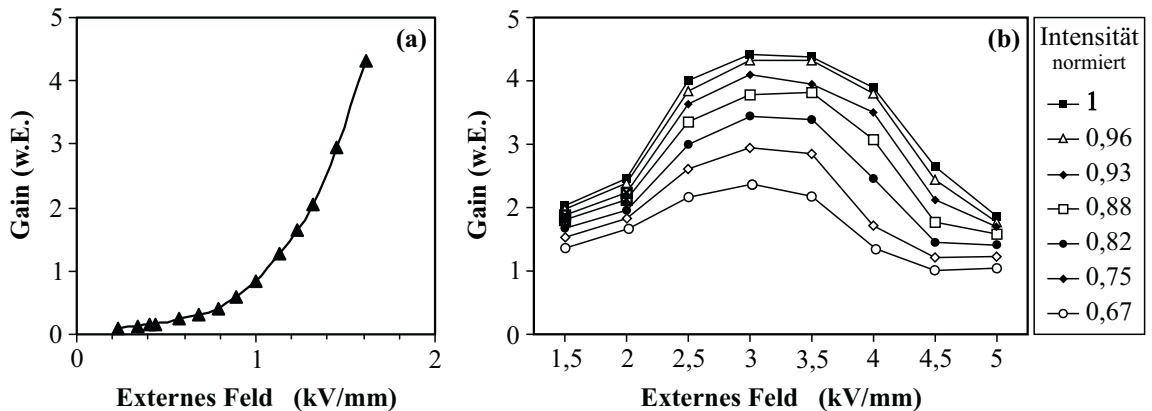


Abbildung 3.6: TWM-Gain als Funktion der Stärke des externen Feldes E_0 . Parameter (a): BTO3, $I_0 = 14 \text{ mW/mm}^2$, $m_v = 267$. Parameter (b): BTO1, $I_0 = 14 \text{ mW/mm}^2$, $m_v = 14$.

externen Feldes (Drift) legen die Elektronen im Mittel den Weg $l_D = \tau_L \mu E_0$ zurück (τ_L Lebenszeit eines Elektrons im Leitungsband, μ Beweglichkeit). Ist die Bedingung $l_D \ll \Lambda$ bei hohen Feldstärken E_0 nicht mehr erfüllt, erhöht sich die Wahrscheinlichkeit der Rekombination von Elektronen aus dem Leitungsband in hellen Gebieten [52]. Damit sinkt die Modulation der Ladungsdichte und damit die des Raumladungsfeldes, was eine Verringerung des Gains bewirkt (Gleichungen (2.4), (2.7) und (3.2)). Ein anderer Aspekt ist die Veränderung des Wertes der Phasenverschiebung ϕ zwischen Intensitäts- und Brechungsindexgitter durch den Driftmechanismus. Die Energiekopplung und damit auch der Gain sind für $\phi = \pi/2$ maximal. Für den Fall, daß die Beziehung $T_{HV} \ll \tau_g$ zwischen der Periode des angelegten Wechselfeldes und der Gitteraufbauzeit erfüllt ist, hat E_0 keinen Einfluß auf ϕ . Ist diese Bedingung allerdings nicht sehr gut erfüllt, was sich besonders bei starken Feldern bemerkbar machen würde, kann es zum zunehmenden Abweichen von $\phi = \pi/2$ und damit zu einer Verringerung des Gains für starke externe Felder kommen [52].

Zusammengefaßt steht mit dem „*Giant Momentary Readout*“ eine Methode zur Verfügung, eine kurzzeitige und relativ hohe Signalverstärkung mit Silleniten zu erreichen. Ein Vorteil ist dabei, daß aufgrund der unterschiedlichen Größenordnung der Responsezeiten dieses Effektes (bis zu unter 1 ms [48]) und des Fanning (10 . . . 100 ms) eine rauscharme Verstärkung erreicht werden kann (Kap. 3.1.3). Diese Verstärkung kann dabei extern (nichtoptisch) parametrisch bezüglich Höhe und Dauer gesteuert werden [45, 46, 47].

3.1.3 Transientes Fanning

Fanning ist ein Effekt, der besonders in Kristallen mit großen elektrooptischen Koeffizienten, wie z.B. Bariumtitanat, beobachtet wird (Kap. 2.2). Mit den hier untersuchten Sillenit-Kristallen ist er nur aufgrund ihrer speziellen Eigenschaften (Kap. 3.1.1) realisierbar.

Abbildung 3.7 zeigt den experimentellen Aufbau. Nach dem Einschalten des externen Feldes kommt es zur Ausbildung des (in x-Richtung) asymmetrisch verstärkten Streulichtes. Auf einem Schirm kann dabei die in Abbildung 3.7 rechts symbolisch dargestellte Intensitätsverteilung beobachtet werden. Es wurde gemessen, daß die Wechselwirkung im Kristall BTO4 so stark ist, daß nach einer gewissen Zeit 90 % der Energie der Signalwelle in das Fanout umgekoppelt werden, in [43] wird sogar von 95 % für BTO

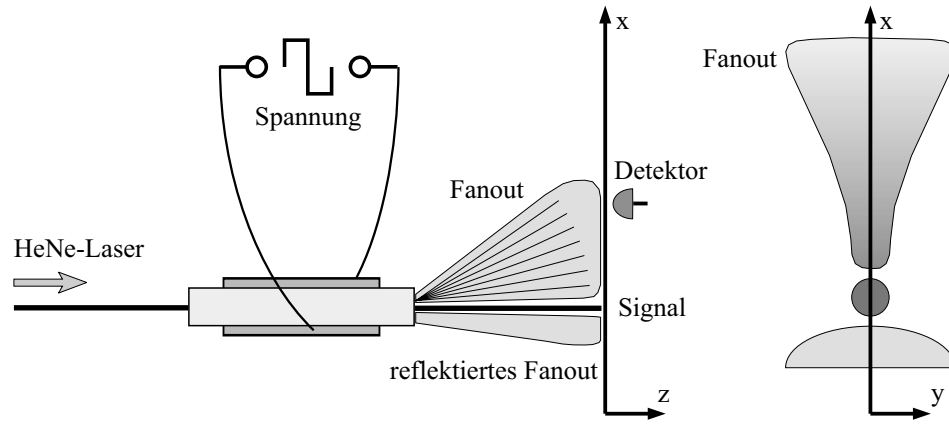


Abbildung 3.7: Anordnung zur Untersuchung des Fanning (links) und auf einem Schirm beobachtbare Intensitätsverteilung (rechts, schematisch).

berichtet. Grund dafür sind die möglichen hohen TWM-Verstärkungswerte (16000 für BTO bei $\Gamma = 20 \text{ cm}^{-1}$ [43] und 4000 für BSO2 [40]).

Ein stark ausgeprägtes Fanning ist wegen des *Giant Momentary Readout* (siehe Kap. 3.1.2) im Augenblick des Einschaltens des externen Feldes oder bei jedem Umpolvorgang zu beobachten. Es kommt dann zu transientem Fanning (zeitlich veränderliche Intensitätsstruktur) und zur Ausbildung einer sogenannten „Fanning-Welle“ [53]. Das Intensitätsmaximum des Fanout liegt erst in einem kleinen Winkelbereich nahe der Signalwelle und bewegt sich dann entlang der x-Achse hin zu größeren Winkeln, entsprechend höheren Raumfrequenzen der mit dem Fanout verbundenen holographischen Gitter. Das Ergebnis ist eine räumlich und zeitlich veränderliche Intensitätsstruktur. Abbildung 3.8a zeigt diese Entwicklung schematisch. Eine Folge von Photographien des auf einem Schirm aufgefangenen Fanout wird in Abbildung 3.8b dargestellt. Stellt man einen Punktdetektor nach Abbildung 3.7 an eine Stelle entlang der x-Achse, so erhält man bei einer Messung der Intensität über die Zeit ein Ergebnis, wie es in Abbildung 3.9a gezeigt wird, ein kurzzeitiges Ansteigen der Intensität während des Durchlaufes der Fanning-Welle.

Die Ausbildung des transienten Fanning beruht auf der Abhängigkeit der Responsezeit des photorefraktiven Prozesses von der Gitterperiode Λ entsprechend [54, 42]

$$\tau_p = \frac{\epsilon h c \gamma_r N_A}{\lambda \nu \beta I_0 \mu q} \frac{\left(1 + \frac{\mu q E_d}{\gamma_r \epsilon E_q}\right)^2 + \left(\frac{\mu q}{\gamma_r \epsilon E_q}\right) E_0^2}{\left(1 + \frac{\mu q E_d}{\gamma_r \epsilon E_q}\right) \left(1 + \frac{E_d}{E_q}\right) + \left(\frac{\mu q}{\gamma_r \epsilon E_q}\right) E_0^2}, \quad (3.3)$$

wobei h das PLANCKSche Wirkungsquantum ist, c die Lichtgeschwindigkeit, μ die Beweglichkeit der Ladungsträger, ν der Absorptionskoeffizient, β die Quanteneffizienz

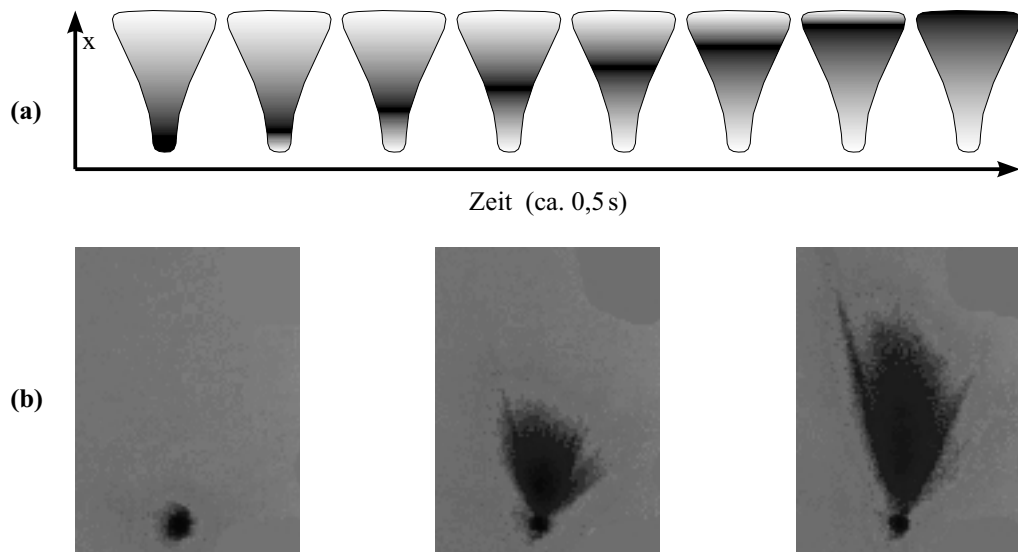


Abbildung 3.8: Prinzipielle zeitliche Entwicklung des Fanning. (a) Veränderung der Intensitätsstruktur des Fanout (schematisch, invers). (b) Folge von Photographien des auf einem Schirm aufgefangenen Fanout (invers).

der Photoanregung und γ_r die Rekombinationskonstante. τ_p ist dabei definiert als die Zeit bis zum Erreichen des Maximums der Intensität entsprechend Abbildung 3.9a. Die Λ -Abhängigkeit ergibt sich dabei dadurch, daß nach Definition E_p und E_q Funktionen von Λ sind.

Es zeigt sich, daß die Response schneller, d.h. τ_p kleiner wird für größer werdendes

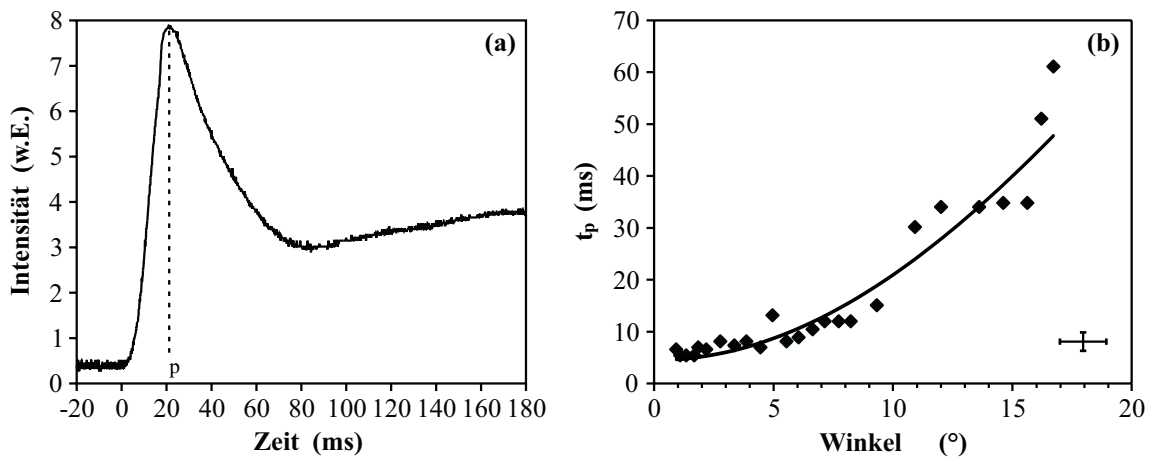


Abbildung 3.9: Zeitlich-räumlicher Ablauf des Fanning. (a) Intensität an einem Punkt innerhalb des von der Fanning-Welle überstrichenen Gebietes. (b) Abhängigkeit der Responsezeit τ_p vom Winkel bezüglich der Richtung der Signalwelle. Die Kurve wurde entsprechend Gleichung (3.3) berechnet. Parameter: $I_0 = 10 \text{ mW/mm}^2$, $f_{\text{HV}} = 1 \text{ Hz}$, $E_0 = 2,8 \text{ kV/mm}$, BTO1.

Λ und damit für kleinere Winkel zwischen den wechselwirkenden Wellen. Von dem sich anfangs allseitig ausbreitenden Streulicht erfahren zuerst die Anteile Verstärkung durch die Signalwelle (es fällt hier nur eine Welle auf den Kristall), deren Ausbreitungsrichtungen kleine Winkel mit der Signalwelle einschließen, und erst in der Folge wird mehr und mehr Energie auch in weiter entfernt liegende Winkelbereiche umgekoppelt. Dies ist unabhängig davon, daß auch hier die Koppelbedingungen und damit der erzielbare Gain vom Winkel abhängen (Kap. 3.1.2) und in einem speziellen Winkelbereich optimal sind.

Die Kurve in Abbildung 3.9b wird entsprechend Gleichung (3.3) berechnet. Als veränderliche Parameter zum Anpassen des Kurvenverlaufes an die experimentellen Werte werden dabei N_A und μ/γ_r verwendet, da diese erfahrungsgemäß von Kristall zu Kristall sehr stark variieren können [54]. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Zu einer detaillierteren Betrachtung müßte man allerdings die in diesem Fall starke Abschwächung der Signalwelle durch das Fanning und die Umkopplung von Energie zwischen verschiedenen Anteilen des Fanout mit in Betracht ziehen. Gleichung (3.3) ist ursprünglich nur für den Fall der TWM mit ungeschwächter Pumpwelle hergeleitet, wobei es sich beim Fanning um vielfache TWM handelt. Dennoch ist die Beschreibung, wie aus Abbildung 3.9b ersichtlich, für einen großen Winkelbereich ϑ geeignet.

Abbildung 3.10 zeigt die Intensitätsverteilung des Fanout entlang der x-Achse im quasistationären Zustand, d.h. bei hoher Wechselfrequenz f_{HV} . Wie in Kapitel 3.1.2 für die TWM beschrieben, kommt es auch hier zur Ausbildung eines Maximums (bei $\vartheta \approx 7^\circ$), d.h. zu einer Konzentration des Fanout in einem Winkelbereich, der die höchste Energieumkopplung aus der Signalwelle ermöglicht [40].

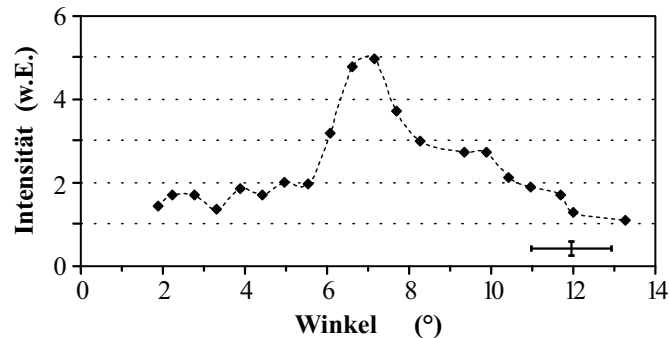


Abbildung 3.10: Intensitätsverteilung des Fanout im quasistationären Zustand. Parameter: $I_0 = 10 \text{ mW/mm}^2$, $f_{HV} = 200 \text{ Hz}$, $E_0 = 2,8 \text{ kV/mm}$, BTO1. Die gestrichelte Linie dient als Führung für das Auge.

Die hier gewonnenen Erkenntnisse über das zeitliche Verhalten und die räumliche Struktur des Fanning werden zur Realisierung der in Kapitel 3.1.4 beschriebenen PCM und der Optimierung der dafür benötigten experimentellen Anordnungen verwendet.

3.1.4 Selbstgepumpte Phasenkonjugation

Aufgrund der in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen starken Wellenwechselwirkung in faserähnlichen Sillenit-Kristallen, besonders des Fanning, ist es möglich, mit diesen Medien Anordnungen zur selbstgepumpten Phasenkonjugation zu realisieren, die bisher Materialien wie Bariumtitanat oder Lithiumniobat vorbehalten waren. Eine derartige Nutzung faserähnlicher Kristalle wird in der Literatur vorgeschlagen [51, 53, 55, 56, 57, 58, 59], wobei bisher der Schwerpunkt auf dem MPPPCM lag.

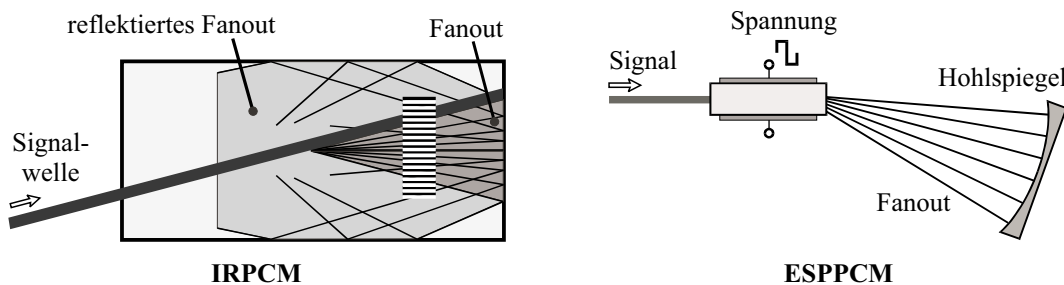


Abbildung 3.11: IRPCM und ESPPCM in faserähnlichen Kristallen.

Drei Arten von selbstgepumpten PCM sollen mittels faserähnlicher Kristalle und externem elektrischen Wechselfeld realisiert werden [55, 56, 60]. Es sind dies diejenigen Formen von PCM, die in Kapitel 2.4 vorgestellt wurden, wobei sich der hier beschriebene SPPCM vom cat-Typ, im folgenden *Internal Reflection* PCM (IRPCM) genannt, und der ESPPCM in diesen Kristallen etwas bezüglich ihrer Geometrie von den in Bariumtitanat-Kristallen realisierten unterscheiden. Abbildung 3.11 zeigt die Geometrien. Der IRPCM nutzt die teilweise Reflexion des Fanout an der Austrittsfläche des Kristalles statt der internen Totalreflexion nahe einer Kristallecke. Der Einfallswinkel der Signalwelle ist bei beiden Typen klein (4°).

Im Hinblick auf die Verwendung der hier vorgestellten PCM für die in den späteren Kapiteln beschriebenen Methoden der optischen Signalbearbeitung und -speicherung stehen Untersuchungen bezüglich Reflektivität, Zeitverhalten und Güte der Phasenkonjugation im Vordergrund. Abbildung 3.12 zeigt die dazu notwendigen experimentellen Anordnungen, wobei BTO4 benutzt wurde.

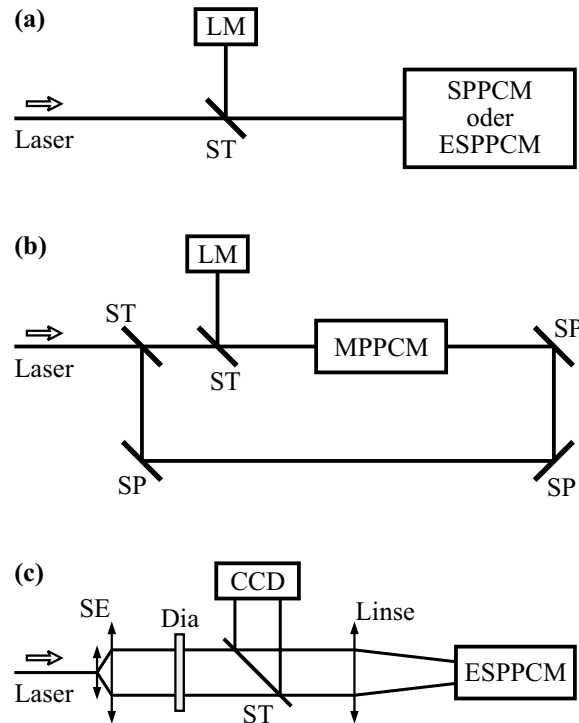


Abbildung 3.12: Experimentelle Anordnungen zur Untersuchung des Zeitverhaltens der Reflektivität von IRPCM, ESPPCM (a) und MPPCM (b) und der Übertragung von Amplitudenstrukturen (c). ST sind Strahlteiler, SP Spiegel, LM optische Leistungsmesser, SE ist ein Strahlexpander und CCD eine CCD-Kamera.

Die Reflektivität und das Zeitverhalten von IRPCM und ESPPCM werden mit der Anordnung aus Abbildung 3.12a untersucht. Der unaufgeweitete Strahl eines HeNe-Lasers ($\lambda = 633 \text{ nm}$) mit einem Durchmesser von $1,6 \text{ mm}$ wird verwendet, wobei das Licht parallel zur $[1-11]$ -Achse des Kristalles polarisiert ist und sich nahezu in Richtung der $[110]$ -Achse ausbreitet. Durch den Einstrahlwinkel von 4° werden Wechselwirkungen der Signalwelle mit der an der Rückseite direkt reflektierten Welle nahezu vermieden (bei 4° noch relativ kleiner Überlappungsbereich), genauso wie zusätzliche Reflexionen an den Seitenflächen. Der Hohlspiegel des ESPPCM hat eine Brennweite von 75 mm und ist in einer Entfernung von 150 mm vom Kristall positioniert, um eine nahezu perfekte Rückreflexion des Fanout zum Ort seiner Entstehung zu gewährleisten (Abb. 3.11). Die beiden Wellen, die entsprechend Abbildung 3.12b von entgegengesetzten Seiten auf den MPPCM fallen, haben gleiche Intensitäten (8 mW/mm^2 , wie für den ESPPCM) und Polarisationsrichtungen und sind aufgrund der Weglängendifferenz zueinander inkohärent.

Die Resultate für die Reflektivität sind in Abbildung 3.13 zu sehen. Definiert man

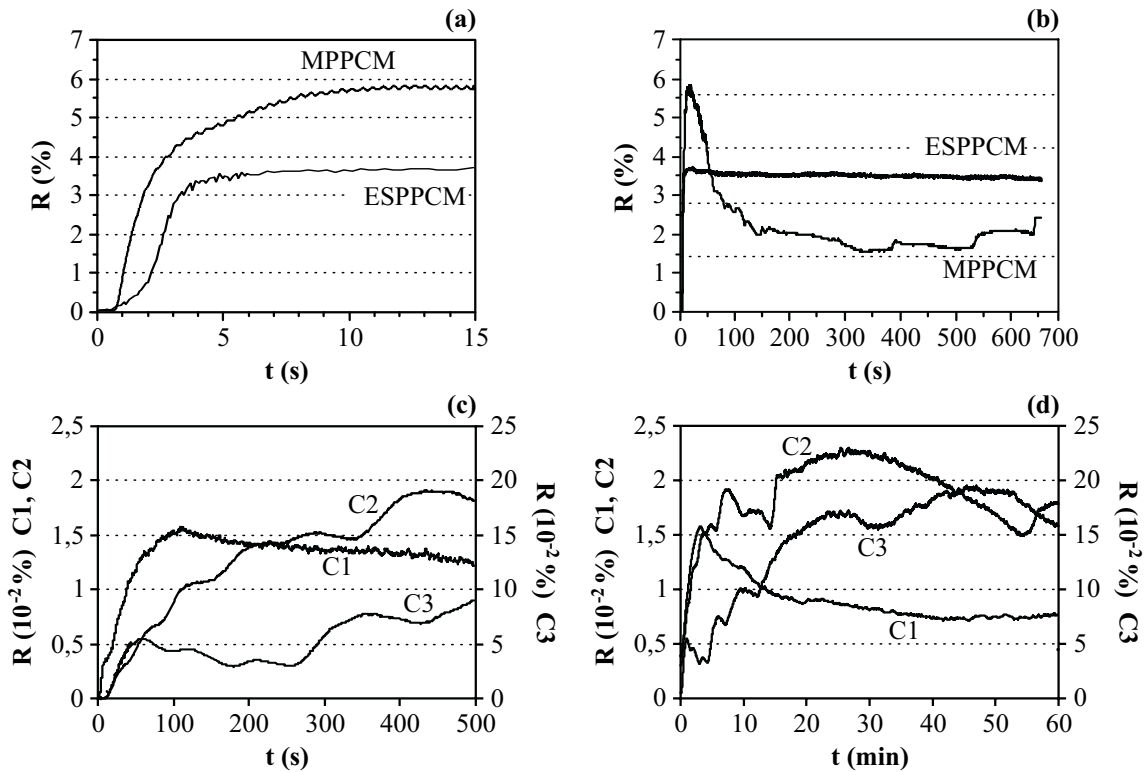


Abbildung 3.13: Reflektivität und Zeitverhalten. (a) Anlauf der pc-Reflexion von ESPPCM und MPPCM. (b) Langzeitstabilität von ESPPCM und MPPCM. (c) und (d) Anlauf und Stabilität des IRPCM. Die Kurven C1, C2 und C3 wurden unter den gleichen experimentellen Bedingungen aufgezeichnet.

die Responsezeit τ als die Zeit, in der die Reflektivität R den Wert $(1 - 1/e) \cdot R_{max}$ mit R_{max} als maximaler Reflektivität erreicht, so bestimmt man diese zu 3,6s für den ESPPCM und 2,3s für den MPPCM. Vergleicht man diese Werte mit aus der Literatur [36, 61, 62, 63] für Bariumtitanat und SBN bei vergleichbaren Intensitäten bekannten, so stellt sich heraus, daß diese PCM mit BTO kürzere oder zumindest vergleichbare Anlaufgeschwindigkeiten zeigen. Es wurden Reflektivitäten von 4% und 6% erreicht, welche allerdings weit unter den für Bariumtitanat bekannten [36, 61] liegen. Ergebnisse von Messungen der Langzeitstabilität zeigt Abbildung 3.13b. Die Reflektivität des ESPPCM zeigt eine hohe Stabilität. Die Fluktuationen sind kleiner als 3% nach den ersten 100s [55]. Im Kontrast dazu fällt die Reflektivität des MPPCM schnell ab (bis zu 25% des Maximums) und zeigt starke Fluktuationen, wie sie sonst für Bariumtitanat typisch sind [64].

Die Realisierbarkeit eines IRPCM in BTO konnte gezeigt werden. Abbildung 3.13c zeigt den Anlauf der phasenkonjugierenden Reflexion. Alle Messungen (Graphen C1,

C2, C3) wurden unter nahezu denselben experimentellen Bedingungen durchgeführt. Eine Intensität von 16 mW/mm^2 wurde gewählt, da sich herausstellte, daß der IRPCM nicht mit den gleichen niedrigen Intensitäten arbeitet, wie die anderen PCM. Die Responsezeiten sind ungeachtet der höheren Intensität im Bereich von Minuten ($\tau_{C1} = 160 \text{ s}$, $\tau_{C2} = 390 \text{ s}$, $\tau_{C3} = 330 \text{ s}$) und damit viel größer als für ESPPCM und MPPCM. Die maximal erreichten Reflektivitäten liegen zwischen $0,01\%$ und $0,2\%$ und sind damit sehr niedrig [55]. Der Grund dafür ist, daß die lesende Pumpwelle wegen der geringen Reflektivität der Rückfläche und der ungünstigen Geometrie (verglichen mit dem ESPPCM) viel schwächer ist als die Signalwelle. Die Variationen des Zeitverhaltens und der maximalen Reflektivität beruhen auf der hohen Empfindlichkeit der pc-Reflexion gegenüber minimalen (nicht kontrollierbaren) Veränderungen der experimentellen Bedingungen (z.B. U_0 , Temperatur). Abbildung 3.13d zeigt die starken Schwankungen im Langzeitbereich. Diese periodischen oder auch chaotischen Fluktuationen sind typisch für die selbstgepumpte Phasenkonjugation als Selbstorganisationsprozeß [64, 65]. Sie machen den IRPCM für Anwendungen ungeeignet, weshalb er im folgenden nicht weiter betrachtet wird.

Ein für die optische Informationsverarbeitung wichtiger Aspekt ist die Übertragung bzw. Abbildung oder Reflexion von Intensitätsstrukturen durch PCM. Ergebnisse der Untersuchung der Leistungsfähigkeit des ESPPCM in dieser Hinsicht mittels einer Anordnung nach Abbildung 3.12c zeigt Abbildung 3.14. Bild (a) zeigt die In-

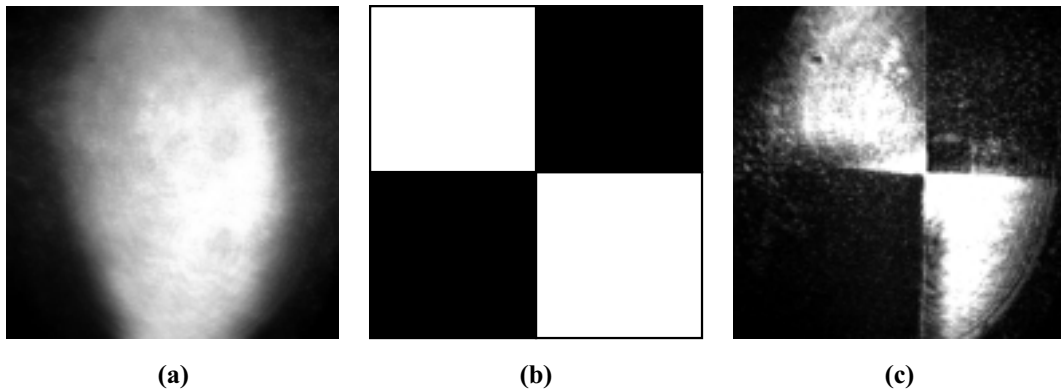


Abbildung 3.14: Übertragung von Intensitätsstrukturen. (a) Intensitätsverteilung der pc-Welle im Falle einer Signalwelle mit homogener Intensitätsverteilung, (b) zu übertragende Intensitätsstruktur (Maske), und (c) übertragene (abgebildete) Struktur.

intensitätsverteilung der pc-Welle, wenn eine aufgeweitete Signalwelle mit homogener Intensitätsverteilung vorliegt. Die räumlich höherfrequente Intensitätsstruktur ist eine

übliche Eigenschaft der Phasenkongjugation mit auf Fanning basierenden PCM. Das Resultat der Übertragung einer der Signalwelle ($\varnothing = 2 \text{ cm}$) durch eine Maske (b) auf-geprägten Intensitätsstruktur durch den ESPPCM zeigt Bild (c). Die Qualität der Bildübertragung ist recht hoch, was man besonders an den Kanten (Strukturen mit hohen Raumfrequenzen) erkennen kann, die von dem ESPPCM sehr gut übertragen werden.

Zur Untersuchung der Abbildungseigenschaften des MPPCM wurde ein unaufgeweiteter Signalstrahl verwendet und die pc-Welle auf einen Schirm projiziert. Abbildung 3.15 zeigt das Ergebnis. Ein Nachteil dieser Realisierung der Phasenkongjugation wird

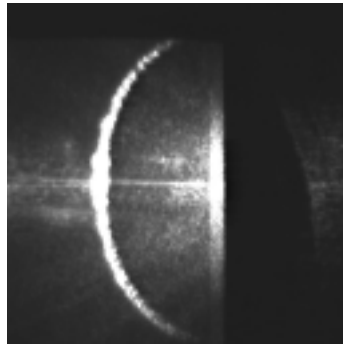


Abbildung 3.15: Übertragung der Intensitätsstruktur eines unaufgeweiteten Laserstrahls ($\varnothing = 1,6 \text{ mm}$) durch einen MPPCM.

deutlich, die Intensität des reflektierten Signals hat eine Ringstruktur. Der Grund dafür ist die räumliche Struktur des Fanout, es formt einen Konus. Es entstehen zusätzliche Gitter, die nicht durch Interferenz von Signalwelle und Fanout gebildet werden, sondern durch Interferenz zwischen verschiedenen Teilen des Fanout. Dieses Gittersystem kann durch das Fanout der anderen Welle, das eine ebensolche Struktur hat, ausgelesen werden. Das Resultat sind Wellen, die auf der Oberfläche eines Konus liegen und damit die Ringstruktur bilden [26]. Bei der Realisierung in Bariumtitanat tritt dieser Effekt zwar auch auf, die zusätzlichen Gitter werden aber aufgrund eines Selbstorganisationsprozesses wegen dessen hoher Anisotropie unterdrückt. Der Aufbau einer Ringstruktur kann durch Verwendung nichtebener Wellen vermieden werden, allerdings ist die korrekte Übertragung der einfachsten Wellenform (eben) eine Grundlage für die Informationsverarbeitung.

Im folgenden steht die Qualität der Phasenkongjugation im Vordergrund, d.h. wie genau die Phasenverteilung einer Signalwelle bei Reflexion an einem PCM reproduziert wird. Eine spezielle Eigenschaft der Verwendung der Phasenkongjugation in optischen

Systemen ist die Störungskompensation [31, 66, 67]. Wenn eine ebene Welle ein Phasenobjekt passiert, welches eine Phasenstörung in diese Welle einbringt, dann an einem PCM reflektiert wird und die erzeugte pc-Welle dasselbe Phasenobjekt noch einmal, jetzt in entgegengesetzter Richtung, passiert, wird die Phasenstörung kompensiert (korrigiert), und die das System verlassende Welle ist wieder eben. Diese Eigenschaft der pc-Reflexion wird zur Untersuchung ihrer Qualität genutzt. Abbildung 3.16a zeigt ein modifiziertes MICHELSON-Interferometer, in dem ein Spiegel ein PCM ist. Aufgrund der Störungskompensation wird die durch eine Linse im pc-Interferometerarm bewirkte Verformung der Wellenfront der ebenen Signalwelle korrigiert. Das Interferometer liefert trotz Phasenstörung das Interferenzbild zweier ebener Wellen (Abb. 3.16c) und beweist damit qualitativ die Funktionsfähigkeit des ESPPCM.

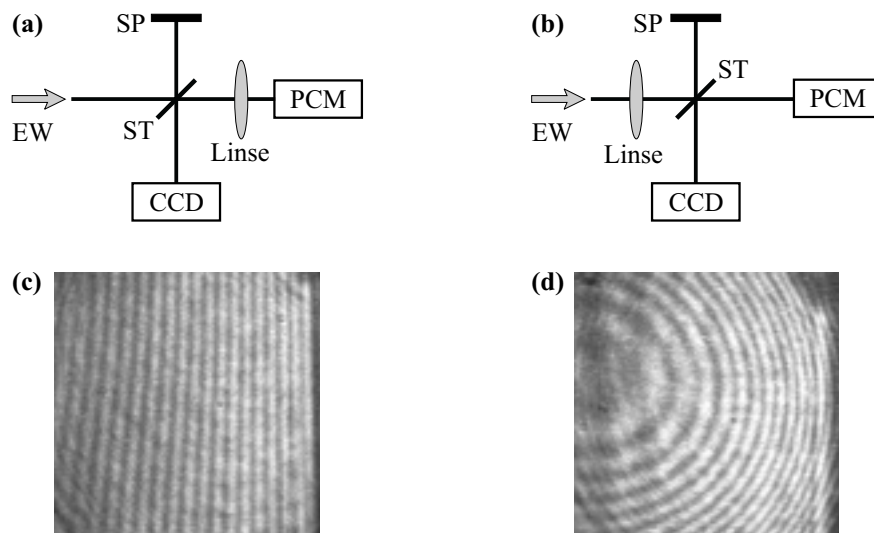


Abbildung 3.16: Güte der Phasenkonjugation. (a) Interferometer mit Störungskompensation, (b) Einganginterferometer, (c) und (d) Interferogramme aufgenommen mit den Interferometern (a) und (b).

Mit PCM lassen sich sogenannte *Einganginterferometer* [68, 69] realisieren, das sind Interferometer, die die Vermessung einer Wellenfront mit doppelter Empfindlichkeit [32] ohne die Notwendigkeit einer separaten Referenzwelle ermöglichen. Mit dem in Abbildung 3.16b gezeigten Arrangement wurde eine sphärische Welle (Linse als Phasenobjekt) vermessen. Das Ergebnis und damit die Einsetzbarkeit des ESPPCM auch in solchen Systemen zeigt Abbildung 3.16d.

Zur quantitativen Einschätzung wird die Phasenverteilung einer ebenen Signalwelle und ihrer pc-Welle mittels eines *SWIM*-Interferometers [70] vermessen. Die Abbildun-

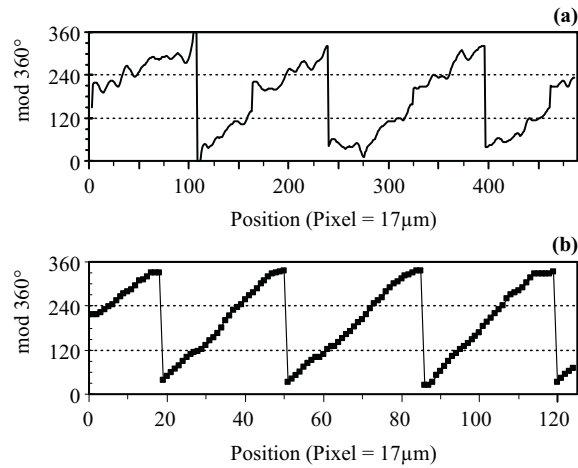


Abbildung 3.17: Durch den ESPPCM entstandene Aberationen. Phasenverteilung der pc-Welle (a) und der Signalwelle (b).

gen 3.17a und 3.17b zeigen die Phasenverteilungen von pc- und Signalwelle entlang eines Schnittes durch die 2D-Phasenverteilungen (nicht versterkt). Die Phasenkongruenz durch den ESPPCM wird durch ein Phasenrauschen (durch die pc-Reflexion verursachte Phasenstörung) von $2\pi/15$ ($\lambda/15$) bestimmt. Sie zeigt also hohe Qualität, weshalb dieser PCM als zum Einsatz in informationsverarbeitenden Systemen geeignet erscheint.

3.2 Bariumtitanat

Bariumtitanat ist ein Medium, das in der Literatur starke Beachtung findet. Grund dafür ist die sehr effektive Wellenwechselwirkung, die mit diesem Material wegen der hohen elektrooptischen Koeffizienten ($r_{42} = 1640$) erreicht wird, wobei dies aber wegen der starken Anisotropie des elektrooptischen Tensors nur für außerordentlich polarisiertes Licht von Bedeutung ist. Bariumtitanat bildet ferroelektrische Kristalle vom Perovskit-Typ, die der Punktgruppe $4mm$ angehören. Mit Bariumtitanat wird fast ausschließlich im Diffusionsregime gearbeitet, d.h. ohne äußere elektrische Felder. Alle für diese Arbeit verwendeten Kristalle sind nominell undotiert. Die Kristalle BT1 und BT3 sind mit einem Winkel von 0° zur c-Achse geschnitten und BT2 von 45° . Im Gegensatz zu den vorher beschriebenen Silleniten ist Bariumtitanat nicht wegen seiner kurzen Responsezeiten, sondern wegen der erreichbaren hohen Brechzahlmodulation für die Informationsspeicherung interessant. Ungeachtet vielfältiger Untersuchungen sind nicht alle Prozesse, die in diesen Kristallen zur Ausbildung von Brechzahlgittern

führen, vollständig verstanden, was besonders für den Bereich sehr kleiner Intensitäten, welcher für die Informationsverarbeitung entscheidend ist, bzw. den größerer Intensitäten der wechselwirkenden Wellen gilt. Deshalb sollen hier vor allem die Resultate experimenteller Untersuchungen, die eine Grundlage zur Anwendung dieses Mediums in den in den Kapiteln 4 und 5 beschriebenen informationsverarbeitenden Systemen liefern können, im Vordergrund stehen.

3.2.1 Parameter der Gitterbildung

Zur optischen Verarbeitung von Information ist es in der Praxis notwendig, mit relativ kleinen Intensitäten zu arbeiten, um die verwendeten Medien nicht irreversibel zu beeinflussen. Dennoch sollte der Beugungswirkungsgrad η der in das Medium eingeschriebenen Hologramme möglichst hoch sein, um eine Auswertung der gelesenen Information zu ermöglichen, was, um den Geschwindigkeitansprüchen der optischen Verarbeitung gerecht zu werden, gewisse Mindestintensitäten erfordert. Für η gilt (siehe Referenzen [71, 72] und Gleichungen (2.1), (2.4)):

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta_B} \right) \approx \left(\frac{\pi d}{\lambda \cos \theta_B} \right)^2 \cdot n_1^2 \sim n_1^2 \sim E_{sc}^2 \sim m^2, \quad (3.4)$$

wobei θ_B der BRAGG-Winkel ist, d die Dicke des Hologramms und die Näherung für kleines n_1 (kleines η) gilt. Für einen hohen Beugungswirkungsgrad ist deshalb ein hoher Kontrast m wünschenswert, der wiederum die Gültigkeit des in Gleichung (2.1) (Seite 8) aufgezeigten Zusammenhangs in Frage stellt. Deshalb wurde geprüft, inwieweit dieser auch für größere Werte von m gilt.

Die in Abbildung 3.18 gezeigte Anordnung wird für die Messungen verwendet. Das zu untersuchende Hologramm wird von zwei sich überlagernden Wellen ($\lambda = 514 \text{ nm}$) geschrieben und zur Vermeidung einer Beeinflussung (Verfälschung der Meßwerte) von einer separaten Welle anderer Wellenlänge ($\lambda = 633 \text{ nm}$) unter dem BRAGG-Winkel gelesen. Der Beugungswirkungsgrad wird in Abhängigkeit vom Kontrast m der erzeugenden Intensitätsverteilung gemessen.

Abbildung 3.19a zeigt das Ergebnis. Eine quadratische Funktion entsprechend $\eta \sim m^2$ nach Gleichung (3.4) wurde an die Meßwerte angepaßt. Es wird deutlich, daß der genannte Zusammenhang auch für große Werte von m bis hin zu $m=1$ in sehr guter Näherung gilt [23, 73, 74]. Auch die Einführung empirischer Korrekturfunktionen $f(m) \neq m$ für die Modulationsabhängigkeit von E_{sc} [75, 76] erübrigt sich. Dieses

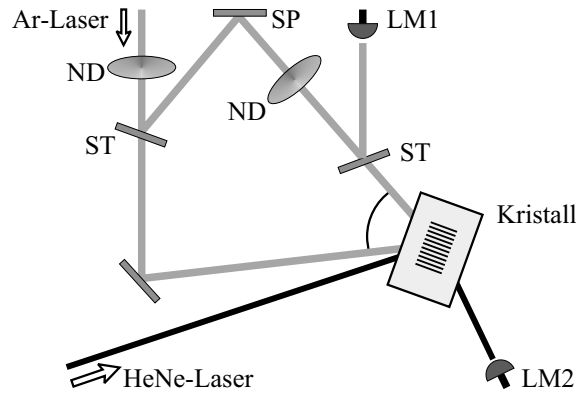


Abbildung 3.18: Anordnung zur Untersuchung der Abhängigkeiten der Brechungsindexmodulation von Kontrast m und Intensität I_0 . ND sind variable Graufilter zur Steuerung von Intensität und Intensitätsverhältnis der gittererzeugenden Wellen. Der Winkel θ der schreibenden Wellen zueinander beträgt 45° . BT1.

Ergebnis wird unterstützt durch Abbildung 3.19b, in der für dieselben Meßwerte der lineare Zusammenhang $\sqrt{\eta} \sim n_1 \sim m$ nach Gleichung (3.4) aufgetragen und eine entsprechende lineare Funktion angepaßt wurde. Gründe für eine mögliche über $m \ll 1$ hinaus erweiterte Gültigkeit der Gleichung (2.1) wurden in den Referenzen [77, 78] unter Anwendung der Störungsrechnung und durch Einbeziehen höherer Harmonischer diskutiert, allerdings nicht bis zu $m = 1$, wobei auch eine experimentelle Überprüfung in diesem Bereich noch ausstand. Die Beschränkung auf die Näherung $m \ll 1$ ist zwar notwendig für eine theoretische Betrachtung des photorefraktiven Effektes, um analytische Lösungen finden zu können, für numerische Berechnungen zur Arbeitsweise einer experimentellen Anordnung allerdings nicht. Dieser Umstand wird in Kapitel 5 genutzt.

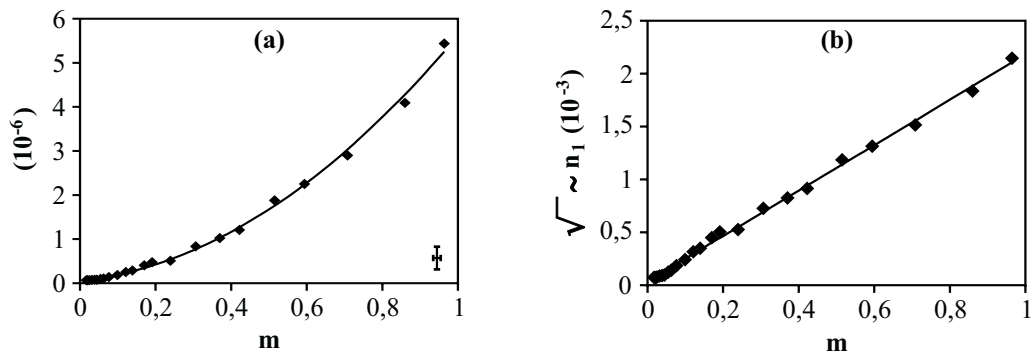


Abbildung 3.19: Beugungswirkungsgrad η (a) und Brechungsindexmodulation $n_1 \sim \sqrt{\eta}$ (b) als Funktionen des Kontrastes. Die Linien zeigen die angepaßte quadratische (a) bzw. lineare (b) Funktion.

Gleichung (2.1) bzw. die Gleichungen (3.4) und (3.1) besagen, daß die Brechungsindexmodulation n_1 unabhängig von der absoluten Intensität I_0 ist. Unter Nutzung der experimentellen Anordnung aus Abbildung 3.18 wurde die Beugungseffektivität an Gittern in Abhängigkeit von der absoluten Intensität der schreibenden Wellen gemessen, bei jeweils konstantem Intensitätsverhältnis. Dabei wurde I_0 über sechs Größenordnungen variiert für fünf verschiedene Werte von m . Das in Abbildung 3.20 dargestellte Ergebnis zeigt allerdings deutlich, daß entgegen dem oben gesagten sogar eine starke Abhängigkeit des Beugungswirkungsgrades und damit der Brechungsindexmodulation von der absoluten Intensität besteht. Der Beugungswirkungsgrad steigt

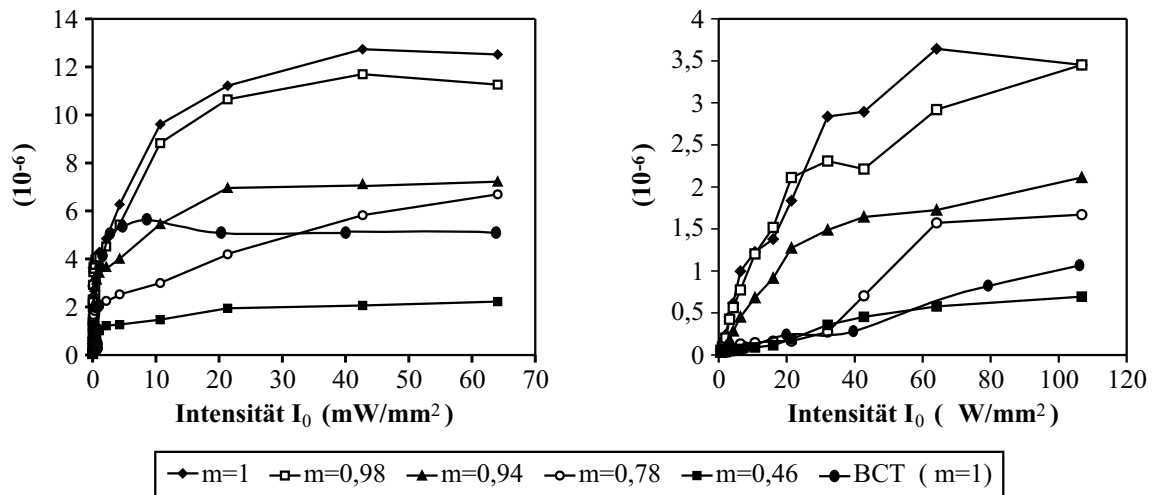


Abbildung 3.20: Beugungswirkungsgrad η als Funktionen der absoluten Intensität I_0 . Rechts: Ausschnittsvergrößerung aus der linken Graphik (zur besseren Erkennbarkeit).

im Bereich kleiner Intensitäten sehr stark mit zunehmender Intensität an und tendiert dann im Bereich ab ca. $20 \text{ mW}/\text{mm}^2$ dazu, einen Sättigungswert zu erreichen. Der Bereich kleiner Intensitäten wurde in Abbildung 3.20 rechts noch einmal vergrößert gezeichnet, um die Zusammenhänge deutlicher zu machen. Die Kurve „BCT“ zeigt das Ergebnis entsprechender Messungen für den Mischkristall Barium-Calcium-Titanat (BCT, $m = 1$), die an dieser Stelle vorgezogen werden sollen, um zu zeigen, daß diese Abhängigkeit nicht auf den speziell verwendeten Kristall und auch nicht auf das Medium Bariumtitanat beschränkt ist.

Ein Einfluß der absoluten Intensität auf die Brechungsindexmodulation wurde in der Literatur zwar dokumentiert, allerdings oft als zu vernachlässigende Störung behandelt, was aber nach den hier vorgestellten Messungen nicht vertretbar ist [23]. Ausnahmen davon sind die Bereiche sehr hoher [79] und sehr geringer Intensität [80]. Grund für

die bisher geringe Beachtung ist sicher auch das Fehlen eines geeigneten Modelles zur vollständigen theoretischen Beschreibung der genannten Abhängigkeit [75, 81, 82, 83]. Eine Reihe von Erklärungen für mögliche Ursachen der Intensitätsabhängigkeit wird in den Referenzen [20, 84, 85] gegeben.

Ein Teil der Modelle beruht dabei auf dem Einfluß der Dunkelleitung als Konkurrenzprozeß zur lichtinduzierten Leitung [83]. Dieser auf thermischer Anregung basierende Leitungsvorgang bewirkt ein Absinken der Modulation der Ladungsdichte und damit der des Brechungsindex. Ein ähnlicher Löschvorgang, hervorgerufen durch die Einwirkung einer zweiten, homogenen Beleuchtung wird in [86] beschrieben und modelliert. Die Dunkelleitung in Bariumtitanat ist allerdings in Abhängigkeit von dem speziell verwendeten Kristall [87] oft so schwach [88], daß sie gegenüber der lichtinduzierten Leitung bei den zu den hier gezeigten Messungen verwendeten Intensitäten vernachlässigt werden kann. Das Zwei-Zentren-Modell führt zu einer Intensitätsabhängigkeit des Raumladungsfeldes [83], ebenso wie die Einbeziehung des photovoltaischen Effektes [89]. Die Annahme einer Rekombination freier Ladungsträger in quadratischer Näherung führt (ebenfalls in Abweichung zu Gleichung (3.1)) zu einer Abhängigkeit der Form $E_{sc} = f(I_0)$ über eine Intensitätsabhängigkeit der mittleren Dichte freier Ladungsträger n_0 [75] in der Form

$$E_{sc}(I_0) = -m \frac{i E_d}{1 + \frac{\frac{N_D}{N_A}}{\left(1 + \frac{n_0(I_0)}{N_A}\right) \left(\frac{N_D}{N_A} - 1 - \frac{n_0(I_0)}{N_A}\right)} \left(\frac{E_d}{E_q} + \frac{n_0(I_0)}{N_A}\right)}, \quad (3.5)$$

wobei N_D die Donatordichte ist. Diese Funktion beschreibt den Anstieg von E_1 für zunehmende Intensität, allerdings auch das Erreichen eines Maximums bei einer bestimmten Intensität, was bei den Experimenten zu dieser Arbeit nicht beobachtet wurde. Auch die Betrachtung von sogenannten „*shallow traps*“ [90] gibt geeignete Anstöße für ein Modell, das das Sättigungsverhalten hin zu höheren Intensitäten sehr gut beschreibt [91]. Eine sehr einfache Beschreibungsweise wird in [92] gezeigt, die aber z.B. nicht auf die für Bariumtitanat typische sublineare Anregung [41] eingeht.

All diese Modelle erklären einen bestimmten Anteil des Einflusses der absoluten Intensität, keines eröffnet allerdings die Möglichkeit, den hier durch Messungen aufgezeigten funktionalen Zusammenhang vollständig zu beschreiben.

Da sich die Meßwerte in Abbildung 3.20 über mehrere Größenordnungen erstrecken, bietet sich eine logarithmische Darstellung, wie in Abbildung 3.21 an. In Näherung

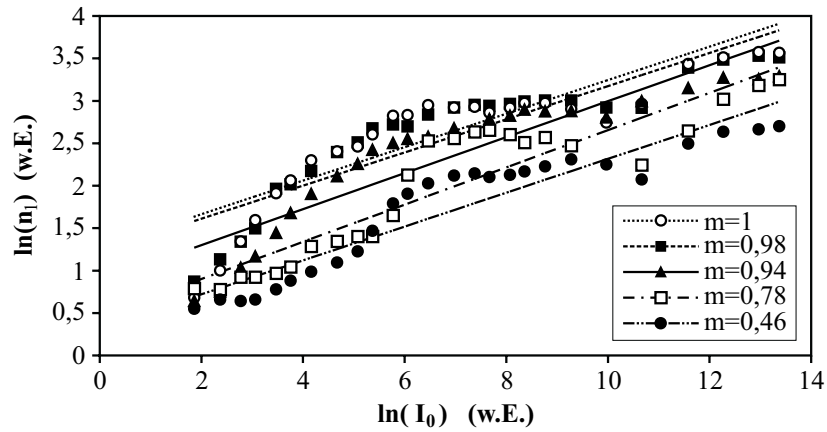


Abbildung 3.21: Brechungsindexmodulation n_1 als Funktionen der absoluten Intensität I_0 in logarithmischer Darstellung mit der Modulation m als Parameter.

werden lineare Funktionen an die Meßreihen angepaßt [23]. Nutzt man den damit gegebenen Zusammenhang $\ln(n_1) \sim \ln(I_0)$, so ergibt sich [23, 73, 74]

$$n_1 \sim I_0^\alpha, \quad (3.6)$$

wobei α eine Konstante mit $0 < \alpha < 1$ ist, die aus dem Anstieg der Geraden in Abbildung 3.21 bestimmt werden kann. Eine Kurve entsprechend Gleichung (3.6) und die zugehörige Meßreihe entsprechend Abbildung 3.20 zeigt Abbildung 3.22. Es wird

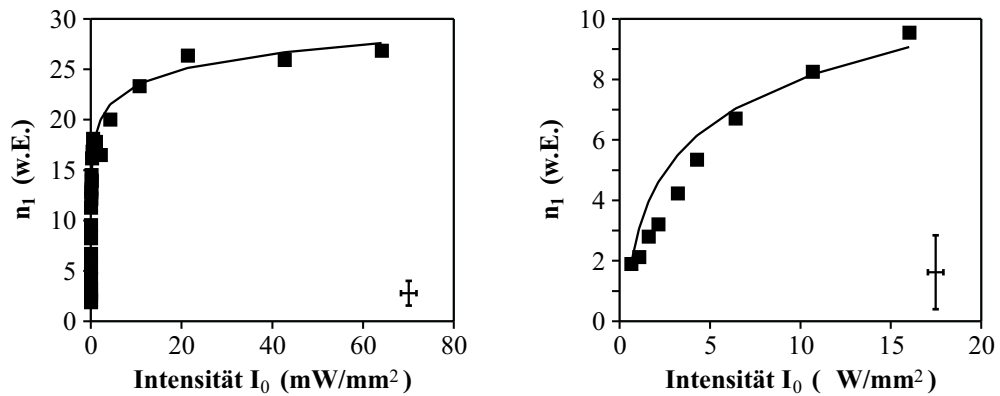


Abbildung 3.22: $n_1 = f(I_0)$ mit angepaßter Funktion entsprechend Gl. (3.6). Die Meßreihe entspricht der für $m = 0,94$ aus Abb. 3.20.

deutlich, daß diese Funktion den tatsächlichen Zusammenhang gut beschreibt, ungeachtet der eher groben linearen Näherung in Abbildung 3.21. Der Zusammenhang nach Gleichung (3.6) wurde empirisch gefunden und nicht aus einem theoretischen Modell abgeleitet. Er kann nur für eine Beschreibung innerhalb des vermessenen Intensitätsbereiches benutzt werden, was aber für die in Kapitel 5 durchzuführenden

Berechnungen ausreichend ist, da dies der für die optische Informationsverarbeitung mittels photorefraktiver Kristalle und cw-Laser geeignete Bereich ist.

3.2.2 Geschaltete Vierwellenmischung

Die Phasenkonjugation mittels FWM (siehe Kap. 2.3) wird untersucht, wobei besonders die Entwicklung der Reflektivität nach dem Einschalten der auslesenden Pumpwelle und die Reflektivitätswerte im Einschaltmoment $R_0 = R(t = 0)$ und nach Erreichen des stationären Zustandes $R_\infty = R(t \rightarrow \infty)$ von Interesse sind.

Abbildung 3.24 zeigt die mit einer Anordnung entsprechend Abbildung 3.23 gemessene Entwicklung der Intensität der pc-Welle nach Einschalten der Lesewelle für verschiedene Intensitäten der Signalwelle. Dabei wurde das Brechungsindexgitter je-

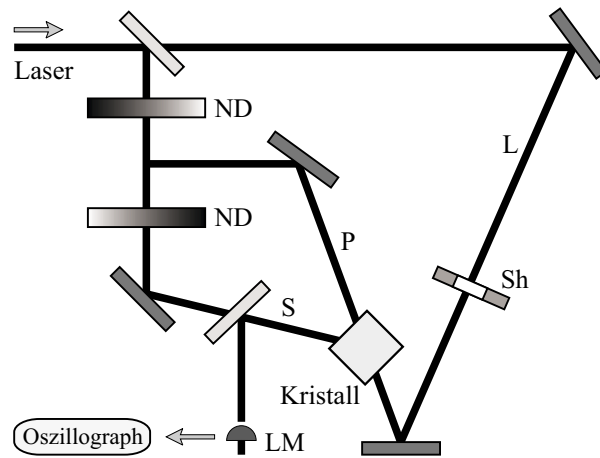


Abbildung 3.23: Anordnung zur Untersuchung der geschalteten FWM. Dabei stehen S, P und L für Signalwelle, Pumpwelle und Lesewelle, $\theta = 45^\circ$ (Winkel zwischen S und P), BT1. LM ist ein optischer Leistungsmesser und Sh ein Shutter.

weils vor der Messung durch Pump- und Signalwelle bis zum Erreichen des stationären Zustandes geschrieben. Die Einwirkung der Lesewelle, die als homogene Beleuchtung gesehen werden kann, bewirkt, wie zu erwarten war, einen Rückgang der Reflektivität innerhalb der Responsezeit des Mediums durch Verringerung des Kontrastes der das Gitter erzeugenden Intensitätsverteilung nach Gleichung (3.4).

Kurz nach dem Einschalten kann jedoch eine hohe Reflektivität R_0 erreicht werden, die direkt proportional zur Intensität der Lesewelle ist, da diese an einem schon existierenden Gitter gebeugt wird. Ziel beim Einsatz der FWM in der Informationsverarbeitung ist es oft, eine möglichst hohe Reflektivität zu erreichen. Da sich diese nach den Gleichungen (3.4) und (3.6) unter Vernachlässigung der Absorption zu

$$R_0 = \frac{\eta I_L}{I_S} \sim \frac{I_P I_L}{(I_P + I_S)^{2(1-\alpha)}} \quad (3.7)$$

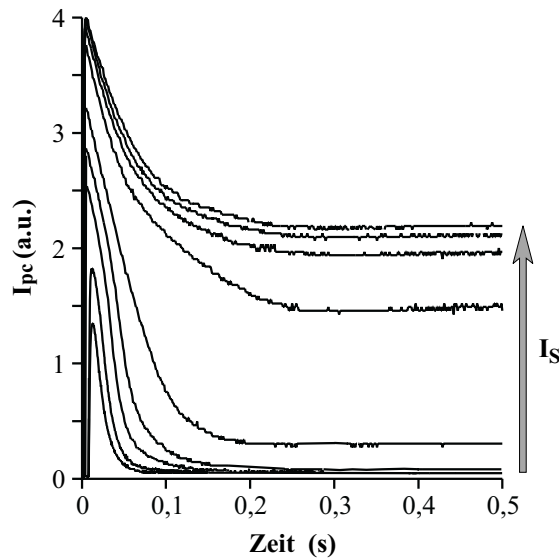


Abbildung 3.24: Entwicklung der Intensität der pc-Welle nach dem Einschalten der Lesewelle in der Anordnung nach Abb.3.23. Intensitäten von Lese-, Pump- und Signalwelle: $I_L = 70 \text{ mW/mm}^2$, $I_P = 3 \text{ mW/mm}^2$, $I_S = 30 \text{ nW/mm}^2 \dots 165 \text{ } \mu\text{W/mm}^2$.

ergibt, wobei I_S , I_P und I_L die Intensitäten der Signal-, Pump- und Lesewelle sind, ist eine Steigerung von R_0 durch höheres I_L (begrenzt durch die Zerstörschwelle des Mediums) und geringeres I_S (begrenzt durch das Rauschniveau und die Anforderungen nachfolgender optischer Anordnungen) möglich. Durch geschaltete FWM sind Reflektivitäten R_0 deutlich größer 1 erreichbar, allerdings nur für einen Zeitraum in der Größenordnung der Responsezeit des Mediums, die ihrerseits wieder von den verwendeten Intensitäten abhängt. Diese Eigenschaft wird zur Realisierung der dynamisch optischen Speicherung genutzt (siehe Kap.5). Bei geeigneter Wahl der Intensitätsverhältnisse sind auch nach Erreichen des stationären Zustandes Reflektivitäten R_∞ größer 1 aber kleiner als R_0 möglich (siehe dazu [26]).

3.2.3 Selbstgepumpte phasenkongjugierende Spiegel

Selbstgepumpte phasenkongjugierende Spiegel, der cat-PCM und der ESPPCM, werden bezüglich ihres Zeitverhaltens beim Anlaufen und Löschen untersucht. Die gewonnenen Erkenntnisse sollen der Realisierung und Anpassung des in Kapitel 4 beschriebenen Informationsverarbeitungs- und Meßverfahrens dienen.

Das Anlaufverhalten von selbstgepumpten PCM ist in der Literatur mit großem Interesse bedacht worden. Hervorzuheben sind dabei die Referenzen [93, 94, 95], in denen die Bedingungen untersucht werden, die einen Anlauf von SPPCM aus dem Rauschen (Fanning) heraus ermöglichen. Einige vereinfachende Modelle [26, 95, 96] beschreiben den Phasenkongjugationsprozeß in SPPCM entsprechend Kapitel 2.4 unter

Annahme zweier gekoppelter FWM-Zentren innerhalb des Kristalles. Die Schwierigkeiten der theoretischen Beschreibung sind der Tatsache geschuldet, daß der Anlauf eines SPPCM einen Selbstorganisationsprozeß darstellt [97, 98], wodurch seine Dynamik nur sehr schwer zu erfassen ist [93] und sogar chaotisches Verhalten zeigen kann [65]. Stärker an die Realität angelehnte Modelle werden in [99, 100, 101] vorgestellt, diese greifen aber zum Teil auf numerische Methoden zurück.

Im folgenden soll eine experimentelle Charakterisierung vorgenommen werden, wozu eine Anordnung entsprechend Abbildung 3.12a (Seite 30) verwendet wird. In Abbildung 3.25 wird die Entwicklung der Reflektivität von cat-PCM und ESPPCM gegenübergestellt. Wie schon in [36] gezeigt wurde, läuft der ESPPCM bei gleicher Intensität wesentlich schneller an. Der reale zeitliche Verlauf läßt sich nach [32] in Näherung durch

$$R(t) = R_{\infty} \left(\frac{1}{1 + e^{-\frac{(t-\tau_s)}{\tau_{pc}}}} - \frac{1}{1 + e^{-\frac{\tau_s}{\tau_{pc}}}} \right) \quad (3.8)$$

beschreiben, dabei ist R_{∞} die Reflektivität nach Erreichen des stationären Zustandes, τ_{pc} hat die Bedeutung einer Responsezeit, und τ_s ergibt sich aus der Länge der sogenannten „*silent zone*“ [93]. Diese Gleichung erlaubt allerdings keine Berechnung des Anlaufverhaltens allein aus der Kenntnis des Materials heraus, so daß die Parameter (abhängig von dem speziellen Kristall und der Geometrie) durch Anpassung der Funktion an experimentelle Werte bestimmt werden müssen. Kurven entsprechend Glei-

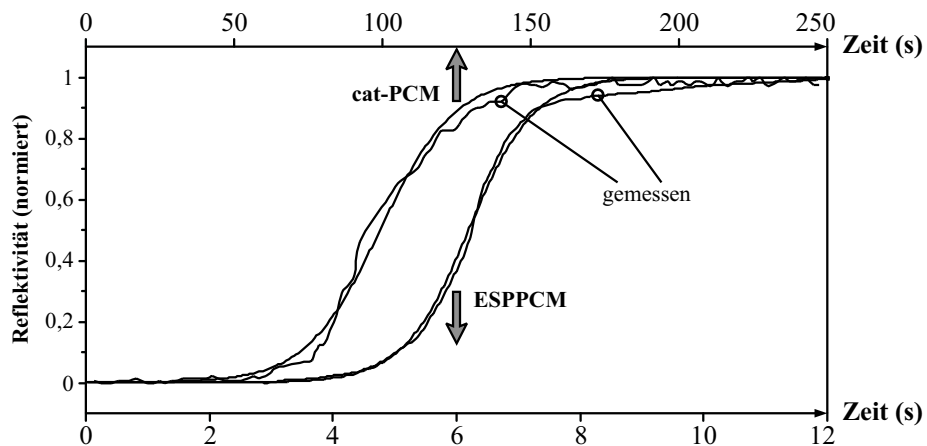


Abbildung 3.25: Anlauf der selbstgepumpten Phasenkonjugation von cat-PCM und ESPPCM in BT2 bei $\lambda = 514 \text{ nm}$ und $I = 10 \text{ mW/mm}^2$ (zwei verschiedene Zeitskalen). Die nicht mit „gemessen“ bezeichneten Kurven wurden nach Gl. (3.8) berechnet. Die Normierung erfolgte stets auf den erreichten Maximalwert.

chung (3.8) zeigt ebenfalls Abbildung 3.25. Es ist offensichtlich, daß der experimentell bestimmte Verlauf $R(t)$ sehr gut durch diese Gleichung beschrieben wird.

Die Ergebnisse von Untersuchungen der Anlaufzeit $\tau_{Anl} = t_{90}$ (Zeit in der 90% der Maximalreflektivität erreicht werden) des ESPPCM in Abhängigkeit von der Intensität der Signalwelle zeigt Abbildung 3.26. Die Meßwerte genügen dem Zusammenhang $\tau_{Anl} \sim I^{-\kappa}$ mit $|\kappa| < 1$ [32, 102]. Der Parameter κ wurde zu 0,72 für $\lambda = 633$ nm und 0,95 für $\lambda = 514$ nm bestimmt. Die Anlaufzeiten sind bei gleichen Intensitäten für $\lambda = 633$ nm wesentlich kürzer als für $\lambda = 514$ nm.

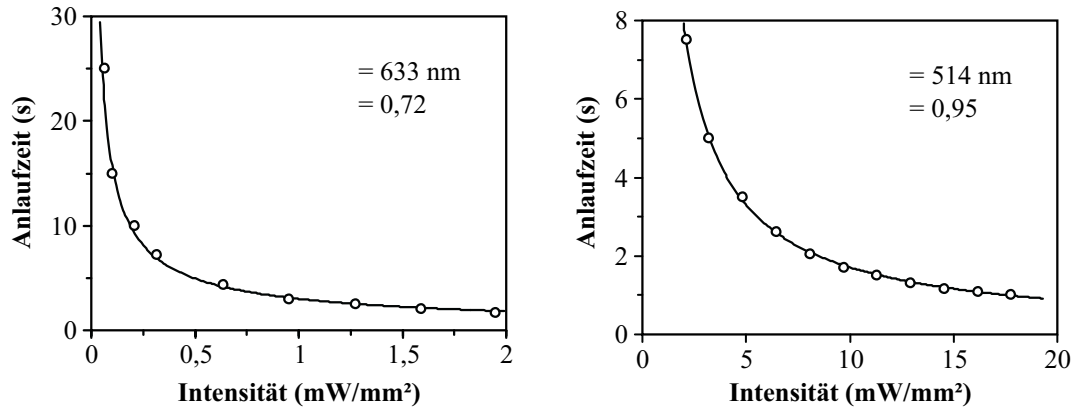


Abbildung 3.26: Anlaufzeit τ_{Anl} des ESPPCM in BT1 in Abhängigkeit von der Intensität der Signalwelle für zwei Wellenlängen. Die Kurven sind angepaßte Funktionen entsprechend $\tau_{Anl} \sim I^{-\kappa}$.

Besonders unter dem Aspekt der Informationsspeicherung ist das Verhalten der selbstgepumpten phasenkonjugierenden Spiegel bei Löschung, also der Homogenisierung der internen Gitterstrukturen durch externe Beleuchtung, interessant. Es zeigt sich, daß der ESPPCM relativ stabil gegenüber Bestrahlung mit Weißlicht ist. Bei etwa gleichen Intensitäten von Signal und Weißlicht ergibt sich ein Reflektivitätsrückgang von circa 20 %. Im Gegensatz dazu erfolgt beim cat-PCM unter sonst gleichen Bedingungen eine vollständige Löschung innerhalb einer Zeit, die etwa der Anlaufzeit entspricht. Die Untersuchungen erfolgten bei angeschalteter Signalwelle.

Der ESPPCM bietet die Möglichkeit des direkten Eingriffes in den Loop, da dieser extern aufgebaut wird. Nach einer Unterbrechung des Loops wirkt die Signalwelle selbst als Löschwelle. Die Untersuchung dieses als *Selbstlöschung* [32] bezeichneten Vorgangs macht ein abgewandeltes Modell (bezüglich Kap. 2.4) der phasenkonjugierenden Reflexion am ESPPCM notwendig. Für den Fall einer Unterbrechung des Loops wird die pc-Reflexion nicht sofort gestoppt, sondern fällt exponentiell ab, was dem Verhal-

ten bei Löschung mittels einer Welle mit homogener Intensitätsverteilung entspricht. Das daraus abzuleitende Modell besagt, daß das Fanout im externen Loop den Aufbau eines *2k-Gitters* (Gitter mit Gitterperiode $\Lambda = \lambda/2$, welches durch gegenläufige Wellen geschrieben wird) [26] bewirkt, an dem dann das Fanout reflektiert wird, so daß der eigentliche Loop auch beim ESPPCM innerhalb des Kristalles liegt. Demnach erfolgte eine pc-Reflexion nach Loopunterbrechung solange das 2k-Gitter existiert, und dieses würde dann durch die Einwirkung der Signalwelle selbst zerstört.

Das unterschiedliche zeitliche Verhalten von cat-PCM und ESPPCM und die nur bei letzterem vorhandene Stabilität gegen Weißlicht ermöglichen Anwendungen, auf die in Kapitel 3.4 eingegangen wird.

3.3 Barium-Calcium-Titanat

Barium-Calcium-Titanat ($\text{Ba}_{0,77}\text{Ca}_{0,23}\text{TiO}_3$, BCT) ist ein relativ neues und bisher noch wenig untersuchtes ferroelektrisches photorefraktives Speichermedium. Der Kristall ist von tetragonaler Struktur (bei Zimmertemperatur) und optisch einachsig. Seine Herstellung ist deutlich einfacher als die von Bariumtitanat (BT) [84]. Die nominell undotierten Kristalle werden aus einer kongruent schmelzenden Mischung von Bariumtitanat und Calciumtitanat gezogen [103, 104], wobei die mögliche Zuggeschwindigkeit ein Vielfaches (ca. 15 mal) der für BT-Kristalle ist. Auch die Herstellung wesentlich größerer Kristalle ist möglich [105], was besonders für die optische Datenspeicherung interessant ist. Die „*single domain*“ Struktur wird durch Polung im externen elektrischen Feld nahe der Phasenübergangstemperatur von 98°C erzeugt [103]. Neben vielen Gemeinsamkeiten [106] ist ein weiterer Unterschied und Vorteil für die Anwendung von BCT gegenüber BT, daß kein zweiter Phasenübergang bei niedrigen Temperaturen knapp über 0°C auftritt [84], der die Kristallstruktur verändern und das photorefraktive Medium für die Anwendung unbrauchbar machen würde [107]. Die genutzten elektrooptischen Koeffizienten sind teilweise größer als die von BT [107, 108]. Wegen all dieser Eigenschaften ist BCT ein erfolgversprechendes Medium für die optische Informationsspeicherung [109].

3.3.1 Hocheffiziente Zweiwellenmischung

Aufgrund der Tatsache, daß BCT noch größere elektrooptische Koeffizienten als das schon für effektive TWM bekannte BT aufweist, scheint das Auftreten dieses Wellenmischungsprozesses hier noch ausgeprägter zu sein. Da dieser Effekt sowohl für die direkte, statische Speicherung (Hologramme) als auch für die Verstärkung von Signalen in der Informationsverarbeitung und den Aufbau eines dynamischen Speichersystems von Bedeutung ist, sollen im folgenden die Responsezeit der TWM, die erreichbare Verstärkung und die Empfindlichkeit (hier als die Möglichkeit der Gittererzeugung bei schwacher Intensitätsmodulation verstanden) untersucht werden.

Im Gegensatz zu BT kommt es in BCT aufgrund der Größen der Komponenten des elektrooptischen Tensors auch für ordentlich polarisiertes Licht zu TWM in meßbarer Stärke [109]. Abbildung 3.27 zeigt den zeitlichen Verlauf der Verstärkung V der Signalwelle I_s für ordentliche und außerordentliche Polarisation. V ist hier durch $V = I_s^{aus}/I_s^{ein}$ definiert, wobei I_s^{ein} und I_s^{aus} die Intensitäten der Signalwelle an der Eintritts- und Austrittsfläche sind. Dies erfolgt hier anstelle der häufig in der Literatur

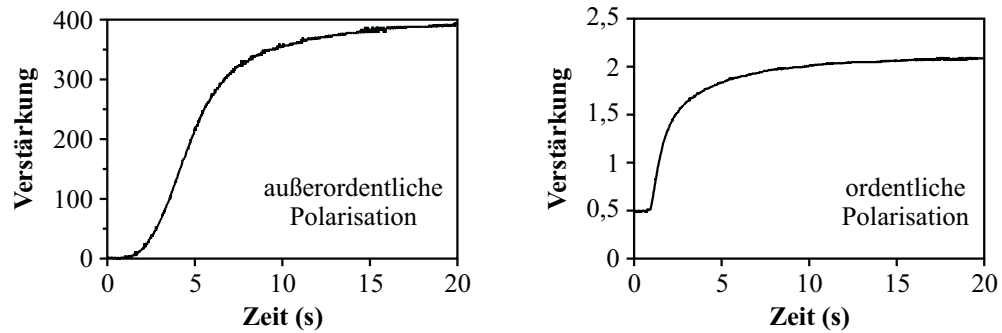


Abbildung 3.27: Zeitlicher Verlauf der Verstärkung bei TWM in BCT für außerordentlich und ordentlich polarisiertes Licht. $I_s = 1 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ und $I_p = 10 \text{mW}/\text{mm}^2$, Winkel zwischen Signal- und Pumpwelle 45° .

anzutreffenden Festlegung für den *Gain* G , der als I_s^{mp}/I_s^{op} definiert ist, mit I_s^{mp} und I_s^{op} als Intensitäten der Signalwelle an der Austrittsfläche des Kristalles mit und ohne Pumpwelle. Beide Größen stehen durch $G = V \cdot e^{\nu L}$ mit dem Absorptionsfaktor ν und der Kristalllänge L in Zusammenhang.

Die Responsezeit (bis zum Erreichen von 90% des Maximalwertes) ist bei den gewählten Intensitäten für außerordentliche Polarisation deutlich länger als für ordentlich polarisiertes Licht. Der Grund dafür ist der anfängliche Energieverlust der Pumpwelle zugunsten des Fanning. Die Responsezeiten liegen mit 5 s und 10 s (bei

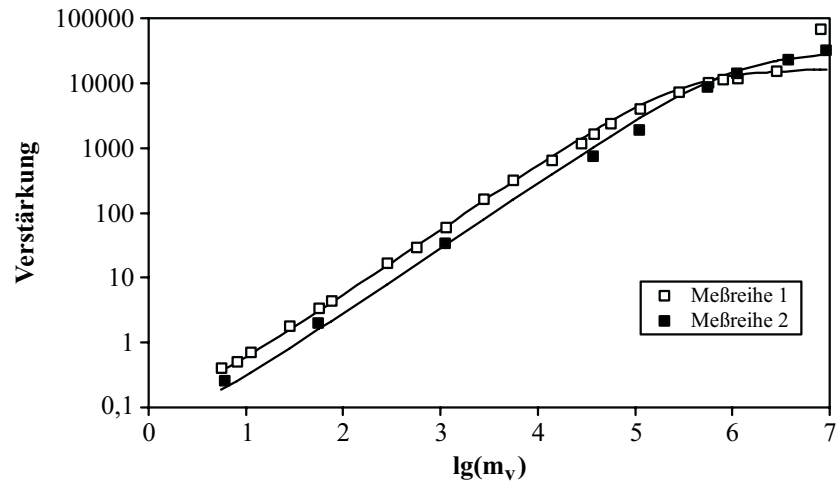


Abbildung 3.28: Signalverstärkung V in Abhängigkeit vom Intensitätsverhältnis m_v zwischen Pump- und Signalwelle. Zwei unabhängige Meßreihen zur Demonstration der Reproduzierbarkeit wurden aufgenommen. Die Kurven wurden entsprechend Gleichung (3.2) berechnet. BCT1.

den Intensitäten aus Abb. 3.27) in derselben Größenordnung wie in Referenz [105] für einen mit Eisen dotierten Kristall bestimmt, so daß man davon ausgehen kann, daß eine solche Dotierung die Responsezeit kaum beeinflusst.

Abbildung 3.28 zeigt die Verstärkung V , die die Signalwelle erfährt, in Abhängigkeit vom Intensitätsverhältnis m_v zwischen Pump- und Signalwelle. Zwei Meßreihen wurden aufgenommen und dargestellt, um die Reproduzierbarkeit der Messung zu demonstrieren. Es zeigt sich, daß besonders im Kleinsignalbereich (geringe Intensität der Signalwelle, $m_v \gg 1$) sehr hohe Verstärkungen erreicht werden können, mit der gewählten Geometrie bis zu $V = 68000$. Die Abhängigkeit $V = f(m_v)$ kann sehr gut durch Gleichung 3.2 (Seite 23) beschrieben werden, wobei entsprechend berechnete Kurven in Abbildung 3.28 dargestellt werden. Aus der Anpassung an die Meßwerte kann der Wert des exponentiellen Verstärkungsfaktors γ (auch Kopplungskonstante) zu $\gamma = 50 \dots 55 \text{ cm}^{-1}$ bestimmt werden. Damit ist die Energiekopplung in BCT deutlich stärker als die mit einer solchen einfachen Konfiguration zur TWM in BT erreichbare [110], womit sich BCT als hocheffektives Medium zur Signalverstärkung erweist [109].

Hohe Werte von m_v ($m_v \gg 1$) bedeuten geringen Kontrast m der Intensitätsverteilung im Medium und damit nach Gleichung 3.4 (Seite 36) auch eine geringe Brechzahlmodulation n_1 . Wegen der starken Kopplung im Medium erhöht sich der Kontrast innerhalb des Wechselwirkungsgebietes auch bei sehr hohem m_v und damit sehr geringer Signalintensität auf Werte, die eine deutlich nachweisbare und zur Informationsverarbeitung

nutzbare Gittermodulation bewirken. In Experimenten konnte das Schreiben von Hologrammen noch für $m_v = 10^8$ und $m = 10^{-4}$ nachgewiesen werden, wobei die Grenzen nur durch die verfügbaren Detektoren festgelegt wurden. Daraus ergibt sich allerdings auch die Notwendigkeit, oft unvermeidlichem kohärenten Streulicht niedriger Intensität in experimentellen Anordnungen (z.B. gestreut an zusätzlichen optischen Bauelementen) erhöhte Aufmerksamkeit zu schenken.

3.3.2 Selbstverstärkte Beugung

Wird ein Hologramm in ein photorefraktives Medium geschrieben und im Anschluß daran von der Pumpwelle allein gelesen, so wird es gelöscht. In einem Medium wie BCT, in dem eine sehr hohe Verstärkung mittels TWM möglich ist, kann es aber zu einem Effekt kommen, der „selbstverstärkte Beugung“ (*engl. self-enhanced diffraction, SED*) genannt wird [111].

Abbildung 3.29 zeigt das Prinzip. Die Pumpwelle wird an dem Brechungsindexgitter, das vorher innerhalb des Wechselwirkungsgebietes durch Interferenz von Signal- und Pumpwelle erzeugt wurde, gebeugt, und die rekonstruierte Signalwelle S' und der transmittierte Anteil P' der Pumpwelle verlassen das Wechselwirkungsgebiet (siehe Abb. 3.29a). In der Folge interferieren S' und P' und erzeugen so phasenrichtig ein Gitter, was genau dem Ursprungsgitter entspricht, das Hologramm wird also nachgeschrieben (Abb. 3.29b). In Abhängigkeit von der ursprünglichen Modulation n_1 des Gitters kann es so nur zu einer Erhaltung (Stabilität gegen Löschung beim Auslesen) des Hologramms oder sogar zu dessen Verstärkung (Erhöhung der Modulation) kommen.

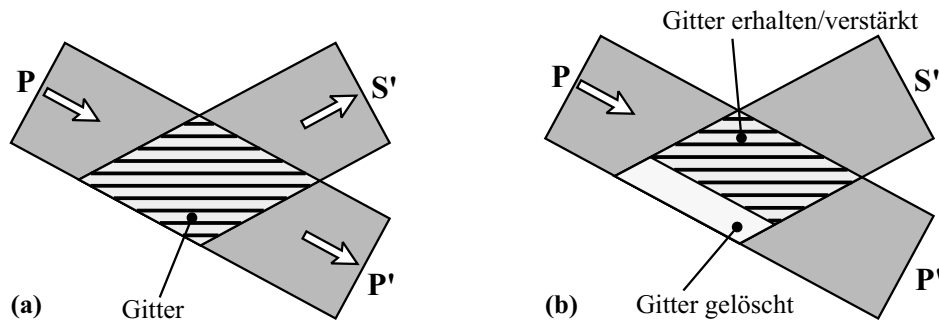


Abbildung 3.29: Prinzip der selbstverstärkten Beugung (SED).

Diese Technik wird in Referenz [111] zum „Auffrischen“ von schlecht erhaltenen und

teilweise gelöschten Hologrammen genutzt. In einem sich wiederholenden Prozeß wird das Hologramm abwechselnd von beiden Seiten gelesen und dadurch die Modulations-tiefe n_1 erhöht. Mit BCT ist wegen der geringen notwendigen Intensitäten die in der Referenz für die Anwendung von Pulslasern vorgestellte Technik auch im cw-Betrieb zu realisieren. Allerdings ist, wie ebenfalls in Abbildung 3.29b gezeigt wird, keine beliebig lange Erhaltung des Hologramms möglich. Das Hologramm kann innerhalb des Wechselwirkungsgebietes nur dort nachgeschrieben werden, wo S' existiert. Da S' erst durch Beugung von P erzeugt wird, erfolgt eine fortschreitende Löschung des Gitters aus Richtung der ehemals einfallenden Signalwelle. SED kann also eine Erhöhung von n_1 nur auf Kosten der Verringerung der Dicke des Gitters erreichen, wobei ein Optimum bezüglich der Beugungseffektivität am Gitter gefunden werden kann.

Sehr vorteilhaft läßt sich die SED einsetzen, wenn die in Form eines Hologrammes zu speichernde Information (eine Intensitäts- oder Phasenverteilung) nur für einen kurzen Zeitraum zur Verfügung steht [109], der nicht zum Erreichen des Sättigungswertes der Brechungsindexmodulation ausreicht. In diesem Fall läge im Medium nur ein schwach moduliertes Gitter (*Keimgitter*) vor, das dann durch SED wie in einem Entwicklungsprozeß bis zum Sättigungswert der Gittermodulation behandelt werden kann. Das Ergebnis eines entsprechenden Versuches zeigt Abbildung 3.30. Das Gitter wird zuerst für 0,2s geschrieben ($m_v = 10^6$), was viel kürzer ist als die Responsezeit des Mediums (siehe Kap. 3.3.1), und danach durch die Pumpwelle ausgelesen. Die Intensität der ausgelesenen Welle steigt innerhalb von ca. 20s auf ein Vielfaches des Wertes direkt nach

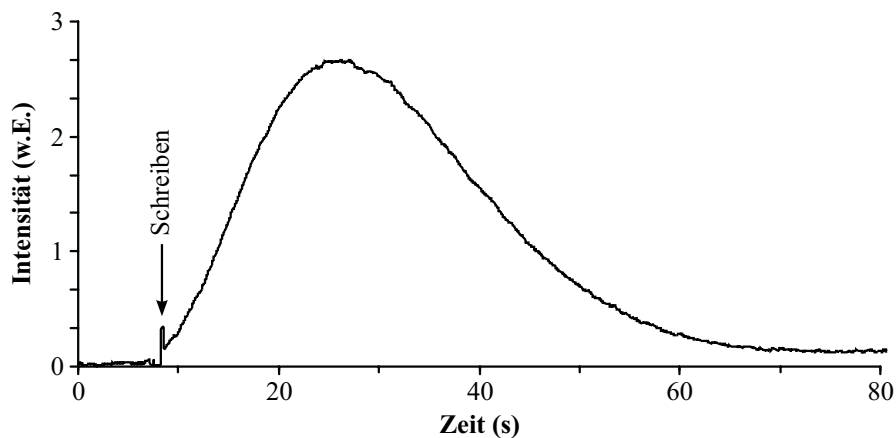


Abbildung 3.30: Aufbau eines Hologramms aus einem Keimgitter durch SED, Entwicklung der Intensität der ausgelesenen Welle. Das Originalgitter (Keimgitter) wird für nur 0,2s geschrieben mit $I_p = 20 \text{ mW/mm}^2$ und $I_s = 20 \text{ nW/mm}^2$.

dem Schreibvorgang an, woraus man auf eine Erhöhung der Beugungseffektivität am Gitter und damit der mittleren Brechungsindexmodulation n_1 schließen kann. Nach Erreichen des Maximums führt, wie nach dem Modell zu erwarten, die Verringerung der Dicke des Hologramms zu einem Absinken des Beugungswirkungsgrades und letztlich zu einer vollständigen Löschung des Gitters.

Wie gezeigt, kann die SED in BCT zur Verlängerung der Speicher- und Lesezeit eines Hologrammes und zur Erhöhung seiner Brechungsindexmodulationstiefe angewandt werden [109].

3.3.3 Löschung durch Weißlicht

Auch für BCT ist die Wirkung von Weißlicht zur Löschung der im Kristall aufgebauten Gitterstrukturen interessant. Zur Untersuchung wird ein Hologramm durch Interferenz von Signal- und Pumpwelle ($m_v = 1$) geschrieben. Dann wird der Kristall homogen mit Weißlicht ausgeleuchtet. Zur Beobachtung wird das Hologramm mit der Pumpwelle ausgelesen und die Intensität der ausgelesenen Welle gemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.31 dargestellt. Dabei wird das Hologramm ohne Signalwelle einmal durch die jeweils kurzzeitig zugeschaltete Pumpwelle gelesen (Abb. 3.31a), so daß das Gitter durch den Lesevorgang nicht beeinflußt wird, und das andere Mal wird es kontinuierlich ausgelesen (Abb. 3.31b), so daß die durch die Pumpwelle hervorgerufene SED wirken kann. In ersterem Fall ergibt sich der zu erwartende Verlauf, ein exponentieller Abfall. Eine entsprechende Exponentialfunktion wurde in Abbildung 3.31a eingezeichnet. Die

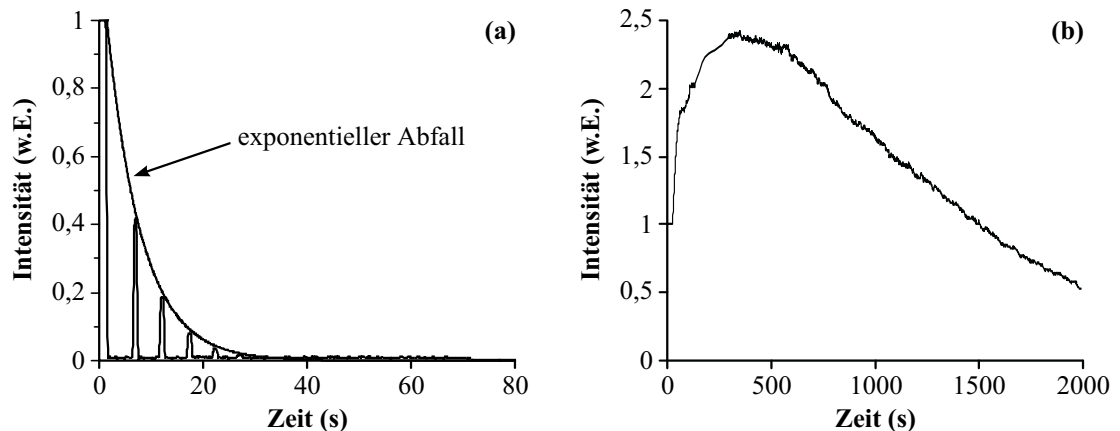


Abbildung 3.31: Zeitlicher Verlauf der Intensität der ausgelesenen Welle bei Löschung durch Weißlicht (a) ohne SED (Pumpwelle nur jeweils kurz als Auslesewelle eingeschaltet) und (b) unter Wirkung der SED (d.h. mit Pumpwelle). $I_p = I_s = I_{\text{weiß}} = 10 \text{ mW/mm}^2$.

Löschzeit liegt bei den gewählten Intensitäten im Bereich von 30 s. Im zweiten Fall bewirkt die SED ein Nachschreiben des Gitters, was zu einer höheren Beständigkeit gegenüber der Löschung führt. Die Löschzeit liegt im Bereich von 1 h.

3.3.4 Multiplexing mit selbstverstärkter Beugung

Als Multiplexing bezeichnet man, wie es noch ausführlicher in Kapitel 5 dargestellt wird, Verfahren, die das gleichzeitige Speichern mehrerer Hologramme innerhalb eines Kristalles erlauben, wobei jedes Hologramm separat und unabhängig von den anderen ausgelesen werden kann. Eine der bekanntesten Methoden ist das Winkel-Multiplexing. Dabei werden die einzelnen Hologramme bei verschiedenen Winkeln zwischen Signal- und Referenzwelle geschrieben. Eine Trennung beim Lesen ist durch die Notwendigkeit der Erfüllung der BRAGG-Bedingung gegeben.

Zu beachten ist bei diesem Speicherverfahren, daß der Beugungswirkungsgrad für jedes einzelne Hologramm indirekt proportional zum Quadrat der Gesamtanzahl der Hologramme ist [112, 113, 114]. Da für ein optisch informationsverarbeitendes System stets eine Mindestintensität benötigt wird und die Intensität der lesenden Welle nicht unbegrenzt gesteigert werden kann, ist unter Umständen die Maximalzahl speicherbarer Hologramme schon durch die erwähnte Abnahme des Beugungswirkungsgrades begrenzt.

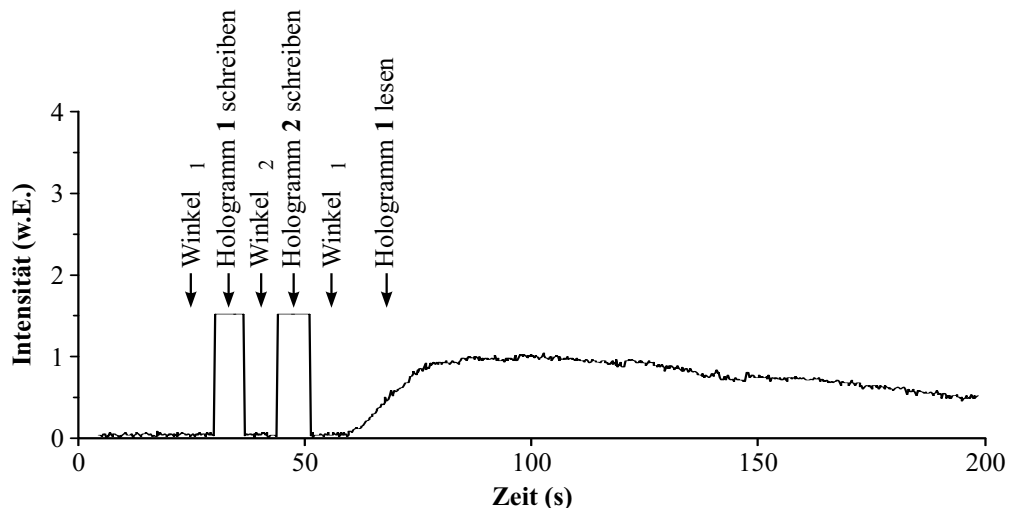


Abbildung 3.32: Winkel-Multiplexing in BCT unter Nutzung der SED. Intensität der durch Auslesen des unter dem entsprechenden Winkel geschriebenen Hologrammes erzeugten Welle über der Zeit. $I_p = I_s = 10 \text{ mW/mm}^2$.

Die besonders starke Wellenwechselwirkung in BCT (SED) kann einen Ausweg bieten. Abbildung 3.32 zeigt das Ergebnis eines entsprechenden Experimentes. Ein Hologramm wird unter dem Winkel θ_1 zwischen Signal- und Referenzwelle geschrieben, dann wird ein zweites Hologramm unter dem Winkel θ_2 geschrieben, und im Anschluß wird das Hologramm 1 unter dem Winkel θ_1 gelesen. Der Beugungswirkungsgrad an Hologramm 1 ist im ersten Moment sehr niedrig, denn es ist nur ein Keimgitter schwacher Modulation vorhanden und deshalb nur eine sehr geringe Intensität detektierbar, und wird erst dann durch die SED erhöht. Das Experiment beschränkt sich hier der Übersichtlichkeit halber auf das Multiplexing von nur zwei Hologrammen. Auch wenn mehr Hologramme verwendet werden und dann die Beugungseffektivität eines jeden Hologrammes niedrig wird, wird die Brechungsindexmodulation und damit der Beugungswirkungsgrad desjenigen Hologrammes, das gerade gelesen wird, erhöht und damit die gelesene Information weiterverarbeitbar (für die Praxis ausreichend hohe Intensität).

3.4 Anwendungsmöglichkeiten der Medien

Alle in den vorangegangenen Abschnitten dieser Arbeit vorgestellten und untersuchten photorefraktiven Medien sind auf dem Gebiet der Informationsverarbeitung und Informationsspeicherung einsetzbar. Informationen, die in optischer Form als Bilder (zweidimensionale Intensitäts- oder Phasenverteilungen) vorliegen, können als Hologramme gespeichert werden. Diese bleiben, wenn sie nicht genutzt, also gelesen werden, über die Dauer der Dunkelspeicherzeit erhalten. Beim Lesen kann eine Verarbeitung der Information erfolgen, wobei in den vorangegangenen Abschnitten die Möglichkeit der Verstärkung von Signalen und der Phasenkonjugation untersucht wurden. Weitere Möglichkeiten sind zum Beispiel die Raumfrequenzfilterung (Kantenverstärkung, Bandpaßfilter) und die binäre logische Verknüpfung von Informationen, auf die aber nicht näher eingegangen werden soll. Die Auswahl des jeweils am besten einsetzbaren Mediums wird von der speziell gestellten Aufgabe bestimmt.

Sillenite (BTO, BSO) sind, wie gezeigt wurde, wegen ihrer kurzen Responsezeiten besonders bei zeitkritischen Problemen der Informationsverarbeitung einsetzbar. Das *Giant Momentary Readout* (GMR) ermöglicht bei den in dieser Arbeit untersuchten faserähnlichen Kristallen eine extern und nichtoptisch steuerbare, rauscharme kurzzeitige

Verstärkung mit geringer Responsezeit durch TWM. Dabei werden Verstärkungswerte V von bis zu 9 erreicht, die aber deutlich geringer als die z.B. mit BT möglichen sind. Auch eine schnelle selbstgepumpte Phasenkonjugation hoher Güte ist realisierbar. Einschränkend, besonders in Hinblick auf den Einsatz in der Praxis, ist dagegen die Notwendigkeit des Anlegens einer Hochspannung und die geometrisch bedingte geringe Apertur der Kristalle, die die Verarbeitung räumlich hochaufgelöster Bilder begrenzt.

Das bisher auch in der Literatur vielbeachtete Medium Bariumtitanat bietet die Möglichkeit effektiver Wellenmischprozesse und daraus abgeleitet hohe Verstärkungen bei TWM und hohe Reflektivitäten (mit der Begrenzung $R < 1$) bei selbstgepumpter Phasenkonjugation. Durch Anwendung der geschalteten FWM zur Phasenkonjugation ist die Reflektivität noch steigerbar ($R > 1$), allerdings nur für eine kurze Zeitspanne. Die in diesem Medium ablaufenden Vorgänge sind sehr komplex und schwer theoretisch zu erfassen. Durch empirisch bestimmte Gleichungen ist aber sowohl das Zeitverhalten als auch die Abhängigkeit der Gitterbildung von Parametern gut zu beschreiben. Die Responsezeiten sind wesentlich länger als die der beschriebenen Sillenite.

Barium-Calcium-Titanat ist, wie erwähnt, ein recht neues und bisher nur wenig untersuchtes Medium. Es bietet hocheffiziente Wellenmischprozesse und ermöglicht TWM-Verstärkungswerte deutlich über denen von BT, was allerdings auch eine hohe Empfindlichkeit gegenüber Rauschen verursachendem kohärentem Streulicht mit sich bringt. Der Effekt der selbstverstärkten Beugung (SED) bewirkt eine deutlich verlängerte Auslesezeit von Hologrammen und vergrößerte Stabilität gegenüber Weißlicht. Zur selbstgepumpten Phasenkonjugation ist dieses Medium weniger geeignet, da wegen der sehr starken TWM und dem damit verbundenen Fanning ungünstige Intensitätsverhältnisse im Kristall vorliegen, die die Ausbildung des Loops behindern und nur geringe Reflektivitäten ermöglichen.

Unter Abschätzung der Vor- und Nachteile aller dieser Medien wird für die Experimente zu den in den folgenden Kapiteln beschriebenen Methoden und Anwendungen Bariumtitanat als das Medium der Wahl betrachtet und entsprechend eingesetzt. Nichtsdestotrotz wird jeweils auch die Anwendungsmöglichkeit der anderen Medien geprüft, soweit diese bei speziellen Aufgaben Vorteile oder Verbesserungen ermöglichen könnten.

Kapitel 4

Optische Speicherung im Kurzzeitbereich – Informationsverarbeitung

Mittels photorefraktiver Medien ist es möglich, Informationen, die in Form von zweidimensionalen Intensitäts- oder Phasenverteilungen vorliegen, zu speichern. Speicherung im Kurzzeitbereich bedeutet dabei, daß nur die für das Medium typischen und von äußeren Parametern, wie der Intensität abhängigen Speicherzeiten, die Dunkelspeicherzeit und die Löschzeit beim Lesen, genutzt werden und keine Maßnahmen zu deren Verlängerung getroffen werden. Die Informationen können nicht nur gespeichert werden, sondern es gibt auch die Möglichkeit, sie zu bearbeiten und mit anderen Informationen zu verknüpfen. Beispiele dafür sind Intensitätsänderungen durch Wellenmischprozesse, verschiedene Formen von räumlichen oder zeitlichen Filtern, wie zum Beispiel der im folgenden ausführlich beschriebene Novelty-Filter, und binäre und logische Verknüpfungen und Operationen, wie sie aus der elektronischen Rechentechnik bekannt sind. Dabei ist all diesen optischen Informationsverarbeitungsmethoden die Parallelität innewohnend, was sie zu hohen Verarbeitungs- und Übertragungsgeschwindigkeiten befähigt.

4.1 Prinzip und Anwendungen des Novelty-Filter

Ein Novelty-Filter (zu dt. *Neuheitsfilter*, NF) verarbeitet Information, indem er die zeitlichen Änderungen eines Eingangssignales extrahiert [115], in eine meßbare Größe transformiert und ausgibt, also eine zeitliche Hochpaßfilterung realisiert [116]. Ein

derartiger Filter auf rein optischer Basis ist realisierbar, wobei in diesem Fall eine zeitliche Änderung der räumlichen Amplituden- oder Phasenverteilung einer Signalwelle in eine räumliche Intensitätsverteilung am Ausgang des Gerätes transformiert wird. Solche Phasenänderungs-Visualisierungstechniken sind deshalb so bedeutsam, weil sie die zeitaufgelöste Untersuchung beliebiger physikalischer Prozesse erlauben, soweit deren Ergebnisgröße in eine Phasenverteilungsänderung einer Lichtwelle überführt werden kann.

Aus der Literatur bekannte Anwendungen optischer Novelty-Filter (ONF) sind Datenreduktion [117], Bewegungserkennung [118], Objektverfolgung [119, 120, 121], Geschwindigkeitsfilterung [115] und Kantenverstärkung [122]. Dazu lassen sich Methoden der Hologramminterferometrie und daraus abgeleitete Verfahren anwenden, bei denen jeweils ein Bezugszustand gespeichert und mit nachfolgenden Zuständen verglichen wird.

Photorefraktive Medien als Echtzeitmedien sind hier vorteilhaft einzusetzen, denn sie ermöglichen eine ständige Aktualisierung des Referenzzustandes. Dabei nutzen diese ONF mit photorefraktiven Medien Echtzeit-Holographie [117, 123], Zweiwellenmischung [120, 124], Fanning [11, 122], Echtzeit-Bildsubtraktion [115, 125], Interferometer mit PCM [121, 126] oder andere Interferenzeffekte [127, 128]. Ein umfassender Überblick wird in den Referenzen [129, 130] gegeben.

Es wird ausgenutzt, daß photorefraktive Medien keine instantane Reaktion zeigen [120], sondern innerhalb ihrer Responsezeit auf Änderungen des Eingangssignales reagieren, indem die in ihrem Inneren aufgebauten Brechungsindexgitter verändert werden. Innerhalb der Responsezeit bleibt daher der Ausgangszustand, wie oben erwähnt, gespeichert, um mit dem neuen Zustand verglichen zu werden.

Eine weitere Möglichkeit, einen Novelty-Filter zu realisieren, ist durch die Anwendung von selbstgepumpten phasenkonjugierenden Spiegeln gegeben, denn diese bieten die beiden Funktionen Speicherung und Vergleich [126]. Eine solche sehr vorteilhafte Realisierung wurde von uns in den Referenzen [2, 97, 131, 132, 133] betrachtet und wird im folgenden vorgestellt.

4.2 Novelty-Filter mit selbstgepumpten phasenkonjugierenden Spiegeln

Das Funktionsprinzip eines ONF mit SPPCM besteht darin, daß eine zeitliche Variation der Wellenfrontform der Signalwelle eine Veränderung der Reflektivität des SPPCM hervorruft [2]. Diese Reflektivitätsänderung erfolgt lokal, also räumlich aufgelöst, so daß direkt Informationen nur über die Änderungen der zweidimensionalen Eingangsphasenverteilung in eine meßbare Intensitätsverteilung am Ausgang des NF transformiert werden.

Zur Untersuchung dieser Transformation wird die zeitliche Entwicklung der Reflektivität eines PCM, die als

$$R = \frac{I_{\text{pc}}}{I_{\text{s}}} \quad (4.1)$$

definiert sei, mit I_{s} und I_{pc} als Intensitäten von Signal- und pc-Welle, betrachtet. Nach Kapitel 3.2.3 erreicht ein SPPCM eine stationäre Reflektivität in einer bestimmten Zeit nach Zuschalten der Signalwelle, in der ein komplexer Anlaufprozeß abläuft. Der Phasenkonjugationsprozeß kann in Analogie zur Echtzeitholographie betrachtet werden [26, 30]. Das Brechungsindexgitter, welches durch Signalwelle und Fanout geschrieben wird, wird durch das reflektierte Fanout gelesen. Als Bedingung muß erfüllt sein, daß Fanout und reflektiertes Fanout zueinander phasenkonjugiert sind, was im stationären Zustand durch den zuvor ablaufenden Selbstorganisationsprozeß gesichert ist.

Ändert sich die räumliche Phasenverteilung der Signalwelle, so verändert sich auch das von Signalwelle und Fanout gebildete Interferenzmuster. Erfolgt das in einer Zeitspanne, die kurz gegen die Responsezeit des Mediums ist, bleibt das Brechungsindexgitter nahezu unverändert. Die Änderung der Phasenverteilung der Signalwelle wird direkt auf das Fanout und damit auf das reflektierte Fanout als Auslesewelle übertragen. Damit ist die Auslesebedingung für die veränderten Teile der Wellenfront der Auslesewelle nicht mehr erfüllt. Deshalb sinkt die Beugungseffektivität am Brechzahlgitter und damit die Reflektivität des SPPCM. Dieses Modell beschreibt die Transformation einer Phasenänderung in eine Intensitätsänderung qualitativ.

Für quantitative Resultate ist eine Betrachtung des pc-Prozesses als aus zwei TWM-Prozessen bestehend notwendig [2]. Abbildung 4.1 zeigt das Prinzip. Dabei besteht das erste Paar wechselwirkender Wellen aus der Signalwelle E_1 und dem Fanout E_2 ,

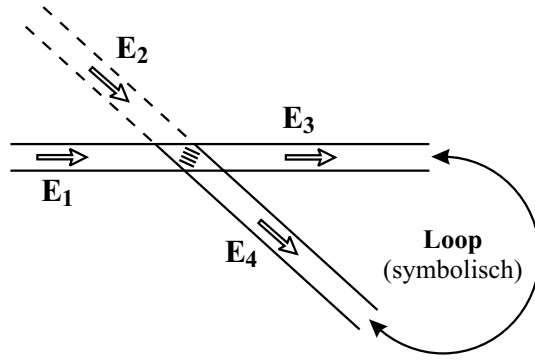


Abbildung 4.1: Wechselwirkende Wellen im SPPCM und Aufbau des Loop (Skizze).

welches durch die Signalwelle gebildet wird. Das zweite Paar besteht aus den sich entgegengesetzt ausbreitenden Wellen E_3 und E_4 , die den Loop bilden. Wie erwähnt, wird ein Brechungsindexgitter durch die Interferenz der Wellen E_1 und E_2 gebildet. Je ein Teil jeder Welle wird an diesem Gitter gebeugt (E_{1d}, E_{2d}) und der jeweils andere Teil passiert das Gitter unbeeinflusst (E_{1t}, E_{2t}). E_{2d} und E_{1t} interferieren und bilden E_3 , entsprechend bilden E_{2t} und E_{1d} die Welle E_4 . Mit der bekannten Zwei-Wellen-Interferenzgleichung [134] ergeben sich die Intensitäten der Wellen E_3 und E_4 zu [135]

$$I_3 = I_1(1-\eta) + I_2\eta - 2\sqrt{I_1(1-\eta)I_2\eta} \cos \phi \quad \text{und} \quad (4.2)$$

$$I_4 = I_1\eta + I_2(1-\eta) + 2\sqrt{I_1\eta I_2(1-\eta)} \cos \phi, \quad (4.3)$$

wobei $I_{3,4}$ die Intensitäten der Wellen $E_{3,4}$ sind, und η ist der Beugungswirkungsgrad des Gitters.

ϕ beschreibt hier die Phasenverschiebung, die jeweils zwischen einer transmittierten und einer gebeugten Welle auftritt und aus zwei Anteilen besteht. Ein Teil ist das Ergebnis der Beugung am Gitter und beträgt $\pi/2$. Die einfallende Fanout-Welle E_2 wird als aus der Signalwelle durch Beugung an einem Gitter entstanden betrachtet und besitzt damit schon diese Phasenverschiebung bezüglich E_1 . Die durch erneute Beugung von E_2 entstandene Welle E_{2d} weist damit eine Phasendifferenz von π gegenüber E_1 auf. Nach $\cos(\phi + \pi) = -\cos(\phi)$ ergibt sich das negative Vorzeichen des Interferenztermes in Gleichung (4.2). Ähnliche Überlegungen begründen den positiven Interferenzterm in Gleichung (4.3). Die unterschiedlichen Vorzeichen ergeben sich auch aus dem Energieerhaltungssatz. Der zweite Teil der Phasenverschiebung resultiert aus dem photorefraktiven Effekt und ist gleich der Phasendifferenz zwischen Intensitäts- und Brechzahlgitter, welche bei diffusionsdominierten Medien in Näherung $\pi/2$ ist.

Nach Durchlaufen des Loop wechselwirken E_3 und E_4 wiederum mit dem Gitter, wonach der gebeugte Anteil von E_3 und der transmittierte Anteil von E_4 interferieren

und die phasenkonjugierte Welle E_{pc} bilden, deren Intensität durch

$$I_{pc} = I_3\eta + I_4(1-\eta) + 2\sqrt{I_3\eta I_4(1-\eta)} \cos(\phi) \quad (4.4)$$

gegeben ist [2]. Für $I_{1,2}$ wird die Gültigkeit einer Beziehung der Form

$$I_2 = q I_1 \quad (4.5)$$

angenommen, worin $q < 1$ den Anteil des Fanout beschreibt. Nach Einsetzen der Gleichungen (4.2) und (4.3) in Gleichung (4.4) und unter Nutzung der Definition (4.1) ergibt sich ein Ausdruck für die Reflektivität in der Form $R = f(\eta, q, \phi)$.

Verlagert sich das Interferenzmuster durch eine Änderung der Phasenverteilung der Signalwelle in einer Zeitspanne t_{mess} , die klein gegen die Responsezeit des Mediums ist, so kann das Brechungsindexgitter nicht folgen, und eine zusätzliche Phasenverschiebung zwischen diesem Gitter und dem Interferenzmuster tritt auf, das heißt,

$$\phi = \phi_{ss} + \phi_n, \quad (4.6)$$

wobei ϕ_{ss} der Phasenterm im stationären Zustand ist und ϕ_n der beschriebene zusätzliche. Der relative Reflektivitätsabfall D wird definiert als

$$D = 1 - \frac{R_n}{R_{ss}}, \quad (4.7)$$

wobei R_{ss} und R_n die Reflektivitäten vor und nach der Änderung der Phasenverteilung der Signalwelle sind. Unter Nutzung der Gleichungen (4.7) und (4.6) erhält man [2]

$$D(\phi_n) = 1 - \frac{R(q, \eta, \phi_{ss} + \phi_n)}{R(q, \eta, \phi_{ss})}. \quad (4.8)$$

Abbildung 4.2 zeigt den Verlauf der Funktion $D = f(\phi_n)$, wobei in Abbildung 4.2a der Parameter q variiert, um den Einfluß der speziellen Kristallcharakteristik zu verdeutlichen, und in Abbildung 4.2b der Parameter η , der von der speziell gewählten Geometrie abhängt.

Ein auf einem SPPCM basierender optischer Novelty-Filter beantwortet, wie damit gezeigt wird, eine Änderung der Phasenverteilung einer Eingangswellenfront mit einer Veränderung der Intensität am Ausgang. Allerdings kann auch die Information über den Betrag der Phasenveränderung verarbeitet und damit dieser NF zu einem zeitauflösenden Phasenmeßgerät (siehe Referenzen [2, 97, 123, 131, 132, 133, 136]) erweitert werden, was im folgenden Abschnitt dargestellt wird.

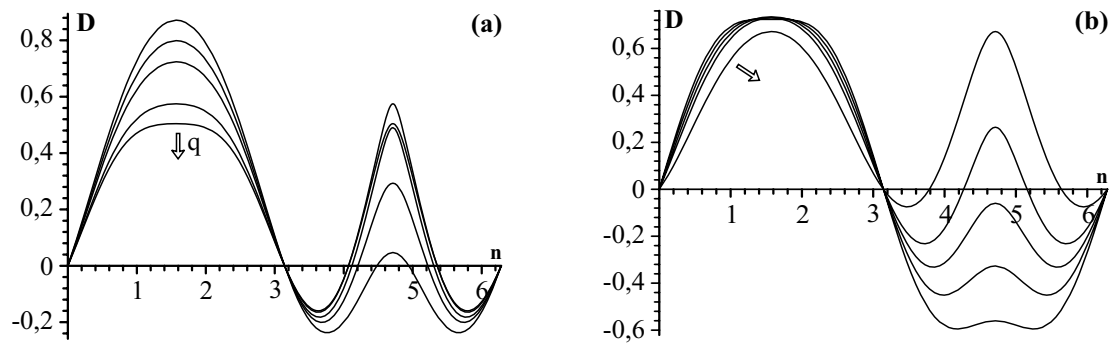


Abbildung 4.2: Theoretische Abhängigkeit des relativen Reflektivitätsabfalls D von der Phasenverschiebung ϕ_n entsprechend Gl. (4.8) mit q und η als Parameter. (a) $q = 0, 1 \dots 35$ in Pfeilrichtung für $\eta = 0, 2$ und (b) $\eta = 0, 1 \dots 45$ in Pfeilrichtung für $q = 0, 2$.

4.3 Schnelles 2D-Phasenänderungsmeßsystem

Die Information über den Betrag der Phasenveränderung ist im Wert des relativen Reflektivitätsabfalls D enthalten. Um aus den im vorigen Abschnitt aufgezeigten Zusammenhängen ein Meßsystem ableiten zu können, wird die Abhängigkeit $D = f(\phi_n)$ experimentell verifiziert. Dazu dient die in Abbildung 4.3 gezeigte Anordnung. Die

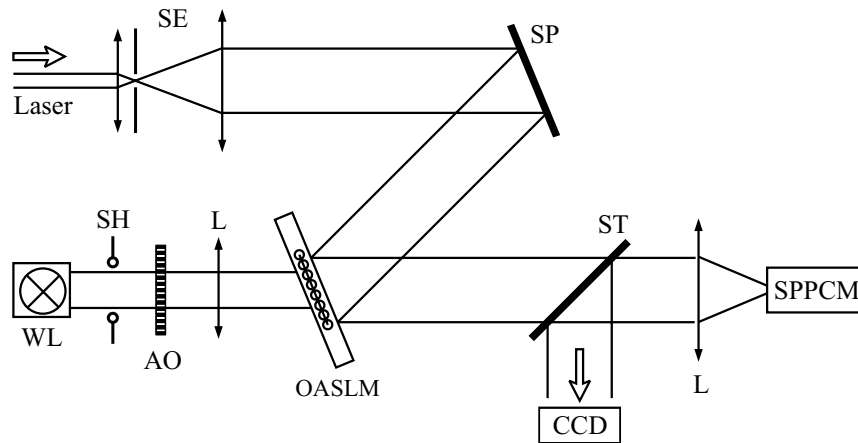


Abbildung 4.3: Experimentelle Anordnung des ONF mit SPPCM. SE ist ein Strahlenspender, AO ein Amplitudenobjekt, WL eine Weißlichtquelle, SH ein Shutter und OASLM ein optisch adressierbarer Flüssigkristall-Lichtmodulator.

zu vermessende zeitlich variierende Signalwellenfront wird mittels eines optisch adressierbaren Flüssigkristall-Lichtmodulators (OASLM) simuliert. Dieser prägt die nach Öffnung des Shutters auf seine Rückseite fallende Intensitätsverteilung der an seiner Vorderseite reflektierten und ursprünglich ebenen Welle als Phasenverteilung auf. Die Signalwelle wird an einem SPPCM, es wurde ein cat-PCM oder ein ESPPCM verwendet, reflektiert, und die Intensitätsverteilung der pc-Welle mittels einer CCD-Kamera

aufgezeichnet.

Zuerst wird der zeitliche Verlauf der Reflektivität eines ESPPCM nach Einbringen einer lokalen Phasenänderung von $\pi/2$ in die Signalwelle für den entsprechenden Teil der pc-Welle gemessen. Dabei erfolgt die Phasenänderung nur für ein sehr kleines Gebiet (Durchmesser ca. $1/30$ des Durchmessers der Signalwelle) im Zentrum des Signalwellenquerschnittes, so daß der Reflektivitätsabfall als lokaler Vorgang gesehen werden kann [2]. Abbildung 4.4 zeigt das Resultat. Die Reflektivität fällt ohne Verzögerung

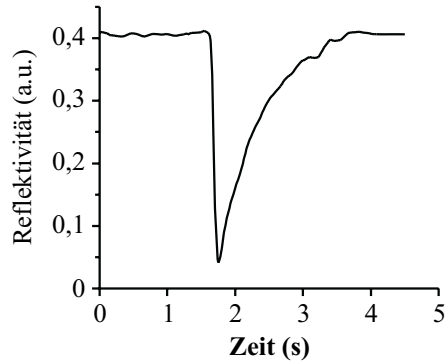


Abbildung 4.4: Zeitliches Verhalten der Reflektivität eines ESPPCM nach Einführung einer lokalen Phasenänderung in die Signalwelle. Kristall BT2, $I = 3 \text{ mW/mm}^2$ und $\phi_n = \pi/2$.

ab und erreicht nach einer bestimmten Zeit ihren Ursprungswert. Diese Responsezeit ist viel kürzer als die Anlaufzeit des ESPPCM [137] bei gleicher Intensität.

Unabhängig von der Größe der Phasenänderung fällt die Reflektivität nicht auf den Wert $R = 0$ ab, was durch ein einfaches Modell erklärt werden kann. Abbildung 4.5 zeigt die Geometrie des Wechselwirkungsgebietes innerhalb des Kristalles schematisch. Dieses kann gedanklich in drei Teile geteilt werden. Für das erste Teilgebiet ergibt sich

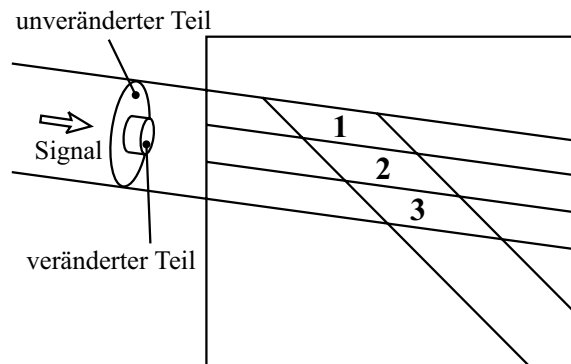


Abbildung 4.5: Geometrie des Wechselwirkungsgebietes (schematisch). Die Phasenverschiebung wird in den zentralen Teil der vorher ebenen Wellenfront eingebracht.

durch die eingebrachte Phasenverschiebung keine Veränderung, da nur unveränderte Teile der Signalwelle mit dem eigenen Fanout interferieren. In Teil 2 interferiert der veränderte Teil der Signalwelle mit dem unveränderten Fanout aus Gebiet 1, was zu einer Verformung der entsprechenden Interferenzmuster führt und damit zu dem Fall

$\phi_n \neq 0$ und $D \neq 0$. Andererseits interferiert in diesem Teilgebiet auch der veränderte Teil des Signals mit seinem Fanout, welches dieselbe Phasenverschiebung aufweist, weshalb das Interferenzmuster und die Reflektivität unverändert bleiben. In Teil 3 existieren sowohl veränderte als auch unveränderte Interferenzmuster, da dort ein unveränderter Teil der Signalwelle mit Fanout aus allen 3 Teilgebieten wechselwirkt.

Es ergeben sich folgende Bedingungen an die Art der zu bestimmenden Phasenänderungsverteilung

- Eine über den gesamten Querschnitt der Signalwelle konstante Phasenverschiebung kann nicht detektiert werden, da diese keine Veränderung der Interferenzmuster bewirkt. Dies ist eine typische Eigenheit von SPPCM, da diese keine externe Referenz besitzen.
- Eine in den gesamten Querschnitt der Signalwelle eingebrachte nichtkonstante Phasenverschiebungsverteilung bringt die Phasenkonjugation zum Erliegen und ist deshalb ebenfalls nicht vermeßbar.
- Die räumlich modulierte Phasenverschiebung ist in einen kleinen Teil des Querschnittes der Signalwelle einzubringen (es wurde ein Verhältnis des Durchmessers dieses Teiles zu dem der Signalwelle von 1:5 gewählt), wobei dann die anderen, unveränderten Anteile der Signalwelle als Referenz wirken [126].

Der relative Reflektivitätsabfall D wurde in Abhängigkeit von der eingebrachten Phasenverschiebung ϕ_n für den cat-PCM und den ESPPCM gemessen. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 4.6. Kurven entsprechend Gleichung (4.8) (siehe Abb. 4.2) wurden unter Verwendung von q und η als variable Parameter an die Meßwerte angepaßt. Die gute Übereinstimmung zwischen Meßwerten und Kurven macht deutlich, daß das in Abschnitt 4.2 vorgestellte Modell gut geeignet ist, um die realen Zusammenhänge zu beschreiben. Die etwas schlechtere Anpassung für den cat-PCM kann darauf beruhen, daß die Verhältnisse dort komplizierter sind und aufgrund eventueller Mehrfachreflexionen zusätzliche Gitter erzeugt werden könnten, die für die Abweichung zum Modell verantwortlich sind.

Die in Abbildung 4.6 gezeigten funktionellen Abhängigkeiten können als Kalibrierkurven für ein Meßsystem dienen, da sie die Zuweisung der Werte ϕ_n zu gemessenen Werten von D erlauben. Diese Kurven müßten jeweils für ein Meßsystem in Abhängigkeit von der speziell gewählten Geometrie bestimmt werden. Die Meßunsicherheit eines solchen Systems hängt von der Unsicherheit bei der Bestimmung der

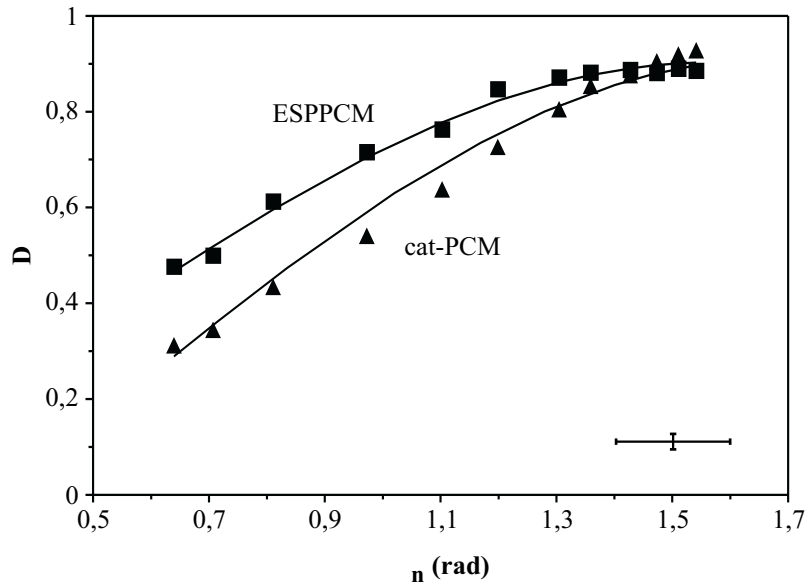


Abbildung 4.6: Zusammenhang zwischen eingebrachter Phasenverschiebung ϕ_n und relativem Reflektivitätsabfall D . Die Symbole repräsentieren die gemessenen Werte. Die Kurven sind angepaßte Funktionen entsprechend Gl. 4.8 (siehe Abb. 4.2). Der Kristall BT2 wurde verwendet.

Kalibrierkurve ab und diese wiederum von der Genauigkeit der Vorgabe bestimmter Phasenänderungswerte (hier durch den OASLM) und Genauigkeit und Geschwindigkeit der Intensitätsmessung, denn die Bedingung Meßzeit \ll Responsezeit muß erfüllt sein. Für die Kalibrierkurve aus Abbildung 4.6 wird die Meßunsicherheit aus der Abweichung der Meßwerte von der theoretischen Kurve abgeschätzt. Es ergibt sich ein mittlerer Wert von $\lambda/100$ (innerhalb des betrachteten Meßbereiches von 0,6 . . . 1,5 rad) und ein Maximalwert von $\lambda/30$, wobei diese Fehlergrenzen und auch die Auflösung des Meßverfahrens von dem genutzten bzw. betrachteten Bereich der Phasenänderungen abhängen, da $D = f(\phi_n)$ nicht linear ist.

Bei einer praktischen Messung wird zuerst die Intensitätsverteilung der pc-Welle im stationären Zustand mittels einer CCD-Kamera aufgezeichnet und dann die Intensitätsverteilung innerhalb einer Zeitspanne $t_{mess} < \tau$ nach Einbringen der zu messenden Phasenänderungsverteilung. Dann wird für jeden Bildpunkt der Wert D und damit $D(x, y)$ berechnet und daraus unter Nutzung der Kalibrierkurve die Verteilung $\phi_n(x, y)$. Der Durchmesser der Phasenänderungsverteilung muß dabei nach den zuvor beschriebenen Bedingungen klein gegen den Gesamtdurchmesser der Signalwelle sein, um die zuvor für einen Bildpunkt im Zentrum der Signalwelle bestimmte Kalibrierkurve anwenden zu können. Dies ist keine bedeutende Einschränkung, da die räumliche Auflösung

bei photorefraktivem Bariumtitanat eher hoch ist und deshalb auch in einem kleinen Bereich hochaufgelöste Hologramme erzeugt werden können. Auch der Einfluß benachbarter Bildpunkte aufeinander (Übersprechen, *cross talk*) ist aufgrund der Kleinheit des veränderten Anteiles der Signalwelle vernachlässigbar, was ebenso für die Asymmetrie [138] der phasenkonjugierenden Wechselwirkung (inhomogene Intensität der pc-Welle) gilt.

Das Resultat einer Messung zeigt Abbildung 4.7. Die Abbildung 4.7a zeigt die zum Test vorgegebene Phasenverteilung, die mittels entsprechender Beleuchtung des OASLM erzeugt wird. Die Bilder 4.7b und 4.7c zeigen die Intensitätsverteilung der phasenkonjugierten Welle im stationären Zustand und nach Einbringen der Test-Phasenverteilung in die Signalwelle. Die informationsverarbeitende Wirkung des ESPPCM als Novelty-Filter wird durch das Sichtbarwerden der Änderung demonstriert. Die

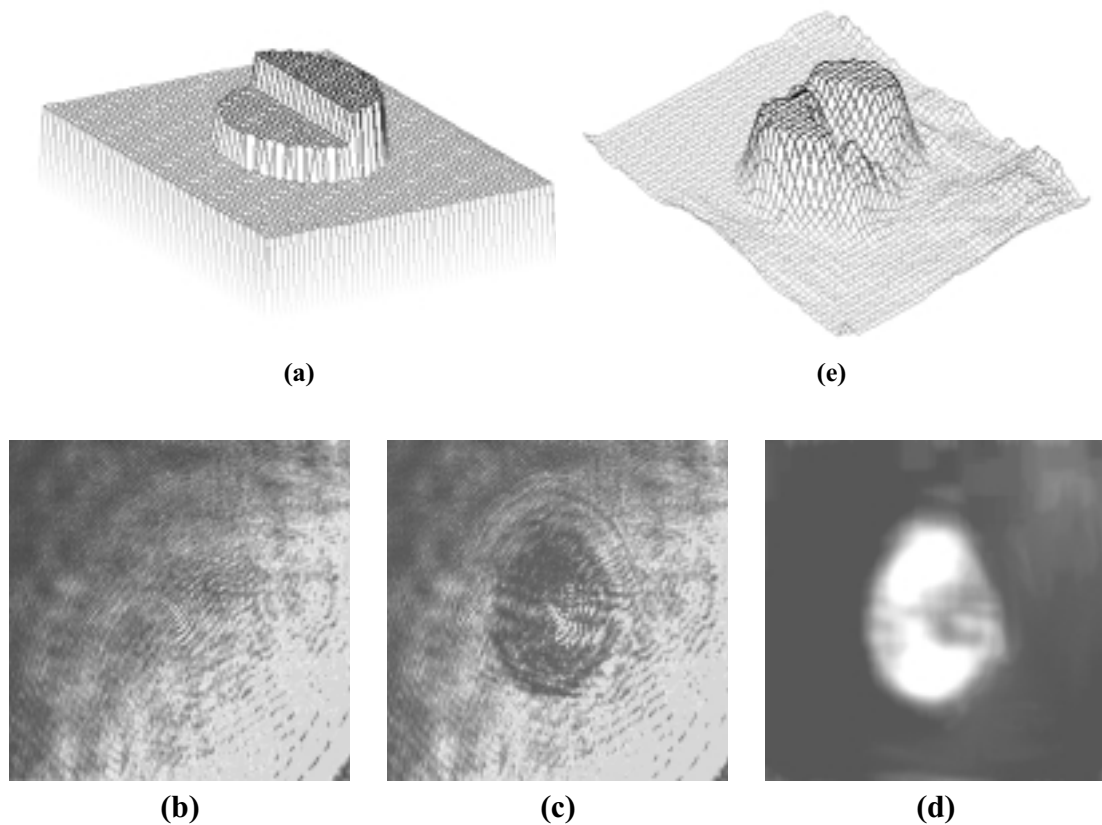


Abbildung 4.7: Vermessung einer Wellenfront mittels Novelty-Filter mit ESPPCM. (a) vorgegebene, zu vermessende Phasenänderungsverteilung (Wellenfrontänderung), kleine Stufe $\pi/4$ große $\pi/2$, (b) Intensitätsverteilung der pc-Welle im stationären Zustand, (c) Intensitätsverteilung der pc-Welle nach Einbringen der Wellenfrontveränderung, (d) berechnete Verteilung $D(x, y)$ und (e) aus (d) berechnete Verteilung $\phi_n(x, y)$ als Ergebnis der Messung.

Abbildungen 4.7b und 4.7c zeigen auch einen Anteil der Intensitätsverteilung ähnlich einem Specklemuster. Dies ist eine Eigenart von SPPCM, die auf der räumlichen Struktur des Fanout beruht. Die Qualität der Phasenkonjugation wird davon nicht beeinflusst, da sich diese Struktur durch das Einbringen der Phasenänderungsverteilung nicht verändert. Da D einen relativen Wert darstellt (Quotientenbildung nach Gl. (4.7)), wird auch die Messung dadurch nicht gestört. Abbildung 4.7d zeigt die aus 4.7b und 4.7c berechnete Verteilung $D(x, y)$ und Bild 4.7e die daraus mittels der Kalibrierkurve berechnete Verteilung $\phi_n(x, y)$. Die gute Übereinstimmung zwischen 4.7a und 4.7e zeigt die Eignung des Systems zur Phasen- bzw. Phasenänderungsmessung.

Ein Vorteil des vorgestellten Meßsystems im Vergleich zu bekannten interferometrischen Methoden, die Phasenschiebetechniken nutzen, ist, daß innerhalb der Meßzeit nur ein Bild von der Kamera aufgenommen werden muß, was besondere Bedeutung hat, falls schnelle Prozesse untersucht werden sollen. Es ist keine separate Referenzwelle nötig, was einen weiteren positiven Aspekt bezüglich üblicher Interferometer darstellt. Da durch die beschriebene Novelty-Filter-Anordnung Wellenfronten bzw. deren Änderungen vermessen werden, ist das Meßsystem wie bei einem Einganginterferometer [97] in Reihe [122] zum Meßobjekt angeordnet, wodurch eine räumliche Trennung von Meßobjekt und Meßsystem und damit die Vermeidung störender Einflüsse, wie zum Beispiel Vibrationen der optischen Elemente, möglich ist.

Transiente Phasenmessung (Vermessung zeitlich veränderlicher Phasenverteilungen) ist möglich, indem eine Serie von Bildern der Intensitätsverteilung der pc-Welle aufgenommen wird, wobei die Gesamtmeßzeit wiederum klein gegen die Responsezeit des Mediums sein muß. Die maximale Geschwindigkeit, bis zu der ein Prozeß ablaufen kann, um noch mit diesem Meßsystem beobachtbar zu sein, ist nur durch die Kamera begrenzt und nicht durch den optischen Teil des Systems, was die vorgestellte Methode zur Beobachtung und Vermessung schneller Prozesse als geeignet erscheinen läßt.

Die Responsezeit des SPPCM, die beschreibt, wie schnell dieser imstande ist, sich an eine veränderte Referenzsituation anzupassen, kann zum Beispiel durch die Wahl der Signalintensität beeinflusst werden. Dadurch ist es möglich, die Eingangsinformation gezielt zeitlich zu filtern. Bei einer Anwendung des Novelty-Filter zur Objektverfolgung erscheint es deshalb denkbar, zum Beispiel nur Objekte auszumachen und zu beobachten, die sich mit einer Geschwindigkeit aus einem bestimmten Intervall bewegen (Bandpass-Filter) [139]. Auch bei der transienten Phasenmessung kann so ein

Referenzzustand gewählt werden, der einen definierten zeitlichen Abstand zum zu messenden Zustand hat.

Der beschriebene SPPCM-NF bietet eine einfach zu realisierende Möglichkeit der optischen Informationsverarbeitungs- und Meßtechnik.

Kapitel 5

Optische Speicherung im Langzeitbereich

Photorefraktive Medien ermöglichen, wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, die Speicherung von Information, wobei die Zeit zur Nutzung, also zum Lesen der Information aufgrund der Tatsache, daß es sich um reversible Echtzeitmedien handelt, dadurch begrenzt wird, daß die im Medium vorliegenden Brechungsindexgitter beim Lesen gelöscht werden. Optische Speicherung im Langzeitbereich bedeutet, daß nicht nur die natürliche Erhaltungszeit der Information, die durch die Dunkel-speicherzeit oder die maximale Auslesezeit gegeben ist, genutzt wird, sondern man nach Mitteln und Wegen sucht, um diese Zeit zu verlängern, ohne auf die ständige Verfügbarkeit der Information und die Reversibilität der Speicherung im Medium zu verzichten. Dabei wird im folgenden kurz auf die Möglichkeiten und Methoden der optischen Informationsspeicherung eingegangen, um das auch in der Literatur zu beobachtende besondere Interesse an dieser Speicherform zu begründen. Das im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Speicherprinzip wird vorgestellt, eine experimentelle Realisierung eines dynamischen optischen Speichersystems und die mit ihm erzielten Ergebnisse werden dargestellt, und der Ablauf einer Folge von Zyklen in einer solchen optischen Speicheranordnung wird mathematisch simuliert.

5.1 Möglichkeiten und Methoden

Der Hauptvorteil der optischen Informationsverarbeitung gegenüber der mittels herkömmlicher elektronischer Systeme liegt in der Parallelität. Dieser kann allerdings nur dann voll genutzt werden, wenn sowohl die benötigten Eingangsinformationen als auch die Verarbeitungsergebnisse parallel zur Verfügung gestellt bzw. ausgegeben werden können. Das legt die Anwendung holographisch-optischer Speichersysteme nahe, die einen seitenorientierten, wahlfreien Zugriff auf die benötigte Information ermöglichen. Dabei ist bei einer Auslegung des Systems zum Beispiel als Assoziativspeicher auch eine Vorverarbeitung der Information denkbar. Photorefraktive Medien, die als Echtzeitmedien das Schreiben, Lesen und Löschen und damit auch die Aktualisierung der Information ermöglichen, scheinen dafür besonders geeignet.

Die dreidimensionale holographische Speichertechnik eröffnet die Möglichkeit, *Multiplexing*-Techniken anzuwenden, das heißt, es können mehrere Hologramme innerhalb eines Kristalles geschrieben werden, die separat auslesbar sind und deren in ihnen enthaltenen Informationen sich gegenseitig nicht beeinflussen. Einige der praktischen Realisierungen, die dies erlauben, seien im folgenden genannt.

- BRAGG-Multiplexing, Trennung der Hologramme durch Schreiben (und entsprechend Lesen) mit einer Reihe von Wellenlängen [140, 141] und verschiedenen Winkeln zwischen Signal- und Referenzwelle [140, 142, 143]
- Multiplexing mittels elektrischem Feld (Nutzung der steuerbaren Wellenlängenänderung im Medium aufgrund des elektrooptischen Effektes) [144]
- Verschiebungs-Multiplexing (sphärische oder zumindest nicht-ebene Referenzwelle) [145, 146, 147, 148] oder räumliches Multiplexing (Hologramme in Sub-Volumina) [113]
- Peristrophisches Multiplexing (Rotation des Aufnahmematerials um die Winkelhalbierende zwischen Signal- und Pumpwelle) [149, 150]
- Phasenkodierung (Verwendung einer Schar von Referenzwellen mit definierten Phasendifferenzen zueinander) [151, 152]
- *Spectral hole burning* (schmalbandige Beeinflussung der Absorption) [153]

- Fraktales Multiplexing (Winkelveränderung der Referenzwelle zwischen Schreib- und Lesevorgang) [113]

Einige dieser Methoden können kombiniert werden, wodurch sich die Anzahl unabhängiger Hologramme pro Kristall erhöht [154]. Durch die *Volumen-Eigenschaft* sind dreidimensionale holographische Speichermedien den herkömmlichen zweidimensionalen (CD, DVD, magneto-optische Speicher) bezüglich der erreichbaren Speicherkapazität weit überlegen. Das gilt auch, wenn man Aufzeichnungstechniken, wie zum Beispiel die Nahfeldoptik mit einbezieht. In der Literatur sind eine Reihe von Abschätzungen der in einem 3D-Medium maximal erreichbaren Speicherkapazität zu finden [114], die einige Größenordnungen umspannen. Eine der sicher fundiertesten ist $2 \cdot 10^{15}$ Bit/cm³ [113] für binäre Daten und eine Wellenlänge von 500 nm. Wird eine Intensitätskodierung verwendet, so erzielt man je nach durch das System erreichtem Signal-Rausch-Verhältnis noch einmal eine Erhöhung um einen Faktor von circa 2...5 [113]. Die einzelnen zu speichernden und nach dem Auslesen zur parallelen Weiterverarbeitung bereitstehenden Daten-Seiten können dabei eine Datendichte von bis zu 10^7 Bit/cm² aufweisen.

Aufgrund der Echtzeiteigenschaften photorefraktiver Medien, die zur Realisierung wiederbeschreibbarer optischer Speicher vorteilhaft und notwendig sind, wird die gespeicherte Information sowohl beim Lesen als auch beim Löschen oder Schreiben anderer Informationen gelöscht.

Als Abhilfen kommen entweder das Arbeiten mit extrem geringen Intensitäten beim Lesen [110] in Frage, was allerdings keine prinzipielle Möglichkeit darstellt, weil sie das Löschen nur hinauszögern kann, oder die Anwendung von Fixierungstechniken. Eine umfassende Beschreibung solcher Techniken, die allerdings die Aktualisierung des Speicherinhaltes und damit prinzipiell die Anwendung optisch-holographischer Systeme zur Informationsspeicherung und -verarbeitung einschränken, kann in Referenz [113] gefunden werden.

Eine andere Möglichkeit zur Erhaltung der gespeicherten Information, die in den folgenden Abschnitten betrachtet werden soll, ist die Anwendung von dynamischen oder Auffrischtechniken (*Refresh*). Diese Untersuchungen sind ausführlich in den Referenzen [13, 14, 155, 156, 157] dargestellt.

5.2 Prinzip der dynamischen optischen Speicherung

Die Reversibilität der Schreibprozesse in photorefraktiven Medien hat den Nachteil, daß die im Material aufgezeichneten Hologramme bei nachfolgender Lichteinwirkung gelöscht werden. Deshalb ist das Speichern vieler Hologramme in einem Kristallvolumen schwierig und erfordert komplexe Schreibprozeduren [158, 159]. Außerdem wird das nicht-destruktive Auslesen der Information verhindert. Ein solches Lesen unter Beibehaltung der Schreib-, Aktualisierungs- und Löschfähigkeit ermöglichen dynamische holographische Speicher. Diese erhalten die gespeicherte Information durch Kompensation der Verluste beim Lesen mittels Rückkopplungs- oder Kopiertechniken [155, 160, 161].

Dynamische Optische Speicherung [14] bedeutet, daß ein Speicherprozeß, wie schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt, durchlaufen wird. Die Information wird in einen photorefraktiven Kristall geschrieben und im nächsten Schritt ausgelesen. Ein Teil des gelesenen Signales wird verarbeitet (z.B. verstärkt) und dann zum Rückschreiben der Information genutzt. Es ist eine Reihe von Möglichkeiten bekannt, solch einen

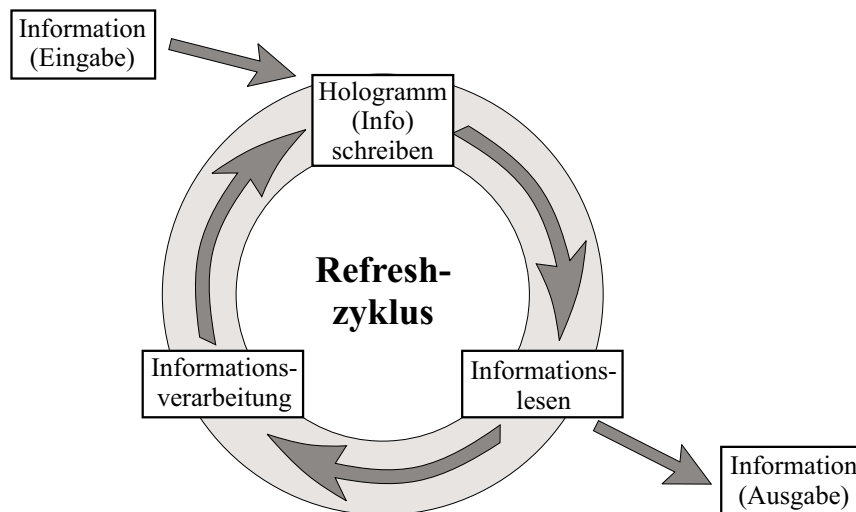


Abbildung 5.1: Schema des dynamischen optischen Speicherprozesses.

Zyklus zu realisieren. Dabei gibt es Hybridtechniken, bei denen Zwischenspeicherung und Verstärkung elektronisch mittels CCD-Kamera, Computer und LCLM [162] bewerkstelligt werden. Andere Verfahren nutzen periodisches Kopieren zwischen zwei holographischen Medien [163] oder zwei photorefraktiven Medien [164], wobei bei letzterem ein OASLM zur Verstärkung und als räumlicher Schwellwertfilter benutzt wurde, was allerdings eine Abkehr von der rein-optischen Realisierung, die Einschränkung auf

binäre Strukturen, eine Begrenzung der Auflösung der zu speichernden Bilder und eine Begrenzung der Verarbeitungsgeschwindigkeit mit sich bringt.

Eine weitere Möglichkeit sind Resonatoren, die die photorefraktiven Kristalle als Speicher- und Verstärkungsmedium (TWM) nutzen, wie der in Abbildung 5.2 schematisch gezeigte Ringresonator. Die Pumpwelle führt dem System ständig Energie zu.

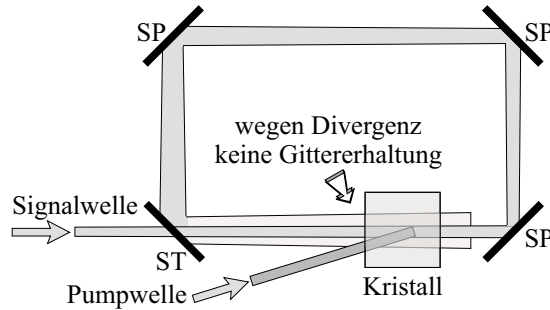


Abbildung 5.2: Ringresonator (schematisch) gepumpt mittels TWM in einem photorefraktiven Kristall. SP sind Spiegel, und ST ist ein Strahlteiler.

Beinhaltet die Signalwelle aber Information, so ist sie nicht mehr eben. Es kommt aufgrund der Divergenz zur Veränderung der Hologramme im Kristall nach jedem Umlauf also zum Auswandern (*walk off* [113]) der Bildinhalte und damit nach einer gewissen Zeit zum Löschen der Information. Abhilfe schuf ein räumlicher Schwellwertfilter, allerdings unter Inkaufnahme der genannten Nachteile.

Eine Realisierungsmöglichkeit für ein optisches Auffrischen ist durch die Anwendung phasenkonjugierender Spiegel gegeben [13]. Abbildung 5.3 zeigt das Prinzip.

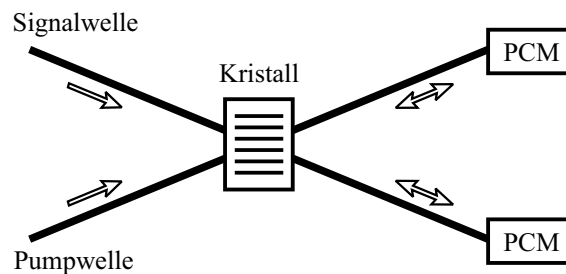


Abbildung 5.3: Anordnung zur phasenrichtigen Rekonstruktion von Hologrammen in einem photorefraktiven Kristall unter Nutzung von PCM.

Dabei wird die Information wiederum in Form eines Hologrammes in einen photorefraktiven Kristall geschrieben. Der transmittierte Anteil der Pumpwelle und die durch Auslesen erzeugte Signalwelle werden an PCM reflektiert und schreiben bei ihrer erneuten Überlagerung im Kristall ein Hologramm, das von der Form her identisch zu dem ursprünglichen ist [165]. Dieses phasenrichtige (*phase locked* [157, 160, 166]) Rückschreiben ermöglicht die Erhaltung der gespeicherten Information für den Fall,

daß die originale Signalwelle nicht mehr zur Verfügung steht.

Zur Überprüfung der Richtigkeit dieses grundlegenden Konzeptes wurde eine Anordnung nach Abbildung 5.4 genutzt, die einen bidirektionalen Ringresonator darstellt. Signal- und Pumpwelle (beide für diesen Versuch als eben angenommen) schreiben

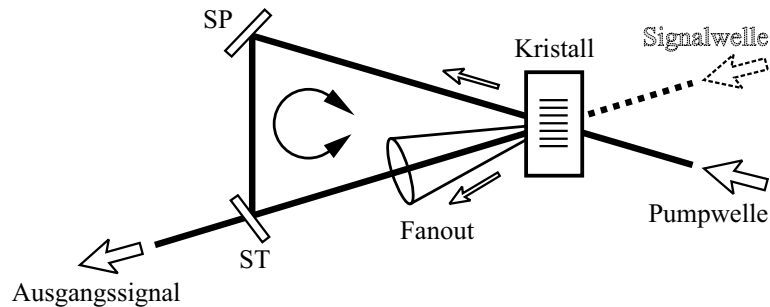


Abbildung 5.4: Anordnung zur Realisierung der Rückkopplung einer Welle (bidirektionaler Ringresonator).

ein Hologramm in dem photorefraktiven Kristall. Die transmittierten Anteile beider Wellen durchlaufen den durch die beiden Spiegel (Spiegel und Strahlteiler) gebildeten Ring in entgegengesetzter Umlaufrichtung und schreiben bei entsprechender Justage der Spiegel ein Hologramm, das dem Originalhologramm entspricht. Steht die Signalwelle nicht mehr zur Verfügung, so wird deren ursprünglich transmittierter Anteil durch Beugung der Pumpwelle am Gitter dennoch erzeugt, so daß der Resonator weiterarbeitet und das Hologramm erhalten bleibt. Dieser Prozeß ist allerdings nur für eine ebene Signalwelle realisierbar und ermöglicht deshalb keine Informationsspeicherung.

Fällt nur die Pumpwelle auf den Kristall, so kommt es aufgrund der starken Wechselwirkung in Bariumtitanat zum Fanning in einen Raumwinkelbereich, der in Abbildung 5.4 durch einen Kegel angedeutet wird. Das Fanout und die transmittierte Pumpwelle durchlaufen nun den Ring im bzw. entgegengesetzt dem Uhrzeigersinn und schreiben bei ihrem Wiedereintritt in den Kristall ihrerseits Gitter. Nur ein Teil dieser Gitter stimmt mit den ursprünglich von Pumpwelle und Fanout geschriebenen überein, so daß in der Folge ein Diskriminierungsprozeß abläuft, der eine immer stärker werdende Konzentration des Fanout in einen kleiner werdenden Winkelbereich bewirkt. In diesem Resonator könnte also nur die Signalwelle erhalten werden, die der sich von selbst einstellenden Fanoutwelle entspricht. Am Strahlteiler kann diese Welle ausgekoppelt werden. Sie ist die phasenkonjugierte Welle zur Pumpwelle nach einem Umlauf durch den Ring. Abbildung 5.5 zeigt den zeitlichen Intensitätsverlauf dieser Welle bei Ein-

satz eines Ar-Lasers ($\lambda = 514 \text{ nm}$) und eines HeNe-Lasers ($\lambda = 633 \text{ nm}$). BT2 wurde verwendet. Die Intensitäten erreichen nach bestimmten Zeiten ($\tau_{90\%} = 10 \text{ s}$ bzw. 50 s)

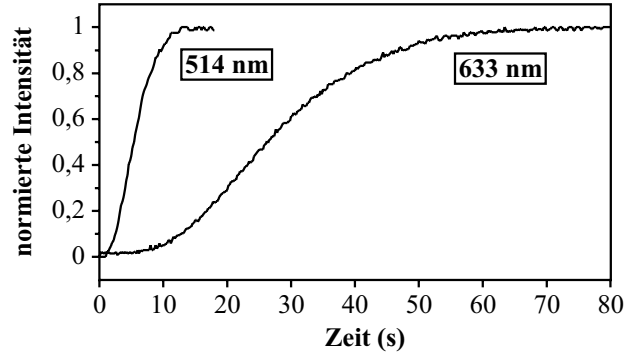


Abbildung 5.5: Intensitätsverlauf des Ausgangssignales nach Abb. 5.4, gemessen ohne Signalwelle bei $\lambda = 514 \text{ nm}$ und $\lambda = 633 \text{ nm}$ und einer Intensität von 10 mW/mm^2 .

ihre Maxima, wobei der Anlauf für 514 nm bei gleicher Intensität deutlich schneller erfolgt. Solche Ringresonatoren sind aus der Literatur bekannt [129, 167], wurden allerdings bisher noch nicht mit NeNe-Lasern realisiert [13]. Dieses interessante Ergebnis zeigt, daß das Prinzip der Rückkopplung mittels Phasenkonjugation erfolgreich angewendet werden kann, daß aber der vorgestellte darauf basierende Ringresonator nicht zur Speicherung von Information geeignet ist.

Es bietet sich an, eine lineare Speicheranordnung mit optischem Refresh (Resonator) zu wählen, die das Prinzip des Rückschreibens und Auffrischens mittels PCM nutzt. Abbildung 5.6 zeigt den Aufbau. Die der Signalwelle S durch das Objekt I (z.B. ein Dia) aufgeprägte Information wird durch Interferenz dieser Welle mit einer Pumpwelle P_1 als Hologramm in Kristall X_1 gespeichert. Nach dem Abschalten der Signalwelle mittels des Shutters wird die Information durch die Pumpwelle P_1 aus X_1 gelesen (und damit teilweise gelöscht) und durch Interferenz mit der zweiten Pumpwelle P_2 in X_2 geschrieben. Dieses Hologramm wird nun durch die mittels eines SPPCM zur Verfügung gestellte und zur zweiten Pumpwelle phasenkonjugierte Welle P'_2 gelesen und in X_1 zurückübertragen. Durch jeden dieser Vorgänge erfolgt also ein Refresh der Information. Da allerdings die Reflektivität von SPPCM stets kleiner als eins ist, sinkt bei jeder Übertragung die Modulation der das Hologramm bildenden Brechungsindexverteilung, so daß die Information letztlich doch gelöscht wird.

Ein verstärkendes phasenkonjugierendes Element muß in der Refreshanordnung vorhanden sein, was bei Phasenkonjugation mittels FWM zu realisieren ist. Eine entsprechend abgewandelte Anordnung wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

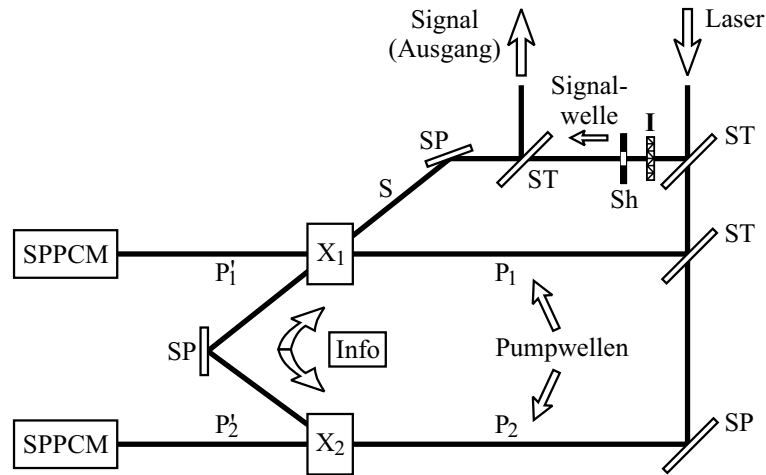


Abbildung 5.6: Lineare Speicheranordnung mit optischem Refresh unter Nutzung der Phasenkongjugation. Die phasenkonjugierten Pumpwellen werden durch SPPCM bereitgestellt. SP sind Spiegel, ST Strahlteiler, Sh ein Shutter, I ein Objekt (z.B. ein Dia), das der Signalwelle die zu speichernde Information aufprägt, und $X_{1,2}$ photorefraktive Kristalle.

5.3 Realisierung der dynamischen Speicherung

Eine Anordnung zur dynamischen optischen Speicherung (*Dynamic Optically Refreshable Store*, DORS [13]) unter Nutzung gekoppelter FWM-Zentren zeigt Abbildung 5.7. Die Methode wird als **OSIRIS** (*Optical Storage of Information via Refreshing by Inverse Seeding*) bezeichnet [13, 155, 157]. In einem photorefraktiven Kristall X_1 wird die Information durch Interferenz der Signalwelle S mit der ebenen Pumpwelle P_1 gespeichert. Nach Ausschalten der Signalwelle liest die Pumpwelle P_1 die Information. S wird als Welle S' in Kristall X_2 transferiert. Dieser Kristall ist das aktive Element einer FWM-Anordnung. Solange die Welle S' existiert, wird sie mit der Welle P_2 in Kristall X_2 interferieren, welcher als Pufferspeicher für die Information dient. Die Welle P_2' , die die bezüglich P_2 phasenkonjugierte ist, liest die in Kristall X_2 durch S' gespeicherte Information. Die Welle S'' , welche die phasenkonjugierte Welle zu S' ist, wird erzeugt. Mit geeignet gewählten Intensitäten der Pumpwellen ist sie bezüglich S' verstärkt. Diese Welle wird zu X_1 übertragen und interferiert dort mit P_1' , welche phasenkonjugiert zu P_1 ist. Dadurch werden die ursprünglichen Gitter in X_1 wiederhergestellt und damit die Originalinformation aufgefrischt (*Refresh*). Die Welle P_1 kann nun erneut an dem Gitter gebeugt werden, wodurch S' kreiert wird und so weiter. Die zu speichernde Information oszilliert so zwischen den beiden Kristallen X_1 und X_2 , auch dann, wenn die Signalwelle durch den Shutter Sh_3 ausgeschaltet ist.

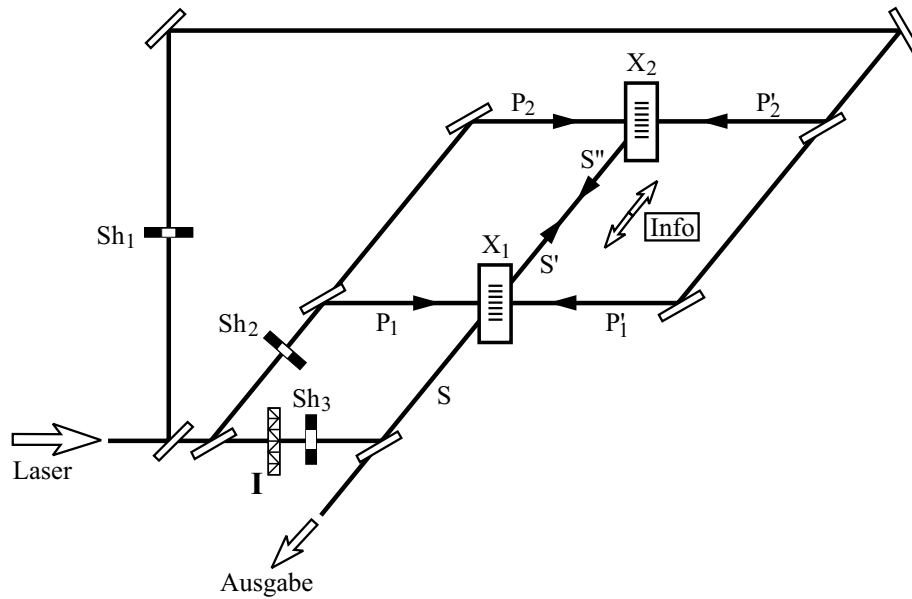


Abbildung 5.7: Anordnung zur dynamischen Speicherung unter Nutzung mittels FWM verstärkter Rückkopplung. $X_{1,2}$ sind Bariumtitanat-Kristalle ($\lambda = 514 \text{ nm}$).

Ein Problem ist, daß es nach den durchgeführten Untersuchungen (siehe auch [167]) nicht möglich ist, mit einer kontinuierlich arbeitenden FWM-Anordnung eine Verstärkung zu erreichen, die hoch genug ist, um den Ablauf der beschriebenen Prozesse über lange Zeit aufrecht zu erhalten [13]. Der Grund dafür ist, daß solch ein verstärkender PCM eine lesende Pumpwelle benötigt, deren Intensität viel höher als die der Signalwelle ist. Diese Pumpwelle würde nun das Gitter sowohl lesen als auch löschen [160, 168], so daß die Reflektivität innerhalb einer bestimmten Zeit von einem hohen Wert am Anfang des Lesevorganges auf einen niedrigeren stationären Wert absinken würde (siehe Kapitel 3.2.2). In diesem Fall wäre dann das Schreiben durch Signal- und erste Pumpwelle ebenso stark wie das Löschen (Lesen) durch die zweite Pumpwelle.

Aus diesem Grunde ist es vorteilhaft, nur die hohe Reflektivität in dem kurzen Zeitabschnitt nach Zuschalten der lesenden Pumpwelle zu nutzen (geschaltete FWM). Dies ist mittels einer geeigneten Schaltfolge der Shutter $Sh_{1,2}$ in der Anordnung nach Abbildung 5.7 möglich. Die Pumpwellen werden derart geschaltet, daß jeweils zwei gleichzeitig aktiv sind, das heißt $P_{1,2}$ oder $P'_{1,2}$, um die Information entweder in X_1 oder in X_2 zu schreiben. Abbildung 5.8 zeigt den Ablauf der Refresh-Zyklen schematisch. Dabei ist $\Delta n(X_{1,2})$ die Amplitude der Brechungsindexmodulation in dem entsprechenden Kristall und beschreibt die Stärke des dort vorhandenen Hologramms.

Die Bezeichnung „lesen $X_{1,2}$ “ bedeutet, daß die Information (das Hologramm) aus dem entsprechenden Kristall gelesen wird, also der Shutter $Sh_{2,1}$ geöffnet ist. Die hier schematisch gezeigten Schreib- und Lesekurven werden in den Kapiteln 3.2.2 und 3.3.1 untersucht.

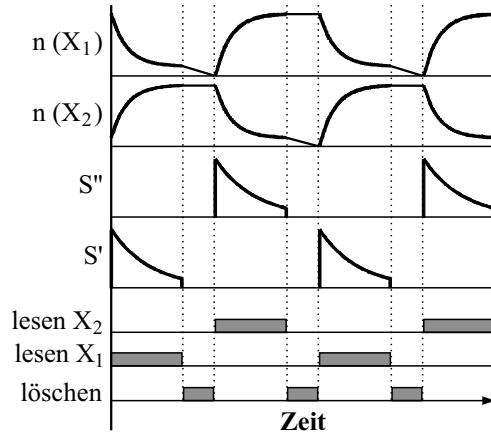


Abbildung 5.8: Ablauf der Refresh-Zyklen (schematisch). Δn ist die Amplitude der Brechungsindexmodulation und beschreibt die Stärke des Hologramms. S' und S'' stehen für die Intensitäten dieser Wellen.

Die Hologramme in Kristall X_1 werden zuerst von den Wellen S und P_1 geschrieben und nach Ablauf eines Zyklus von P'_1 und S'' . Diese Gitter sind von der Form her identisch, da die Phasenkonjugation genutzt wird. Da die Welle S'' beim Lesen des Kristalles X_2 durch P'_2 erzeugt wird, kann es zu einer Phasenverschiebung zwischen dem Originalgitter und dem jetzt neu geschriebenen Gitter kommen, welche von der Phasendifferenz zwischen den Wellen P'_1 und P'_2 bestimmt wird. Sinngemäß dasselbe gilt für die Gitter in Kristall X_2 , wo die Phasenverschiebung zwischen einem Gitter und dem Gitter, das nach Durchlaufen eines Zyklus geschrieben wird, von der Phasendifferenz zwischen P_1 und P_2 abhängt. So kommt es unvermeidlich zu einer sukzessiven Phasenverschiebung der Gitter. Das führt zur Überlagerung gegeneinander verschobener Gitter im Kristall, wodurch nach einer gewissen Anzahl von Zyklen die Brechungsindexverteilung nivelliert und damit die gespeicherte Information gelöscht wird. Diese Löschung ist bei jeder auf dem beschriebenen Auffrischungsprinzip basierenden dynamischen Speicheranordnung (siehe auch Ref. [165]) unvermeidlich [13]. Abhilfe schafft das Einfügen einer Prozedur in jeden Zyklus, in der das jeweils gelesene und damit schon teilweise gelöschte Gitter durch Weißlicht vollständig gelöscht wird (siehe Abb. 5.8). Auf diese Art und Weise existiert zu jeder Zeit nur jeweils ein Gitter in jedem Kristall, und die sukzessive Löschung wird vermieden.

Abbildung 5.9 zeigt die Verlängerung der Speicherzeit, die mit dem beschriebenen Aufbau (Abb. 5.7) erreicht wird, im Vergleich zu der Zeit, die sich ohne Anwendung

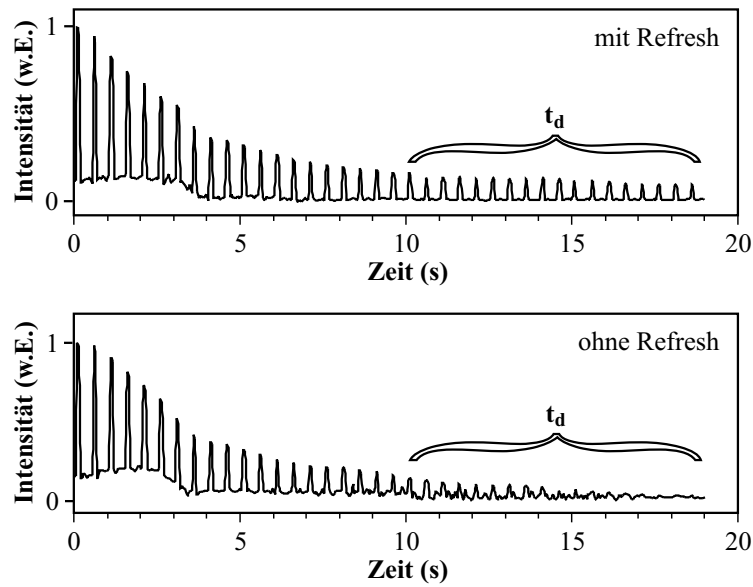


Abbildung 5.9: Vergleich der zeitlichen Entwicklung des Ausgangssignales (Intensität), welches die gespeicherte Information repräsentiert, mit und ohne Anwendung der Refresh-Technik.

des Refresh (ohne P_2 und P'_2) ergibt. Die Form der Kurven ergibt sich daraus, daß man nur dann ein Ausgangssignal detektieren kann, wenn Shutter Sh_1 geöffnet ist. Das Ausgangssignal selbst wird also durch die Spitzen der Kurven dargestellt. Zu Beginn der Messungen gibt es kaum Unterschiede zwischen dem Fall, in dem die Information nur gelesen wird, und dem, in dem die Refresh-Technik angewandt wird. Erst nach einer Zeit (bei dieser Messung ca. 10s), die als grundlegende Speicherzeit des Mediums verstanden werden kann, werden Unterschiede deutlich. Diese nachfolgende Zeit wird in Abbildung 5.9 als t_d bezeichnet. Es zeigt sich, daß das Signal und das Signal-Rausch-Verhältnis mit Refresh für eine deutlich längere Zeit stabil bleiben als ohne. Die Ausgangssignalintensität fällt zwar dennoch langsam mit der Zeit ab, was aber die prinzipielle Eignung des Systems zur optischen Speicherung nicht einschränkt, besonders, da die Ausgangsintensität gegen einen stationären Wert tendiert.

Als zu speichernde Information wurde für die Messungen eine ebene Welle ohne räumliche Amplitudenmodulation gewählt (Informationsmenge 1 Bit). Die Erhaltung einer Welle mit räumlicher Struktur ist aber ebenso möglich, da das System wegen der Anwendung der extern gepumpten Phasenkonjugation im Gegensatz zu dem in Abschnitt 5.2 vorgestellten bidirektionalen Resonator nicht zum Übergang in einen Eigenmodus tendiert. So erscheint auch die Speicherung größerer Datenmengen inklusive der Anwendung von Multiplexing-Techniken möglich, was durch das die zu speichern-

de Information enthaltende strukturierte Objekt **I** im Signalstrahlengang in Abbildung 5.7 angedeutet wird.

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, kommt es in Medien wie Bariumtitanat, die eine starke Wechselwirkung zwischen Licht und Medium ermöglichen und deshalb zur Wellenmischung eingesetzt werden können, zu in diesem Falle störenden Effekten, wie dem Fanning. Dieses kann den Aufbau eines optischen Rauschhintergrundes in der Speicheranordnung bewirken, durch den die Information gelöscht wird [13]. In dem speziellen Fall der Anordnung nach Abbildung 5.7 ist der Einfluß dieses Rauschens begrenzt, da ein nicht-kontinuierlich arbeitender Resonator benutzt wird und alle in einem Kristall existierenden Gitter einmal pro Zyklus gelöscht werden, so daß sich das Fanning nicht über mehrere Zyklen hin aufbauen und dadurch verstärkt werden kann.

Desungeachtet ist aus der Literatur eine Reihe von Methoden bekannt, die das Auftreten von Fanning verhindern beziehungsweise seinen Einfluß auf das betrachtete Signal (die gespeicherte Information) einschränken. Diese Methoden nutzen zum Beispiel die unterschiedlichen Responsezeiten von Fanning- und regulären, d.h. durch die Interferenz zweier vorgegebener Wellen erzeugten Gittern [169, 170], was mit der hier untersuchten Anordnung vorteilhaft angewandt werden kann, wenn die Lesezeiten kürzer als die Responsezeit des Fanning gewählt werden. Desweiteren könnten die unterschiedlichen Intensitätsabhängigkeiten von Rauschen erzeugenden und regulären Gittern [171, 172] und die spezielle Positionierung der Kristalle [173] genutzt oder Schwellwertfilter [174, 175] mit dem beschriebenen Aufbau eingesetzt werden. Eine weitere Möglichkeit ist inkohärentes Löschen [173, 176, 177, 178]. Mit dieser Methode können die anfangs schwachen Fanning-Gitter nahezu ohne Beeinflussung der zu speichernden Information gelöscht und damit deren Verstärkung verhindert werden.

In diesem Abschnitt wurde eine Methode zur Realisierung eines dynamischen optischen Speichers, der die Phasenkonjugation zur Auffrischung der Information nutzt, vorgestellt. Die Information oszilliert in der Anordnung zwischen einem Hauptspeicher und einem Zusatzspeicher. Dabei werden die Vorteile der holographischen Aufzeichnung mit denen eines beschreibbaren, lesbaren und löschbaren Speichers kombiniert. Die Demonstration der Funktionsweise ergab, daß zwar noch keine beliebig lange Speicherung erreicht werden konnte, aber eine deutliche Verlängerung (mindestens Faktor 2) der Speicherzeit gegenüber der einfachen Schreib-Lese-Technik.

5.4 Simulation von Refresh-Zyklen

Der im Kapitel 5.3 beschriebene dynamische Speicherprozeß (OSIRIS) soll nun mathematisch simuliert werden. Eine solche Simulation gibt dem Anwender ein Mittel in die Hand, um Aussagen bezüglich der zu erwartenden Speicherzeitverlängerung und der zu deren Optimierung zu wählenden Systemparameter, wie z.B. der Intensitäten der wechselwirkenden Wellen, machen zu können. Das verwendete Simulationsverfahren wird von uns ausführlich in den Referenzen [14, 156] beschrieben.

Wenn das Hologramm in einem photorefraktiven Kristall in einer Anordnung zur Phasenkonjugation mittels FWM durch Beleuchtung des Kristalls mit einer Lichtwelle gelesen wird, so kommt es nach den Untersuchungen in Abschnitt 3.2.2 zu einem Abfall der Modulation Δn der Brechungsindexverteilung und damit zu einer Verringerung der Intensität I_{pc} der phasenkonjugierten Welle. Meßergebnisse des zeitlichen Verlaufes $I_{pc} = f(t)$ wurden in Abbildung 3.24 (Seite 42) dargestellt. Diese Kurven können sehr gut durch ein exponentielles Abklingen der Form

$$I_{pc} = I_B \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) + I_\infty \quad (5.1)$$

beschrieben werden, wobei I_∞ die nach langer Zeit erreichte Intensität im stationären Zustand ist, $I_B + I_\infty$ die Intensität im Moment des Anfanges des Lesevorganges und τ_e die Responsezeit für den Löschvorgang. Abbildung 5.10a zeigt zwei Meßkurven, die entsprechend den in Abbildung 3.24 gezeigten aufgenommen wurden, und die sie beschreibenden Funktionen nach Gleichung (5.1).

Abbildung 5.10b zeigt den Aufbau der Brechungsindexmodulation $\Delta n(t)$, wenn das Schreiben mit zwei Wellen konstanter Intensität in einer Anordnung entsprechend Abbildung 3.18 (Seite 37) erfolgt. Die gemessenen Kurven können sehr gut durch Funktionen der Form [73, 170, 179]

$$\Delta n(t) = \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau(I)}\right)\right] \Delta n_{max}(I, m) \quad (5.2)$$

beschrieben werden. Dabei ist τ die Responsezeit und Δn_{max} die maximal erreichbare Modulation der Brechungsindexverteilung, wobei nach Kapitel 3.2.1 und [23, 73, 74]

$$\tau(I) \sim I^{-1} \quad \text{und} \quad \Delta n_{max}(I, m) \sim I^\alpha m \quad (5.3)$$

gilt. Gleichung (5.2) ist nur bei konstanter Intensität der schreibenden Wellen gültig, wobei man beachten muß, daß sich die Intensität, die zum Schreiben zur Verfügung steht, in der Praxis zeitlich entsprechend Gleichung (5.1) bzw. Abb. 5.10a entwickelt.

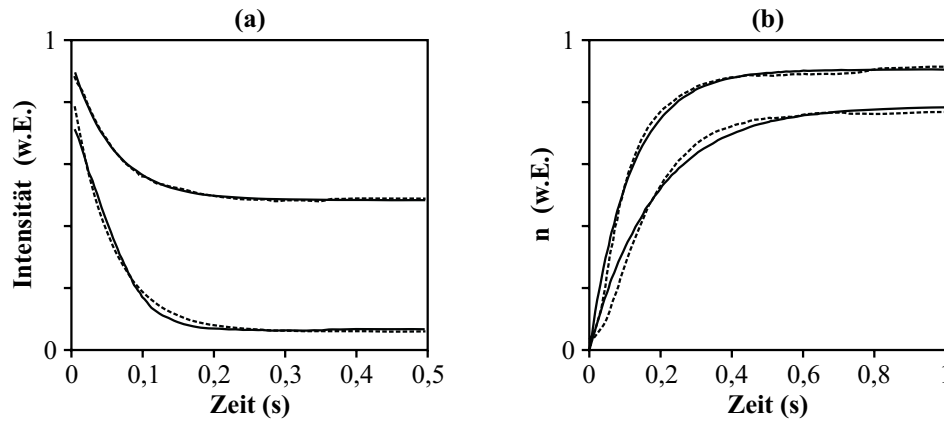


Abbildung 5.10: (a) Zeitlicher Verlauf der Intensität I_{pc} der pc-Welle in einer Anordnung zur geschalteten FWM. Parameter identisch denen in Abbildung 3.24, Signalintensitäten $100 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ (obere Kurve) und $100 \text{nW}/\text{mm}^2$ (untere Kurve). Die gepunkteten Kurven sind Funktionen nach Gl. (5.1). (b) Aufbau der Brechungsindexmodulation $\Delta n(t)$ beim Schreiben mit zwei Wellen konstanter Intensität in einer Anordnung entsprechend Abb. 3.18. Die Signal- und Pumpwellenintensitäten sind $12 \text{mW}/\text{mm}^2$ (obere Kurve) und $10 \text{mW}/\text{mm}^2$ (untere Kurve), $\lambda = 514 \text{nm}$, BT1.

Zur Simulation wird nun der Prozeß in endliche Zeitabschnitte unterteilt, wobei die Intensität innerhalb jedes Abschnittes als konstant betrachtet wird, wie es symbolisch in Abbildung 5.11a dargestellt ist. Der wirkliche Verlauf wird durch einen stufenartigen angenähert. Gleichung (5.2) ist unabhängig in jedem Zeitabschnitt gültig. Abbildung 5.11b zeigt das Prinzip der folgenden Berechnung. Der Aufbau von Δn wird in Zeitabschnitt eins ($0 \rightarrow t_1$) entsprechend Gleichung (5.2) berechnet. Dann wird die Berechnung mit dem folgenden Intensitätswert, der nach Gleichung (5.1) berechnet wird, in Zeitabschnitt zwei ($t_1 \rightarrow t_2$) fortgesetzt, wobei der Anfangswert für Δn der

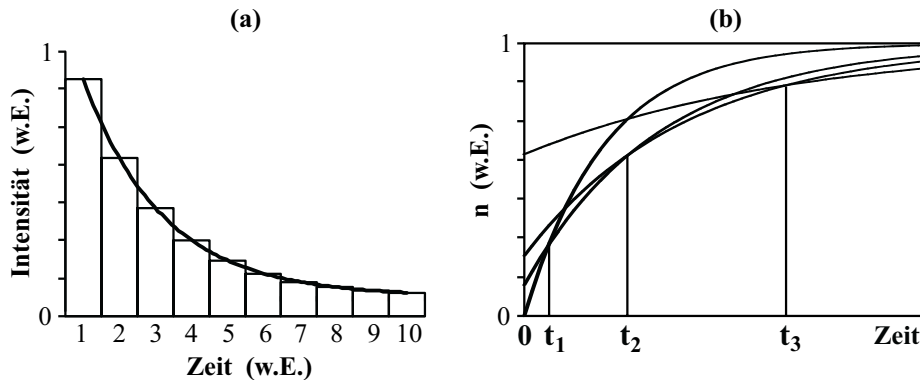


Abbildung 5.11: (a) Schematische Darstellung der den kontinuierlichen Verlauf aus Abbildung 5.10a approximierenden stufenartigen Intensitätsentwicklung. (b) Entwicklung von Δn für bestimmte Intensitätsstufen.

ist, der zum Zeitpunkt t_1 schon erreicht wurde usw. Das entspricht einem Springen von jeweils einer der in Abbildung 5.11b dargestellten Kurven zur nächsten.

Die Wahl kleiner Zeitschritte führt zu dem in Abbildung 5.12 dargestellten Ergebnis. Die Kurven zeigen den Gitteraufbau für den Fall, daß die zur Verfügung stehende

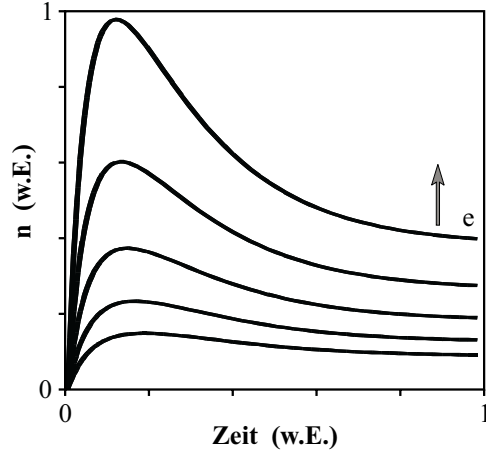


Abbildung 5.12: Aufbauprozeß $\Delta n(t)$ (quasi-kontinuierlich) für verschiedene Werte von τ_e aus Gl. (5.1).

Intensität I_{pc} mit der Zeit abnimmt, was der Fall ist, wenn das Gitter durch Interferenz einer Pumpwelle mit einer Signalwelle erfolgt, die durch das Lesen eines in einem anderen Kristall vorliegenden Hologrammes erzeugt wird. Da das Ziel die Erhaltung der gespeicherten Information ist und deshalb ein möglichst hoher Wert von Δn erwünscht ist, wird der simulierte Schreibprozeß gestoppt, wenn Δn sein Maximum erreicht. In der Folge wird das nun in Kristall X_2 geschriebene Hologramm gelesen, nach X_1 zurückgeschrieben und $\Delta n(t)$ für X_1 wie vorher für X_2 berechnet, womit ein Refresh-Zyklus durchlaufen wurde. $\Delta n(k)$ mit der Zyklusnummer k wird berechnet. Falls ein von 0 verschiedener Wert von $\Delta n(k)$ für hohes k erreicht werden kann, ist die Information für beliebig lange Zeit gespeichert.

Abbildung 5.13 stellt das Ergebnis $\Delta n(k)$ einer Simulation dar. Den Verlauf $\Delta n(t)$ für den Fall des einfachen Lesens von X_1 ohne Refresh zeigt die durchgezogene Kurve. Δn sinkt in beiden Fällen ab, aber offensichtlich bleibt die Information unter Nutzung des Refresh wesentlich länger erhalten. Besonders deutlich wird das für höhere Zyklusnummern (Ausschnittsvergrößerung in Abb. 5.13), nach circa 15 Zyklen ist die Information ohne Refresh nahezu vollständig gelöscht.

Die hier gewonnenen Ergebnisse unterstützen die Aussage von Kapitel 5.3, daß die Anwendung des vorgestellten Prinzips zur dynamischen Speicherung (OSIRIS) zu einer deutlichen Verlängerung der Speicherzeiten in photorefraktiven Medien führt. Die Nutzung der Simulationsmethode zur Optimierung der experimentellen Anord-

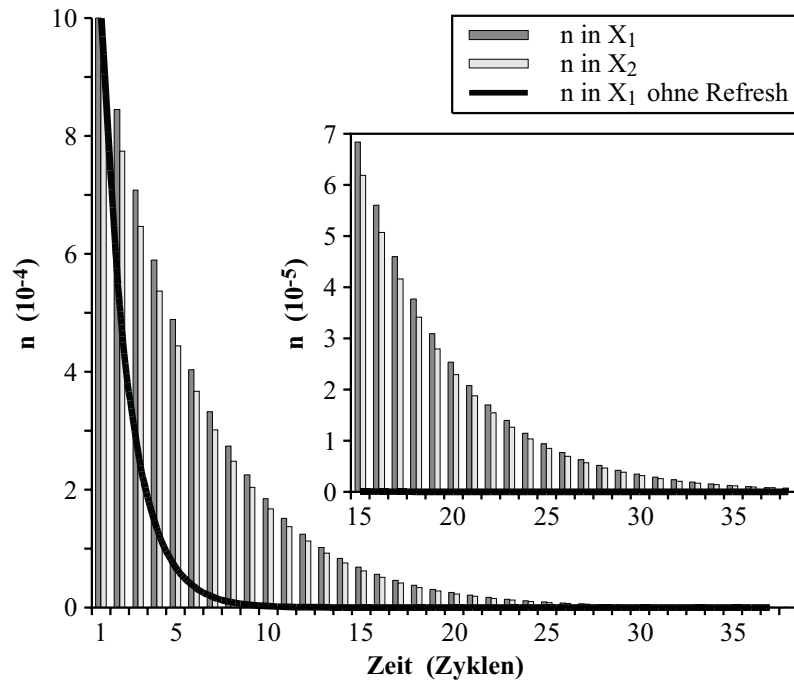


Abbildung 5.13: Resultat einer Simulation. Berechnete Entwicklung der Brechungsindexmodulation Δn über eine Anzahl von Refresh-Zyklen.

nung ist möglich, erweist sich aber wegen der Vielzahl zu variierender Parameter als zeitaufwendig. Es können Aussagen zu durch die Zuchtbedingungen (z.B. Dotierung) beeinflussbaren wünschenswerten Materialparametern, getroffen werden.

Mit dem vorgestellten System zur dynamischen optischen Speicherung (OSIRIS) konnte erfolgreich eine Speicherzeitverlängerung in photorefraktiven Kristallen erreicht werden. Die Erhaltung von bildhafter Information ist aufgrund der Anwendung der Phasenkonjugation möglich. Auch die Anwendung von Multiplexing-Techniken zur Erhöhung der Datendichte ist denkbar, wobei besonders die Methode der Phasenkodierung erfolgversprechend erscheint, da hierzu keine Änderung der äußeren Parameter, wie z.B. der Winkel oder der Wellenlänge, notwendig ist. Der Auffrischvorgang erfolgte dann nacheinander für verschiedene Phasenkodes. Dennoch ist die Hauptanwendung des Systems nicht in der Massenspeicherung zu sehen, sondern in der mittelfristigen Speicherung einzelner Datenseiten oder Bilder, z.B. als Zwischenspeicher, für den Fall, daß eine notwendige elektronische Verarbeitung nicht in der Geschwindigkeit erfolgen kann, mit der ein optisches System die Daten zur Verfügung stellt, also als Pufferspeicher zur Erhöhung der Datentransfargeschwindigkeit zwischen elektronischem Computer und optischem Prozessor [113].

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

In dieser Arbeit wurden photorefraktive Kristalle in Hinblick auf ihre Einsatzmöglichkeiten zur Verarbeitung und Speicherung von Information untersucht. Photorefraktive Medien zeichnen sich dadurch aus, daß sie Echtzeitmedien sind, also ihre optischen Eigenschaften durch einen einfachen Schreibprozeß modifiziert werden können, wodurch sie für die optische Informationsverarbeitung prädestiniert sind.

Nach einer Vorauswahl entsprechend den aus der Literatur bekannten Eigenschaften wurden vier Arten von Kristallen als erfolgversprechend eingeschätzt und zu den Untersuchungen herangezogen. Es sind dies Wismut-Titan-Oxid, Wismut-Silizium-Oxid, Bariumtitanat und Barium-Calcium-Titanat.

Eine neue Form der Dimensionierung von Sillenit-Kristallen (BTO und BSO), das Schneiden sogenannter faserähnlicher Kristalle, ermöglicht das Anlegen starker elektrischer Felder an die Kristalle und große Wechselwirkungslängen der in den Kristall einfallenden Wellen. Dadurch kann eine hohe Wechselwirkungseffektivität (Kap. 3.1.1), bestimmt durch Messung der erreichbaren Verstärkung, erzielt werden, die zumindest in der Größenordnung der sonst nur für Bariumtitanat typischen liegt.

Das Anlegen eines Rechteck-Wechselfeldes an zur Zweiwellenmischung angeordneten faserähnlichen Kristallen führt zu kurzzeitigen Verstärkungsspitzen mit Anstiegszeiten im sub-Millisekunden-Bereich und einer Dauer im Bereich einer Millisekunde (Kap. 3.1.2). Dieser als „*Giant Momentary Readout*“ (GMR) bezeichnete Effekt beruht auf der gleichzeitigen Wirkung von optischer Aktivität und induzierter Doppel-

brechung. Die Anstiegszeit der Spitzen wird von der endlichen Umschaltzeit des angelegten elektrischen Feldes bestimmt. Ein als „*Screening*“ bezeichneter Effekt, der auf einer inhomogenen Ausleuchtung des Kristalles und des damit verbundenen Aufbaues einer abschirmenden Ladungsverteilung beruht, verursacht eine geringfügige zeitliche Verschiebung der Verstärkungsspitzen bezüglich des Umpolmomentes des elektrischen Wechselfeldes und eine Intensitätsabhängigkeit der Verstärkungsspitzenzeit, die nachgewiesen wurde. Mittels des GMR wurde eine für Sillenite hohe, schnelle, rauscharme und extern parametrisch steuerbare optische Verstärkung erreicht.

Die sehr effektive Zweiwellenmischung in faserähnlichen Kristallen führt zum Auftreten von transientem *Fanning*, wobei sich dessen zeitliche Veränderlichkeit aus der Abhängigkeit der TWM-Responsezeit von der Periode der erzeugten Brechzahlgitter ergibt (Kap. 3.1.3).

Drei Arten von für Sillenite untypischen auf *Fanning* basierenden selbstgepumpten phasenkonjugierenden Spiegeln, ESPPCM, IRPCM und MPPCM, konnten mit faserähnlichen Kristallen realisiert werden (Kap. 3.1.4). Bei Untersuchungen der Anlaufzeiten und der Abbildungsgüte für Intensitätsverteilungen stellte sich der extern selbstgepumpte phasenkonjugierende Spiegel (ESPPCM) als die für Anwendungen günstigste Form dar. Die Bestimmung der Qualität der Phasenkonjugation ergab, daß die pc-Reflexion ein Phasenrauschen (Phasenstörung) von $2\pi/15$ bewirkt.

Bariumtitanat wurde in Hinblick auf die Parameter der Gitterbildung untersucht (Kap. 3.2.1). Es ergab sich, daß für beliebige Werte des Kontrastes m der gittererzeugenden Intensitätsverteilung von einem linearen Zusammenhang zwischen m und der Brechzahlmodulationstiefe n_1 ausgegangen werden kann. Die gute Gültigkeit einer Abhängigkeit dieser Größe n_1 von der absoluten Intensität I_0 in der Form $n_1 \sim I_0^\alpha$ über mehrere Größenordnungen hinweg wurde aufgezeigt. Der in Bariumtitanat mittels FWM zu verwirklichende phasenkonjugierende Spiegel konnte zur Realisierung hoher Reflektivitäten in einem geschalteten Regime betrieben werden (Kap. 3.2.2). Das Anlaufverhalten von selbstgepumpten PCM, einer typischen Anwendung von Bariumtitanat, wurde in Abschnitt 3.2.3 durch einen einfachen parametrischen Ausdruck beschrieben.

Das bisher nur wenig untersuchte Medium Barium-Calcium-Titanat (Kap. 3.3) erlaubt eine hocheffiziente Zweiwellenmischung (Verstärkungswerte bis 68000 und γ bis 55 cm^{-1}). Der daraus resultierende Effekt der selbstverstärkten Beugung (SED) ermöglicht

das Schreiben von Gittern auch bei sehr hohem Intensitätsverhältnis von Pump- und Signalwelle oder bei nur kurzer Belichtung durch die Signalwelle. Außerdem bewirkt die SED eine Verlängerung der Speicherzeit (Lesezeit) von Hologrammen, was für die Informationsspeicherung von Nutzen ist, soweit keine Auffrischtechniken verwendet werden, und eine Verbesserung der Multiplexing-Möglichkeiten, da schon sehr schwache Gittermodulationen zum Auslesen der Information genügen.

Die zu Kapitel 3 durchgeführten Untersuchungen zeigen die prinzipielle Eignung von photorefraktiven Medien zur Speicherung und Verarbeitung von Information und ermöglichen, da jedes der betrachteten Materialien nur für bestimmte Einsatzgebiete als geeignet erscheint, eine Auswahl bezüglich der zu lösenden Aufgabe und der dazu zu realisierenden experimentellen Anordnung. Als Medium der Wahl für die nachfolgenden Anwendungen wurde Bariumtitanat angesehen.

In Kapitel 4 wurde auf die optische Speicherung im Kurzzeitbereich eingegangen, die Möglichkeiten zur Informationsverarbeitung mittels photorefraktiver Medien eröffnet. Der vorgestellte Novelty-Filter auf der Basis eines selbstgepumpten phasenkonjugierenden Spiegels (SPPCM), der Phasenänderungen in Intensitätsverteilungen wandelt, bietet nicht nur die für diese Filter typischen Anwendungsmöglichkeiten, wie Signaländerungsdetektion und Objektverfolgung, sondern gibt die Möglichkeit zur Realisierung eines Systems zur Vermessung von zweidimensionalen Phasen- und Phasenänderungsverteilungen. Das System wurde theoretisch beschrieben. Für die praktische Anwendung wird von der Aufnahme einer Kalibrierkurve ausgegangen. Eine Testmessung zeigt die Anwendbarkeit des Systems, dessen Meßgeschwindigkeit durch die optischen Elemente nicht begrenzt wird, wobei die Meßunsicherheit innerhalb des verwendeten Intervalls von Phasenänderungen mit $2\pi/100$ abgeschätzt wurde. Durch den einfachen Aufbau (geringe Zahl von optischen Bauelementen) ergibt sich eine geringe Störempfindlichkeit des Meßsystems.

Photorefraktive Kristalle eignen sich auch zur Speicherung im Langzeitbereich. Die Begrenzung durch die natürliche Speicherzeit (Löschzeit beim Auslesen) kann, wie gezeigt wurde, durch ein dynamisches Refresh-Verfahren umgangen werden (Kap. 5). Bei der vorgestellten OSIRIS-Methode (*Optical Storage of Information via Refreshing by Inverse Seeding*) wird dies durch fortlaufendes Umspeichern (Übertragen) der Information zwischen zwei photorefraktiven Kristallen realisiert. Das Erhalten bzw. deutlich verlangsamte Löschen der Information (Speicherzeitverlängerung um mindestens

Faktor 2) wurde experimentell gezeigt. Der Vorgang konnte mathematisch simuliert werden, was eine Optimierung bezüglich frei wählbarer und durch den Kristall vorgegebener Parameter gestattet.

Aufgrund der in dieser Arbeit gewonnenen Erfahrungen läßt sich einschätzen, daß photorefraktive Kristalle prinzipiell gut für Aufgaben der Speicherung und Verarbeitung von Information geeignet sind, wobei jedoch die Auswahl des für eine bestimmte Anwendung geeigneten Mediums und dessen exakte Charakterisierung entscheidend sind.

6.2 Ausblick auf weiterführende Untersuchungen

Die in dieser Arbeit vorgestellten faserähnlichen Sillenite-Kristalle sind wegen ihrer einfachen und preiswerten Herstellung und der schnellen Response ein erfolgversprechendes Medium. In Zusammenarbeit mit den Züchtern kann eine Optimierung bezüglich der Wechselwirkungseffektivität, zum Beispiel durch spezielle Dimensionierung oder das Einbringen von Dotierungen, angestrebt werden. Damit könnten neben der rauscharmen Verstärkung auch SPPCM realisiert werden, die bezüglich Reflektivität mit denen in Bariumtitanat konkurrieren können.

Barium-Calcium-Titanat ist als recht neues photorefraktives Medium wegen der extrem hohen erreichbaren Verstärkungswerte und der Züchtbarkeit großer Kristalle von Interesse. Untersuchungen bezüglich der Homogenität der Verstärkung von zweidimensionalen Strukturen und der Möglichkeit der Unterdrückung des ebenfalls sehr starken Rauschens (Fanning) für ein für die Informationsverarbeitung ausreichend hohes Signal-Rausch-Verhältnisses stehen hier noch aus.

Das Phasenmeßsystem mittels Novelty-Filter erscheint als ein durchaus erfolgversprechender Ansatz zur praktischen Anwendung, da es im Gegensatz zu anderen Systemen mit photorefraktiven Medien sehr einfach aufgebaut ist und aufgrund der Tatsache, daß es auf Kalibriermessungen beruht, keine genaue Kenntnis der Kristallparameter, die bei der Zucht verschiedener Kristalle kaum reproduzierbar sind, erfordert. Eine Modifizierung hinsichtlich einer geschwindigkeitselektiven Visualisierung und der Vermessung schneller Prozesse mittels angepaßter Kameratechnik ist denkbar.

Da die optische Datenspeicherung und -verarbeitung wegen ihrer Fähigkeit zur Parallelität zunehmend an Bedeutung gewinnen wird, sollte dem vorgestellten dynami-

schen Speicherverfahren OSIRIS weiterhin Aufmerksamkeit geschenkt werden. Dabei ständen die Optimierung in Bezug auf die Länge der Speicherzeiterweiterung und die Einbindung von Multiplexing- und Rauschunterdrückungstechniken im Vordergrund. In Kombination mit der Anwendung von Barium-Calcium-Titanat scheint eine Integration der gesamten zentralen Speicheranordnung in einem Kristall denkbar, der dann sowohl die zwei Vierwellenmischungen als auch die eventuell notwendige Zwischenverstärkung mittels Zweiwellenmischung realisieren könnte.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Möbius, B. Schmidt, H.J. Tiziani, *Self-induced photorefractive spatial frequency filter*, J. Opt. Soc. Am. B 7, 2374 (1990)
- [2] **M. Esselbach**, A. Kiessling, H. Rehn, B. Fleck, R. Kowarschik, *Transient phase measurement using a self-pumped phase-conjugate mirror as an optical novelty filter*, J. Opt. Soc. Am. B 14, 846 (1997)
- [3] T. Tschudi, *Phase conjugation in optical signal processing*, in: M.C. Gower, D. Proch, *Optical phase conjugation*, Springer, Berlin (1994)
- [4] A.D. McAulay, *Optical computer architectures*, John Wiley & Sons, New York (1991)
- [5] B. Fleck, L. Wenke, *An incoherent optical correlator based on photoanisotropy*, Appl. Phys. B 69, 1 (1999)
- [6] G.S. Pati, A. Roy, K. Singh, *An improved photorefractive joint-transform correlator utilizing beam-fanning in a high-gain barium titanate crystal*, Opt. Comm. 129, 81 (1996)
- [7] G. Li, L. Liu, *Negabinary encoding for optical complex matrix operation*, Opt. Comm. 113, 15 (1995)
- [8] G. Li, L. Liu, L. Shao, Y. Yin, J. Hua, *Parallel optical negabinary arithmetic based on logic operations*, Appl. Opt. 36, 1011 (1997)
- [9] S. Zhivkova, M. Miteva, *Image subtraction using fixed holograms in photorefractive $Bi_{12}TiO_{20}$ crystals*, Opt. Lett. 16, 750 (1991)
- [10] S. Mallick, H. Rajbenbach, *Photorefractive nonlinear optics and optical computing*, in: M.C. Gower, D. Proch, *Optical phase conjugation*, Springer, Berlin (1994)
- [11] H. Rehn, R. Kowarschik, *Beam fanning novelty filter with enhanced dynamic phase resolution*, Appl. Opt. 34, 4907 (1995)
- [12] F.T.S. Yu, S. Jutamulia (Ed.), *Optical storage and retrieval*, Marcel Dekker, New York (1996)

- [13] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Optical storage of information via refreshing by inverse seeding (OSIRIS)*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 1, 21 (1999)
- [14] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Mathematical simulation of a dynamic storage process*, J. Mod. Opt. 46, 1977 (1999)
- [15] M.A. Paesler, P.J. Moyer, *Near-field optics*, John Wiley & Sons, New York (1996)
- [16] B. Fleck, H. Rehn, V. Friedrich, L. Wenke, *Novel storage medium for the interferometric investigation of transient processes in transparent media*, ESO Proc. 48, 301 (1993)
- [17] B. Fleck, *Untersuchungen zur nichtlinearen optischen Phasenkongjugation in sättigbaren Absorbern hinsichtlich einer Anwendung bei der linsenlosen Abbildung kleiner Strukturen*, Dissertation, FSU Jena (1990)
- [18] H. Rehn, *Untersuchungen zum Novelty-Filter-Verhalten von Einstrahl-Interferometern mit photorefraktiven BaTiO₃-Kristallen*, Diplomarbeit, FSU Jena (1991)
- [19] A. Erdmann, *Nichtlineare optische Phasenkongjugation in photorefraktiven Bi₁₂GeO₂₀-Kristallen und Anwendungen in der optischen Meßtechnik*, Dissertation, FSU Jena (1988)
- [20] K. Buse, *Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals I: Models and experimental methods*, Appl. Phys. B 64, 273 (1997)
- [21] N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, *Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state*, Ferroelectrics 22, 949 (1979)
- [22] J.M. Jarem, P.P. Banerjee, *Exact, dynamic analysis of the Kukhtarev equations in photorefractive barium titanate using rigorous coupled-wave diffraction theory*, J. Opt. Soc. Am. A 13, 819 (1996)
- [23] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, *Intensity dependence of the grating formation in photorefractive BaTiO₃*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 1, 15 (1999)
- [24] J. Feinberg, K.R. MacDonald, *Phase-conjugate mirrors and resonators with photorefractive materials*, in: P. Günter, J.P. Huignard, *Photorefractive materials and their applications II*, Topics in Applied Physics 62, Springer-Verlag, Berlin (1989)
- [25] Y. Xu, *Ferroelectric materials and their applications*, North-Holland, Amsterdam (1991)
- [26] P. Yeh, *Introduction to photorefractive nonlinear optics*, Wiley Series in Pure and Applied Optics, John Wiley & Sons, New York (1993)

- [27] J.O. White, M. Cronin-Golomb, B. Fischer, A. Yariv, *Coherent oscillation by self-induced gratings in the photorefractive crystal BaTiO₃*, Appl. Phys. Lett. 40, 450 (1982)
- [28] R.A. Rupp, F.W. Drees, *Light-induced scattering in photorefractive crystals*, Appl. Phys. B 39, 223 (1986)
- [29] Y.-H. Hong, P. Xie, J.-H. Dai, Y. Zhu, H.-G. Yang, H.-J. Zhang, *Fanning effects in photorefractive crystals*, Opt. Lett. 18, 772 (1993)
- [30] P.M. Petersen, *A simple analytic approach to degenerate four-wave mixing by comparison with real-time holography*, IEEE J. Quantum Electron. 23, 2095 (1987)
- [31] A. Yariv et al., *Phase conjugate optics and real-time holography*, IEEE J. Quantum Electron. 14, 650 (1978)
- [32] **M. Esselbach**, *Experimentelle Untersuchungen zum Zeitverhalten selbstgepumpter phasenkonjugierender Spiegel*, Diplomarbeit am Institut für Angewandte Optik der Friedrich-Schiller-Universität Jena (1995)
- [33] D.L. Mills, *Nonlinear Optics*, Springer-Verlag, Berlin (1991)
- [34] J. Feinberg, *Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection*, Opt. Lett. 7, 486 (1982)
- [35] V.V. Eliseev, A.A. Zozulya, G.D. Bacher, J. Feinberg, *Self-bending of light beams in photorefractive phase conjugators*, J. Opt. Soc. Am. B 9, 398 (1992)
- [36] H. Rehn, R. Kowarschik, *Experimental investigations of the external self-pumped phase conjugate mirror*, Opt. Comm. 109, 155 (1994)
- [37] V.V. Prokofiev, J.F. Carvalho, J.P. Andreeta, N.J.H. Gallo, A.C. Hernandez, J. Frejlich, A.A. Freschi, *Growth and characterization of photorefractive Bi₁₂TiO₂₀ single crystals*, Cryst. Res. Technol. 30, 171 (1995)
- [38] G. Cedilnik, **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, A.A. Kamshilin, E. Shamonina, K.H. Ringhofer, *Measurement of the electric screening field in Bi₁₂TiO₂₀*, J. Appl. Phys. 85, 1317 (1999)
- [39] G. Cedilnik, **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, E. Nippolainen, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev, *Photorefractive effects in long, narrow BSO crystals with applied electric field*, Appl. Phys. B 68, 983 (1999)
- [40] E. Nippolainen, V.V. Prokofiev, A.A. Kamshilin, T. Jaaskelainen, G. Cedilnik, **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, *High two-wave-mixing gain in a Bi₁₂SiO₂₀ Crystal at $\lambda = 633$ nm*, OSA TOPS 27, 333 (1999)
- [41] L. Solymar, D.J. Webb, G. Grunnet-Jepsen, *Forward wave interactions in photorefractive materials*, Progress in Quantum Electronics 18, 377 (1994)

- [42] S.I. Stepanov, M.P. Petrov, *Efficient unstationary holographic recording in photorefractive crystals under external alternating electric field*, Opt. Comm. 53, 292 (1985)
- [43] A.V. Khomenko, A. Garcia-Weidner, A.A. Kamshilin, *Amplification of optical signals in $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal by photorefractive surface waves*, Opt. Lett. 21, 1014 (1996)
- [44] E. Shamonina, K.H. Ringhofer, B.I. Sturman, V.P. Kamenov, G. Cedilnik, **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev, T. Jaaskelainen, *Giant momentary readout produced by switching electric fields during two-wave mixing in sillenites*, Opt. Lett. 23, 1435 (1998)
- [45] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev, T. Jaaskelainen, *Fast effects with two-wave mixing in BTO*, OSA TOPS 27, 383 (1999)
- [46] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Submillisecond pulses by two wave coupling in $Bi_{12}TiO_{20}$ crystals*, SPIE 3749, 268 (1999)
- [47] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Sub-millisecond response with two-wave mixing in BTO*, Proc. LASERS'98, Tucson (AZ) USA, 1138 (1999)
- [48] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, *Sub-millisecond photorefractive two-wave coupling in $Bi_{12}TiO_{20}$ at 633 nm*, J. Mod. Optics, akzeptiert zur Veröffentlichung (1999)
- [49] G. Cedilnik, **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, E. Nippolainen, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev, *Photorefractive effects in long narrow BSO-crystals with applied electric field*, SPIE 3749, 528 (1999)
- [50] J.E. Millerd, E.M. Garmire, M.B. Klein, B.A. Wechsler, F.P. Strohkendl, G.A. Brost, *Photorefractive response at high modulation depths in $Bi_{12}TiO_{20}$* , J. Opt. Soc. Am. B 9, 1449 (1992)
- [51] E. Raita, A.A. Kamshilin, T. Jaaskelainen, *Fast mutually pumped phase conjugation induced by a transient photorefractive surface wave*, J. Opt. Soc. Am. B 7, 2023 (1998)
- [52] Y. Kawata, S. Kawata, *Gain dependence on external electric field in two-wave coupling with a BSO crystal* Optik 90, 27 (1992)
- [53] E. Raita, A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev, T. Jaaskelainen, *Fast mutually pumped phase conjugation using transient photorefractive coupling*, Appl. Phys. Lett. 70, 1641 (1997)
- [54] A.A. Kamshilin, E. Raita, V.V. Prokofiev, T. Jaaskelainen, *Nonlinear self-channeling of a laser beam at the surface of a photorefractive fiber*, Appl. Phys. Lett. 67, 3242 (1995)

- [55] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, T. Baade, R. Kowarschik, *Phase conjugation in fiber-like BTO-crystals with applied electric ac field*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 1, 735 (1999)
- [56] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik, V.V. Prokofiev, *Phase conjugation in fiber-like BTO crystals with applied electric field*, OSA TOPS 27, 314 (1999)
- [57] A.A. Kamshilin, R. Ravattinen, H. Tuovinen, T. Jaaskelainen, V.V. Prokofiev, *Double phase conjugation in Bi₁₂TiO₂₀ photorefractive fiber-like crystal*, Opt. Comm. 103, 221 (1993)
- [58] A.A. Kamshilin, V.V. Prokofiev, T. Jaaskelainen, *Beam fanning and double phase conjugation in a fiber-like photorefractive sample*, IEEE J. Quantum Electron. 31, 1642 (1995)
- [59] E. Nippolainen, V.V. Prokofiev, A.A. Kamshilin, T. Jaaskelainen, *Self-pumped phase conjugation in Bi₁₂TiO₂₀ crystal without external cavity*, Appl. Phys. B 69, 45 (1999)
- [60] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik, V.V. Prokofiev, *Phase conjugation in fiber-like BTO- crystals with applied electric field*, Proc. LASERS'98, Tucson (AZ) USA, 812 (1999)
- [61] A. Krause, G. Notni, L. Wenke, *Investigation of the time behaviour of different self-pumped phase-conjugating mirrors for the application in interferometric systems*, Opt. Materials 4, 386 (1995)
- [62] T. Suzuki, T. Sato, *Improvement of response time with an additional bias beam in a BaTiO₃ self-pumped phase-conjugate mirror*, Appl. Opt. 32, 3959 (1993)
- [63] M.J. Miller, E.J. Sharp, G.L. Wood, W.W. Clark III, G.J. Salamo, R. Neurgaonkar, *Time response of cerium-doped Sr_{0.75}Ba_{0.25}Nb₂O₆ self-pumped phase-conjugate mirror*, Opt. Lett. 12, 340 (1987)
- [64] T. Rauch, C. Denz, T. Tschudi, *Analysis of irregular fluctuations in a self-pumped BaTiO₃ phase-conjugate mirror*, Opt. Comm. 88, 160 (1992)
- [65] P.M. Jeffrey, R.W. Eason, *Lyapunov exponent analysis of irregular fluctuations in a self-pumped BaTiO₃ phase-conjugate mirror, establishing transition to chaotic behavior*, J. Opt. Soc. Am. B 11, 476 (1994)
- [66] A. Kiessling, T. Baade, L. Wenke, *Fidelity of phase-conjugated beams in a four-wave mixing set-up using Bi₁₂TiO₂₀-crystals*, J. Mod. Opt. 43, 1525 (1996)
- [67] W.H. Chen, P.J. Wang, P.C. San, P. Yeh, *Phase conjugate interferometry in: Phase Conjugation: Beam Combining and Diagnostics*, SPIE 739, 105 (1987)
- [68] D.J. Gauthier, R.W. Boyd, R.K. Jungquist, J.B. Lisson, L.L. Voci, *Phase-conjugate Fizeau interferometer*, Opt. Lett. 14, 323 (1989)

- [69] W.L. Howes, *Large aperture interferometer with phase-conjugate self-reference beam*, Appl. Opt. 25, 3167 (1986)
- [70] G. Cedilnik, A. Kiessling, and R. Kowarschik, *One-shot interferometer with simultaneous recording of the signal intensity*, Proc. LASERS'98, Tucson (AZ) USA, 1110 (1998)
- [71] R. Kowarschik, *Untersuchungen zum Beugungswirkungsgrad (BWG) von Transmissions- und Reflexionsvolumenhologrammen in Abhängigkeit von Gitterstruktur und Materialparametern*, Dissertation, FSU Jena (1976)
- [72] J.H. Hong, R. Saxena, *Diffraction efficiency of volume holograms written by coupled beams*, Opt. Lett. 16, 180 (1991)
- [73] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Parameters influencing the grating formation in photorefractive BaTiO₃*, OSA TOPS 27, 321 (1999)
- [74] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Parameters influencing the grating formation in photorefractive BaTiO₃*, Proc. LASERS'98, Tucson (AZ) USA, 799 (1999)
- [75] C.H. Kwak, S.Y. Park, E.-H. Lee, *Intensity dependent two-wave mixing at large modulation depth in photorefractive BaTiO₃ crystal*, Opt. Comm. 115, 315 (1995)
- [76] J.E. Millerd, E.M. Garmire, M.B. Klein, *Investigation of photorefractive self-pumped phase-conjugate mirrors in the presence of loss and high modulation depth*, J. Opt. Soc. Am. B 9, 1499 (1992)
- [77] R. Saxena, T.Y. Chang, *Perturbative analysis of higher-order photorefractive gratings*, J. Opt. Soc. Am. B 9, 1467 (1992)
- [78] E. Serrano, *Analytical and numerical study of photorefractive kinetics at high modulation depth*, J. Opt. Soc. Am. B 13, 2587 (1996)
- [79] T. Tschudi, A. Herden, J. Goltz, H. Klumb, F. Laeri, J. Albers, *Image amplification by two- and four-wave mixing in photorefractive BaTiO₃ crystals*, IEEE J. Quantum Electron. 22, 1493 (1986)
- [80] Y.H. Ja, *Intensity dependence of stationary energy transfer in degenerate two-wave mixing in a reflection geometry with photorefractive crystals*, Opt. Quantum Elektron. 17, 291 (1985)
- [81] R.A. Rupp, A. Maillard, J. Walter, *Impact of the sublinear photoconductivity law on the interpretation of holographic results in BaTiO₃*, Appl. Phys. A 49, 259 (1989)
- [82] A. Motes, J.J. Kim, *Intensity-dependent coefficient in photorefractive BaTiO₃*, J. Opt. Soc. Am. B 4, 1379 (1987)
- [83] G.A. Brost, R.A. Motes, J.R. Rotge, *Intensity-dependent absorption and photorefractive effects in barium titanate*, J. Opt. Soc. Am. B 5, 1879 (1988)

- [84] K. Buse, *Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals II: Materials*, Appl. Phys. B 64, 391 (1997)
- [85] K. Buse, T. Bierwirth, *Dynamics of light-induced absorption in BaTiO₃ and application for intensity stabilization*, J. Opt. Soc. Am. B 12, 629 (1995)
- [86] A. Gerwens, M. Simon, K. Buse, E. Krätzig, *Activation of cerium-doped strontium-barium niobate for infrared holographic recording*, Opt. Comm. 135, 347 (1997)
- [87] A. Mazur, U. van Stevendaal, K. Buse, M. Weber, O.F. Schirmer, H. Hesse, E. Krätzig, *Light-induced charge transport processes in photorefractive barium titanate crystals doped with iron*, Appl. Phys. B 65, 481 (1997)
- [88] G.D. Bacher, M.P. Chiao, G.J. Dunning, M.B. Klein, C.C. Nelson, B.A. Wechsler, *Ultralong dark decay measurements in BaTiO₃*, Opt. Lett. 21, 18 (1996)
- [89] R.S. Cudney, R.M. Pierce, G.D. Bacher, D. Mahgerefteh, J. Feinberg, *Intensity dependence of the photogalvanic effect in barium titanate*, J. Opt. Soc. Am. B 9, 1704 (1992)
- [90] M.H. Garrett, J.Y. Chang, H.P. Jenssen, C. Warde, *High photorefractive sensitivity in an n-type 45°-cut BaTiO₃ crystal*, Opt. Lett. 17, 103 (1992)
- [91] P. Tayebati, D. Mahgerefteh, *Theory of the photorefractive effect for Bi₁₂SiO₂₀ and BaTiO₃ with shallow traps*, J. Opt. Soc. Am. B 8, 1053 (1991)
- [92] D. Rak, I. Ledoux, J.P. Huignard, *Two-wave mixing and energy transfer in BaTiO₃ application to laser beamsteering*, Opt. Comm. 49, 302 (1984)
- [93] N.I. Bel'dyugina, A.V. Mamaev, V.V. Shkunov, *Dynamics of the self-starting generation of a phase-conjugate semilinear mirror*, Appl. Opt. 32, 3962 (1993)
- [94] I.C. Khoo, N.I. Bel'dyugina, H. Li, A.V. Mamaev, V.V. Shkunov, *Onset dynamics of self-pumped phase conjugation from speckled noise*, Opt. Lett. 18, 473 (1993)
- [95] A.A. Zozulya, *Fanning and photorefractive self-pumped four-wave mixing geometries*, IEEE J. Quantum Electron. 29, 538 (1993)
- [96] L. Solymar, D.J. Webb, A. Grunnet-Jepson, *The physics and applications of photorefractive materials*, Oxford series in optical and imaging sciences, Clarendon Press, Oxford (1994)
- [97] R. Kowarschik, L. Wenke, T. Baade, **M. Esselbach**, A. Kiessling, G. Notni, K. Uhlendorf, *Optical measurements with phase-conjugating mirrors*, Appl. Phys. B, im Druck (1999)
- [98] Y. Zheng, A. Sasaki, X. Gao, H. Aoyama, *Origin and elimination of dynamic instability in a self-pumped phase-conjugate mirror*, Opt. Lett. 20, 267 (1995)

- [99] Z. Zhang, Y. Lian, S.X. Dou, P. Ye, *Theory of a stimulated photorefractive backscattering and four-wave mixing self-pumped phase conjugator*, Opt. Comm. 110, 631 (1994)
- [100] Z. Zhang, Y. Zhang, C. Yang, J. Kang, S. Zheng, Y. Zhu, Y. Chen, X. Wu, P. Fu, *Highly efficient self-pumped phase conjugation in barium titanate crystals*, J. Opt. Soc. Am. B 11, 1992 (1994)
- [101] A.A. Zozulya, M. Saffman, D.Z. Anderson, *Formation of light beams in photorefractive media: Fanning, self-bending, and formation of self-pumped four-wave-mixing phase conjugation geometries*, Phys. Rev. Lett. 73, 818 (1994)
- [102] R.A. Mullen, *Photorefractive measurements of physical parameters*, in: P. Günter, J.-P. Huignard, *Photorefractive materials and their applications I*, Topics in Applied Physics 61, Springer-Verlag, Berlin (1988)
- [103] Ch. Kuper, R. Pankrath, H. Hesse, *Growth and dielectric properties of congruently melting $Ba_{1-x}Ca_xTiO_3$ crystals*, Appl. Phys. A 65, 301 (1997)
- [104] M. Simon, F. Mersch, C. Kuper, S. Mendricks, S. Wevering, J. Imbrock, E. Krätzig, *Refractive indices of photorefractive bismuth titanate, barium-calcium titanate bismuth germanium oxide, and lead germanate*, Phys. Stat. Sol. (a) 159, 559 (1997)
- [105] N. Korneev, D. Mayorga, S. Stepanov, H. Veenhuis, K. Buse, C. Kuper, H. Hesse, E. Krätzig, *Holographic and non-steady-state photocurrent characterization of photorefractive barium-calcium titanate*, Opt. Comm. 160, 98 (1999)
- [106] O.F. Schirmer, A. Mazur, C. Veber, A. Rüdiger, *Photoinduced charge transport in $BaTiO_3$ and congruent $Ba_{1-x}Ca_xTiO_3$ doped with transition metal and alkali ions*, OSA TOPS 27, 149 (1999)
- [107] S. Bernhardt, P. Delaye, H. Hesse, D. Rytz, G. Roosen, *Photorefractive two beam coupling characterization of a barium-calcium titanate crystal*, OSA TOPS 27, 132 (1999)
- [108] Ch. Kuper, K. Buse, U. van Stevendaal, M. Weber, T. Leidlo, H. Hesse, E. Krätzig, *Electrooptic and dielectric properties of ferroelectric barium-calcium titanate crystals*, Ferroelectrics 208, 213 (1998)
- [109] **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Information storage with a barium-calcium titanate crystal*, SPIE 3749, 450 (1999)
- [110] J. Colin, S. Bann, H. Rajbenbach, J.-P. Huignard, *Long-term continuous readout of a photorefractive memory with $BaTiO_3$ postamplification*, Appl. Opt. 36, 9304 (1997)
- [111] S. Campbell, P. Yeh, C. Gu, S.H. Lin, Ch.-J. Cheng, K.Y. Hsu, *Optical restoration of photorefractive holograms through self-enhanced diffraction*, Opt. Lett. 20, 330 (1995)

- [112] G.W. Burr, J. Ashley, H. Coufal, R.K. Grygier, J.A. Hoffnagel, C.M. Jefferson, B. Marcus, *Modulation coding for pixel-matched holographic data storage*, Opt. Lett. 22, 639 (1997)
- [113] C. Alves, G. Pauliat, G. Roosen, *Holographic memories with photorefractive materials*, in F. Agulló-López (Editor), *Insulating materials for optoelectronics: New developments*, World Scientific, Singapore (1995)
- [114] G.W. Burr, W. Chou, M.A. Neifeld, H. Coufal, J.A. Hoffnagel, C.M. Jefferson *Experimental evaluation of user capacity in holographic data-storage systems*, Appl. Opt. 37, 5431 (1998)
- [115] G. Hussain, R.W. Eason, *Velocity filtering using complementary gratings in photorefractive BSO*, Opt. Comm. 86, 106 (1991)
- [116] H. Rehn, *Zeiteffekte in photorefraktiven Medien und ihre Anwendung bei der transienten Phasenmessung*, Dissertation, FSU Jena (1994)
- [117] C. Soutar, C.M. Cartwright, W.A. Gillespie, Z.Q. Wang, *Tracking novelty filter using transient enhancement of gratings in photorefractive BSO*, Opt. Comm. 86, 255 (1991)
- [118] E. Kubota, T. Aoyama, Y. Uesu, *Optimum velocity and frequency of a moving phase object in the BaTiO₃ novelty filter using self-pumped phase conjugation*, Proc. Photorefractive Materials, Effects, and Devices, Aspen Lodge (Colorado) USA, 412 (1995)
- [119] M. Sedlatschek, T. Rauch, C. Denz, T. Tschudi, *Generalized theory of the resolution of object tracking novelty filters*, Opt. Comm. 116, 25 (1995)
- [120] N. S.-K. Kwong, Y. Tamita, A. Yariv, *Optical tracking filter using transient energy coupling*, J. Opt. Soc. Am. B 5, 1788 (1991)
- [121] D.Z. Anderson, D.M. Lininger, J. Feinberg, *Optical tracking novelty filter*, Opt. Lett. 12, 123 (1987)
- [122] J.E. Ford, Y. Fainman, S.H. Lee, *Time-integrating interferometry using photorefractive fanout*, Opt. Lett. 13, 856 (1988)
- [123] G. Cedilnik, **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Double two-wave mixing with photorefractive crystals for measurement of sign and modulo of phase changes with high resolution*, OSA TOPS 27, 261 (1999)
- [124] M. Sedlatschek, T. Rauch, C. Denz, T. Tschudi, *Demonstrator concepts and performance of a photorefractive optical novelty filter*, Opt. Mat. 4, 376 (1995)
- [125] N.A. Vainos, *Real-time optical Wiener-Kolmogorov and novelty filtering with phase conjugation*, Opt. Lett. 14, 128 (1989)
- [126] X. Fu, L. Liu, Y. Yin, *Tracking-novelty-filtering moire interferometer with a self-pumped conjugator*, Opt. Comm. 88, 431 (1992)

- [127] J. Khoury, C.L. Woods, M. Cronin-Golomb, *Photorefractive holographic interference novelty filter*, Opt. Comm. 82, 533 (1991)
- [128] Q. Tang, E. Jäger, J. Hoßfeld, T. Tschudi, *Phase visualization using a BaTiO₃ phase conjugating mirror*, J. Mod. Opt. 38, 1415 (1991)
- [129] D.Z. Anderson, M.C. Erie, *Resonator memories and optical novelty filters*, Opt. Eng. 26, 434 (1987)
- [130] D.Z. Anderson, J. Feinberg, *Optical novelty filters*, IEEE J. Quantum Electron. 25, 635 (1989)
- [131] H. Rehn, **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, K.-H. Ringhofer, *Photorefractive novelty filters for transient phase evaluation*, SPIE 2782, 730 (1996)
- [132] H. Rehn, A. Krause, B. Fleck, A. Kiessling, **M. Esselbach**, R. Kowarschik, L. Wenke, *Stationary and transient interferometry with a self-pumped phase conjugate mirror*, SPIE 2782, 738 (1996)
- [133] **M. Esselbach**, A. Kiessling, H. Rehn, B. Fleck, R. Kowarschik, *Transient phase measuring using a self-pumped phase conjugate mirror as an optical novelty filter*, Proc. PR'97, Chiba Japan (1997)
- [134] A.A. Kamshilin, J. Frejlich, L. Cescato, *Photorefractive crystal for the stabilization of the holographic setup*, Appl. Opt. 25, 2375 (1986)
- [135] J. Frejlich, A.A. Kamshilin, V.V. Kulikov, and E.V. Mokrushina, *Adaptive holographic interferometry using photorefractive crystals*, Opt. Comm. 70, 82 (1989)
- [136] H. Rehn, **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, K.H. Ringhofer, *Transient phase measurement using novelty filters*, Proc. PR'95, Aspen (CO) USA (1995)
- [137] **M. Esselbach**, B. Fleck, L. Wenke, *Study of the onset dynamics of self-pumped phase conjugating mirrors*, Proc. PR'97, Chiba Japan (1997)
- [138] A. Chiou, *Anisotropic crosstalk in optical interconnection using self-pumped phase conjugate mirror at the Fourier plane*, Opt. Lett. 17, 1018 (1992)
- [139] P. Mathey, P. Jullien, A. Dazzi, B. Mazué, *Performance evaluation of a photorefractive novelty filter for motion tracking and edge enhancement*, Opt. Comm. 129, 301 (1996)
- [140] I. McMichael, W. Christian, D. Pletcher, T.Y. Chang, J.H. Hong, *Compact holographic storage demonstrator with rapid access*, Appl. Opt. 35, 2375 (1996)
- [141] T. Kume, K. Nonaka, M. Yamamoto, S. Yagi, *Wavelength-multiplexed holographic data storage by use of reflection geometry*, Appl. Opt. 37, 334 (1998)
- [142] D. Lande, J.F. Heanue, M.C. Bashaw, L. Hesselink, *Digital wavelength-multiplexed holographic data storage system*, Opt. Lett. 21, 1780 (1996)

- [143] F.H. Mok, *Angle-multiplexed storage of 5000 holograms in lithium niobate*, Opt. Lett. 18, 915 (1993)
- [144] M. Balberg, M. Razvag, E. Refaeli, A.J. Agranat, *Electric-field multiplexing of volume holograms in paraelectric crystals*, Appl. Opt. 37, 841 (1998)
- [145] D. Psaltis, M. Levene, A. Pu, G. Barbastathis, K. Curtis, *Holographic storage using shift multiplexing*, Opt. Lett. 20, 782 (1995)
- [146] G. Barbastathis, D. Psaltis, *Shift-multiplexed holographic memory using the two-lambda method*, Opt. Lett. 21, 432 (1996)
- [147] S. Tao, D.R. Selviah, J.E. Midwinter, *Spatioangular multiplexed storage of 750 holograms in an Fe:LiNbO₃ crystal*, Opt. Lett. 18, 912 (1993)
- [148] Y.H. Kang, K.H. Kim, B. Lee, *Volume hologram scheme using optical fiber for spatial multiplexing*, Opt. Lett. 22, 739 (1997)
- [149] E. Chuang, D. Psaltis, *Storage of 1000 holograms with use of a dual-wavelength method*, Appl. Opt. 36, 8445 (1997)
- [150] K. Curtis, A. Pu, D. Psaltis, *Method for holographic storage using peristrophic multiplexing*, Opt. Lett. 19, 993 (1994)
- [151] C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, T. Tschudi, *Volume hologram multiplexing using a deterministic phase encoding method*, Opt. Comm. 85, 171 (1991)
- [152] C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, T. Tschudi, *Potentialities and limitations of hologram multiplexing using the phase encoding technique*, Appl. Opt. 31, 5700 (1992)
- [153] E.S. Maniloff, S.B. Altner, S. Bernet, F.R. Graf, A. Renn, U.P. Wild, *Recording of 6000 holograms by use of spectral hole burning*, Appl. Opt. 34, 4140 (1995)
- [154] D. Psaltis, D.G. Stinson, G.S. Kino, *Optical data storage: Three perspectives*, T.M. Milster (Editor), OSA Optics & Photonics News, 35 (November 1997)
- [155] **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Optical storage of information via refreshing by inverse seeding (OSIRIS)*, SPIE 2778, 949 (1996)
- [156] **M. Esselbach**, G. Cedilnik, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Simulation of a dynamic storage process*, OSA TOPS 27, 522 (1999)
- [157] **M. Esselbach**, A. Kiessling, R. Kowarschik, *Optical Storage of Information via Refreshing by Inverse Seeding (OSIRIS)*, Proc. PR'97, Chiba Japan (1997)
- [158] G. Barbastathis, M. Levene, D. Psaltis, *Shift multiplexing with spherical reference waves*, Appl. Opt. 35, 2403 (1996)
- [159] D. Psaltis, M. Levene, A. Pu, G. Barbastathis, K. Curtis, *Adaptive optical networks using photorefractive crystals*, Appl. Opt. 27, 1752 (1988)

- [160] C. Denz, T. Dellwig, T. Rauch, T. Tschudi, *Coherent refreshment of dynamic photorefractive memories using phase conjugation*, Proc. Photorefractive Materials, Effects and Devices, Aspen (CO) USA, 291 (1995)
- [161] H. Kang, C.X. Yang, G.G. Mu, Z.K. Wu, *Real-time holographic associative memory using doped LiNbO_3 in a phase-conjugating resonator*, Opt. Lett. 15, 637 (1990)
- [162] S. Boj, G. Pauliat, G. Roosen, *Dynamic holographic memory showing readout, refreshing, and updating capabilities*, Opt. Lett. 17, 438 (1992)
- [163] D. Brady, K. Hsu, D. Psaltis, *Periodically refreshed multiply exposed photorefractive holograms*, Opt. Lett. 15, 817 (1990)
- [164] H. Sasaki, Y. Fainman, J.E. Ford, Y. Taketomi, S.H. Lee, *Dynamic photorefractive optical memory*, Opt. Lett. 16, 1874 (1991)
- [165] T. Dellwig, C. Denz, T. Rauch, T. Tschudi, *Coherent refreshment and updating for dynamic photorefractive optical memories using phase conjugation*, Opt. Lett. 119, 333 (1995)
- [166] Y. Qiao, D. Psaltis, C. Gu, J. Hong, P. Yeh, R.R. Neurgaonkar, *Phase-locked sustainment of photorefractive holograms using phase conjugation*, J. Appl. Phys. 70, 4646 (1991)
- [167] H. Klumb, A. Herden, T.Kobialka, F. Laeri, T. Tschudi, J. Albers, *Active coherent optical feedback system with phase-conjugating image amplifier*, J. Opt. Soc. Am. B 5, 2379 (1988)
- [168] A. Agranat, Y. Yacoby, *Dielectric photorefractive crystals as the storage medium in holographic memory systems*, J. Opt. Soc. Am. B 5, 1792 (1988)
- [169] H. Rajbenbach, A. Delboulbe, J.P. Huignard, *Noise suppression in photorefractive image amplifiers*, Opt. Lett. 14, 1275 (1989)
- [170] G. Zhang, S. Liu, G. Tian, J. Xu, Q. Sun, G. Zhang, *New noise-suppression technique in photorefractive crystals*, Appl. Opt. 36, 1815 (1997)
- [171] J. Joseph, P.K.C. Pillai, K. Singh, *A novel way of noise reduction in image amplification by two-beam coupling in photorefractive BaTiO_3 crystal*, Appl. Opt. 80, 84 (1990)
- [172] J. Joseph, P.K.C. Pillai, K. Singh, *High-gain, low-noise signal beam amplification in photorefractive BaTiO_3* , Appl. Opt. 30, 3315 (1991)
- [173] S. Breugnot, H. Rajbenbach, M. Defour, J.-P. Huignard, *Low-noise photorefractive amplification and detection of very weak signal beams*, Opt. Lett. 20, 447 (1995)
- [174] J. Khoury, C.L. Woods, M. Cronin-Golomb, *Noise reduction using adaptive spatial filtering in photorefractive two-beam coupling*, Opt. Lett. 16, 747 (1991)

-
- [175] J. Fu, J. Khoury, M. Cronin-Golomb, C.L. Woods, *Photorefractive two-beam coupling optimal thresholding filter for additive signal-dependent noise reduction*, Appl. Opt. 34, 346 (1995)
- [176] Q. Byron. P. Yeh, *Fanning noise reduction in photorefractive amplifiers using incoherent erasure*, Appl. Opt. 33, 283 (1994)
- [177] Y. Kawata, S. Kawata, *Speckle-free image amplification by two-wave coupling in a photorefractive crystal*, Appl. Opt. 32, 730 (1993)
- [178] C. Gu, G. Sornat, J. Hong, *Bit-error rate and statistics of complex amplitude noise in holographic data storage*, Opt. Lett. 21, 1070 (1996)
- [179] D. Dirksen, *Ein holographisches Doppelbelichtungsinterferometer basierend auf photorefraktiven Kristallen*, Shaker, Aachen (1993)

Formelzeichen und Abkürzungen

A, \mathfrak{A}	Amplitude der elektrischen Feldstärke einer elektromagnetischen Welle (skalar, vektoriell)
a, b, c, d	Variablen für Funktionsparameter
α	Konstante
BCT	Barium-Calcium-Titanat $\text{Ba}_{0,77}\text{Ca}_{0,23}\text{TiO}_3$
β	Imaginärteil der Kopplungskonstante
BT	Bariumtitanat BaTiO_3
BTO	Wismut-Titan-Oxid $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$
BSO	Wismut-Silizium-Oxid $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$
<i>c.c.</i>	zuvor stehender Term komplex konjugiert
CCD	CCD-Kamera
χ	Suszeptibilität (skalar)
$\bar{\chi}^{(3)}$	Suszeptibilitätstensor
d	Dicke eines Hologramms
D	relativer Reflektivitätsabfall
Δn	Brechungsindexmodulation oder deren Amplitude
DFWM	<i>Degenerated Four-Wave Mixing</i>
E, \mathfrak{E}	elektrische Feldstärke (skalar, vektoriell)
\vec{e}	Polarisationsvektor einer elektromagnetischen Welle
E_0	extern an den Kristall angelegtes elektrisches Feld
ε_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
ε_{rel}	relative Dielektrizitätskonstante des Mediums
$\bar{\varepsilon}$	Dielektrizitätstensor
ϵ	$(\mathfrak{K} \bar{\varepsilon} \mathfrak{K})/K^2$
E_{sc}	räumliche Verteilung eines elektrischen Feldes (<i>space charge</i>)
ESPPCM	extern selbstgepumpter PCM (<i>External Self-Pumped PCM</i>)
η	Beugungseffektivität
$\bar{\eta}$	Impermeabilitätstensor
f_{HV}	Frequenz eines Rechteck-Wechselfeldes
FWM	Vierwellenmischung, <i>Four-Wave Mixing</i>

G	<i>Gain</i>
γ	Realteil der Kopplungskonstanten
Γ	Kopplungskonstante
GMR	<i>Giant Momentary Readout</i>
I	Intensität
I_0	Gesamtintensität
$I_{p,P,s,S,L}$	Intensitäten von Pump-, Signal- und Lesewelle
$I_s^{aus,ein}$	Intensität am Ausgang bzw. Eingang des Kristalles
$I_s^{mp,op}$	Intensität der Signalwelle mit oder ohne Pumpwelle
IRPCM	<i>Internal Reflection PCM</i>
k	Zyklenzahl
\mathfrak{K}, K	Gittervektor, dessen Betrag
\mathfrak{k}	Wellenzahlvektor
k_B	Boltzmannkonstante
L	Länge des Wechselwirkungsgebietes
λ	Wellenlänge
Λ	Gitterperiode
LCLM	Flüssigkristall-Lichtmodulator, <i>Liquid-Crystal Light Modulator</i>
l_D	mittlere Ladungs-Transport-Länge bei angelegtem elektrischen Feld (Drift)
l_{LT}	mittlere Ladungs-Transport-Länge
LM	optischer Leistungsmesser
m	Kontrast oder Modulation einer Intensitätsverteilung
MPPCM	wechselseitig gepumpter PCM, <i>Mutually Pumped PCM</i>
μ	Beweglichkeit von Ladungsträgern
m_v	Intensitätsverhältnis
N	effektive photorefraktive Ladungsträgerdichte
\bar{n}	Brechzahlindex-Tensor
N_A	Akzeptordichte
n_1	Modulationstiefe einer Brechungsindex-Verteilung
NF	Neuheitsfilter, <i>Novelty-Filter</i>
n_0	Brechzahl bei ordentlicher Polarisation bzw. Brechzahl ohne Licht-einwirkung
NOPC	nichtlineare optische Phasenkonjugation, <i>Nonlinear Optical Phase Conjugation</i>
v	Absorptionskonstante
ONF	optischer Neuheitsfilter, <i>optical Novelty-Filter</i>
OSIRIS	<i>Optical Storage of Information via Refreshing by Inverse Seeding</i> , dynamisches Speicherverfahren

\mathfrak{P}	Vektor der Polarisation
pc- . . .	phasenkonjugiert, Phasenkonjugations~
PCM	Phasenkonjugierender Spiegel, <i><u>P</u>hase <u>C</u>onjugate <u>M</u>irror</i>
ϕ	Phase, Phasenverschiebung
ϕ_n	Phasenänderung
q	Elementarladung
\mathbf{r}	Ortsvektor
R	Reflektivität
$\overline{\mathfrak{A}}$	linearer elektrooptischer Tensor
\Re	Realteil
\mathbf{r}_{eff}	effektiver elektrooptischer Koeffizient
ρ	Optische Aktivität
ρ_{sc}	Ladungsverteilung
R_{∞}	Reflektivität im stationären Zustand
SBS	Stimulierte Brillouin Streuung
SE	Strahlexpander
SED	selbstverstärkte Beugung, <i><u>S</u>elf-<u>E</u>nhanced <u>D</u>iffraction</i>
SP	Spiegel
SPPCM	selbstgepumpter phasenkonjugierender Spiegel, <i><u>S</u>elf-<u>P</u>umped <u>P</u>hase <u>C</u>onjugate <u>M</u>irror</i>
SRS	<u>S</u> timulierte <u>R</u> AMAN- <u>S</u> treuung
ST	Strahlteiler
T	Temperatur
τ	Responsezeit
τ_g	Gitteraufbauzeit
τ_{HV}	Anstiegszeit eines Rechteck-Wechselfeldes
τ_L	Lebenszeit eines Elektrons im Leitungsband
τ_p	Anstiegszeit von Intensitätsspitzen
t_d	Beobachtungszeit
ϑ	Winkel zwischen den Einfallrichtungen zweier Wellen
θ_B	BRAGG-Winkel
T_{HV}	Periode eines externen elektrischen Wechselfeldes
TWM	Zweiwellenmischung (<i>Two-Wave Mixing</i>)
t_x	Zeit, in der eine Größe x % ihres Maximalwertes erreicht
U_0	externe Spannung
V	Verstärkung
w.E.	willkürliche Einheiten
$X_{1,2}$	Kristall 1,2
ξ	Parameter zur Beschreibung des Einflusses positiver Ladungsträger

Abbildungsverzeichnis

2.1	Photorefraktiver Effekt	8
2.2	Zweiwellenmischung	10
2.3	Vierwellenmischung	12
2.4	SPPCM	14
2.5	ESPPCM, MPPCM	15
3.1	Skalierungsfaktor	19
3.2	Faserähnliche Kristalle	19
3.3	Intensitätsspitzen	20
3.4	Einfluß der Umschaltzeit	22
3.5	Einfluß des Screening und der Gitterperiode	23
3.6	TWM-Gain = $f(\Lambda, E_0)$	24
3.7	Anordnung zum Fanning	26
3.8	Prinzipielle zeitliche Entwicklung des Fanning	27
3.9	Zeitlich-räumlicher Ablauf des Fanning	27
3.10	Intensitätsverteilung des Fanout	28
3.11	IRPCM und ESPPCM in faserähnlichen Kristallen	29
3.12	Experimentelle Anordnungen zu IRPCM und ESPPCM	30
3.13	Reflektivität und Zeitverhalten	31
3.14	Übertragung von Intensitätsstrukturen	32
3.15	Übertragung einer Intensitätsstruktur mittels MPPCM	33
3.16	Güte der Phasenkongjugation	34
3.17	Aberationen durch den ESPPCM	35
3.18	Anordnung zu $n_1 = f(m, I_0)$	37
3.19	Messung von $\eta, n_1 = f(m)$	37
3.20	Messung von $\eta = f(I_0)$	38

3.21	Logarithmische Darstellung von $n_1 = f(I_0)$	40
3.22	$n_1 = f(I_0)$ mit Funktion entsprechend Gl. 3.6	40
3.23	Anordnung zur geschalteten FWM	41
3.24	$R(t)$ bei geschalteter FWM	42
3.25	Anlauf der SPPCM in Bariumtitanat	43
3.26	Anlaufzeit= $f(I)$ für SPPCM in Bariumtitanat	44
3.27	Zeitlicher Verlauf der TWM in BCT	46
3.28	Verstärkung= $f(m_v)$	47
3.29	Selbstverstärkte Beugung (SED)	48
3.30	Aufbau eines Hologramms aus einem Keimgitter durch SED	49
3.31	Einfluß der SED auf die Lösbarkeit durch Weißlicht	50
3.32	Multiplexing in BCT unter Nutzung der SED	51
4.1	Wechselwirkende Wellen im SPPCM	57
4.2	Relativer Reflektivitätsabfall D als Funktion der Phasenverschiebung	59
4.3	Relativer Reflektivitätsabfall D als Funktion der Phasenverschiebung	59
4.4	Reflektivitätsabfall nach einer Phasenänderung	60
4.5	Geometrie des Wechselwirkungsgebietes	60
4.6	Gemessenen Abhängigkeit $D = f(\phi_n)$	62
4.7	Vermessung einer Wellenfront	63
5.1	Dynamischer optischer Speicherprozeß	69
5.2	Ringresonator (schematisch)	70
5.3	Phasenrichtige Rekonstruktion von Hologrammen mit PCM	70
5.4	Bidirektionaler Ringresonator	71
5.5	Anlauf des bidirektionalen Ringresonators	72
5.6	Lineare Speicheranordnung mit optischem Refresh	73
5.7	Anordnung zur dynamischen Speicherung	74
5.8	Ablauf der Refresh-Zyklen (schematisch)	75
5.9	Vergleich der Speicherung mit und ohne Refresh	76
5.10	Löschung und Aufbau von Brechungsindexverteilungen	79
5.11	Approximierung von $\Delta n(t)$	79
5.12	$\Delta n(t)$ (quasi-kontinuierlich)	80
5.13	Resultat einer Simulation	81

Selbständigkeitserklärung

Ich erkläre, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe.

Jena, den 8.11.1999

Matthias Esselbach

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. Richard Kowarschik für die Möglichkeit, diese Dissertation am Institut für Angewandte Optik der Friedrich-Schiller-Universität Jena anfertigen zu können und für die Betreuung dieser Arbeit.

Besonders danke ich Dr. Armin Kießling für zahlreiche interessante und hilfreiche Diskussionen, Anregungen und Hinweise.

Prof. Dr. Lutz Wenke und Dr. Burkhard Fleck möchte ich hiermit noch einmal für die Betreuung meiner vorangegangenen Diplomarbeit und für die damit verbundene Heranführung an das Gebiet der nichtlinearen Optik danken.

Gregor Cedilnik danke ich für die gute Zusammenarbeit bei einer Vielzahl gemeinsam durchgeführter Experimente.

Ich bedanke mich bei den Mitarbeitern des Institutes für Angewandte Optik für die gute Arbeitsatmosphäre, die wesentlich zur Erstellung dieser Arbeit beigetragen hat.

Für die Hilfe, Beratung und Anregung zur Durchführung von Experimenten, zur Präsentation der Ergebnisse und zur Lösung technischer Probleme danke ich Dr. Henning Rehn, Dieter Wostl, Heidrun Fietze, Torsten Baade und Barbara Lüdge.

Auch danke ich den Mitarbeitern der Universität von Joensuu in Finnland Dr. Alexei Kamshilin, Dr. Viktor Prokofiev, Dr. Erik Raita und Ervin Nippolainen für die gute und fruchtbare Zusammenarbeit.

Nicht zuletzt gilt mein herzlicher Dank meiner Familie für ihre Geduld und uneingeschränkte Unterstützung, derer ich mir stets sicher sein konnte.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Innovationskollegs 'Optische Informationstechnik' an der Friedrich-Schiller-Universität Jena durch die DFG unterstützt.

Lebenslauf

Name: Matthias Esselbach

Geburtsdatum: 30.10.1969

Geburtsort: Saalfeld (Saale)

1976 – 1986 Polytechnische Oberschule Könitz

1986 – 1988 Erweiterte Oberschule in Saalfeld

1988 – 1989 Wehrdienst

1989 – 1991 Studium der Physik an der Technischen Hochschule Merseburg, Abschluß: Vordiplom

1991 – 1995 Studium der Physik an der Friedrich-Schiller-Universität Jena, Abschluß: Diplom

1995 – 1999 Arbeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Optik der Friedrich-Schiller-Universität Jena

Jena, 8.11.1999

Matthias Esselbach