



universität
wien

DIPLOMARBEIT / DIPLOMA THESIS

Titel der Diplomarbeit / Title of the Diploma Thesis

„Optimierung des holographisch erzeugten
Raumladungsfeldes in einem photorefraktiven Lithium-
Niobat-Kristall“

verfasst von / submitted by

Mag. phil. Michael Franck

angestrebter akademischer Grad / in partial fulfilment of the requirements for the degree of
Magister der Naturwissenschaften (Mag. rer. nat)

Wien, 2018 / Vienna, 2018

Studienkennzahl lt. Studienblatt /
degree programme code as it appears on
the student record sheet:

A 190 299 412

Studienrichtung lt. Studienblatt /
degree programme as it appears on
the student record sheet:

Lehramtsstudium UF Physik
UF Psychologie und Philosophie

Betreut von / Supervisor:

ao. Univ.-Prof. Dr. Martin Fally

Mein besonderer Dank gilt:

Meinem Betreuer ao. Univ.-Prof. Dr. Martin Fally, an den ich mich jederzeit mit Fragen wenden konnte und der mich über den gesamten Verlauf der Arbeit hinweg unterstützt und beraten hat, für die hervorragende und intensive Betreuung dieser Arbeit und die Bereitstellung von Programmen zur Auswertung der Daten.

Dipl.-Ing. Dr. Jürgen Klepp, der mich in vielen Fragen unterstützt hat, für seine Hilfsbereitschaft und die Bereitstellung des Equipments für die Vibrationsmessungen.

Meinen Eltern Ingrid und Wolfgang Franck, die mich mein gesamtes Studium hindurch unterstützt haben und ohne die ein Abschluss nie möglich gewesen wäre.

Meiner Freundin Lydia Siebert, die mir das Studium hindurch zur Seite gestanden hat, für ihre Liebe und ihre Geduld.

Inhalt

Einleitung.....	3
1. Grundlagen.....	5
1.1 Grundlegendes zur Holographie	5
1.2 Ladungstransport im Kristall	8
1.3 Theorie der gekoppelten Wellen	12
1.4 Bending der Gitter	15
1.5 Energietransfer und Phasentransfer bei gekoppelten Wellen.....	16
2. Aufbau	18
2.1 Das Schreiben der Hologramme	18
2.1.1 Strahlaufweitung	20
2.1.2 Mach-Zehnder-Interferometer	22
2.1.3 Kristall.....	24
2.1.4 Durchführung der Experimente	25
2.2 Das Auslesen der Hologramme	26
2.2.1 Messinstrumente	26
2.2.2 Durchführung der Experimente	26
2.2.3 Erstellung der Rockingkurven.....	28
2.2.4 Anmerkungen zu den Fits.....	30
2.2.5 Bestimmung des Raumladungsfeldes	31
3. Ergebnisse	31
3.1 Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Hologramme	31
3.2 Reduktion des Einflusses von Vibrationen und Luftbewegungen.....	36
3.3 Das optimale Verhältnis von eingestrahelter Leistung und Belichtungszeit.....	40
3.4 Einfluss der Belichtungszeit.....	42
4. Fazit	47
Anhänge	49
Ergebnisse für die Raumladungsfelder aus den Fits	49
Thermisch fixiertes Hologramm	52
Literaturverzeichnis.....	53
Zusammenfassung.....	55
Abstract	56

Einleitung

Ziel dieser Diplomarbeit war, das beim Aufzeichnen eines Hologramms in einem $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ Kristall entstehende Raumladungsfeld zu maximieren. Der betreffende Kristall wurde mit isotopenreinem Lithium-7 gezüchtet und ist somit besonders für Neutronenstreuexperimente geeignet, da Lithium-6 (im Gegensatz zu Lithium-7) ein starker Neutronenabsorber ist. Holographische Gitter können aufgrund des Photoneutronelektrischen Effektes als Streugitter für Neutronen eingesetzt werden. [1] [2] [3] Ein hohes Raumladungsfeld ist dabei von Vorteil, weil es direkt zu einer größeren Änderung des Brechwertes und indirekt zu einem höheren Beugungswirkungsgrad führt. Darüber hinaus weisen Neutronen aufgrund ihres Aufbaus eine innere Ladungsverteilung auf, auf die große elektrische Felder einen Einfluss ausüben können. [2] [3]

Dazu wurden Hologramme im Kristall aufgezeichnet und anschließend Intensitätsmessungen beim Auslesen des Hologrammes durchgeführt. Das Raumladungsfeld entsteht beim Aufzeichnen des Hologrammes durch inhomogene Beleuchtung, die mittels eines Zweistrahlinterferometers herbeigeführt wird. Im Kristall bildet sich durch den photoelektrischen Effekt ein Elektronengitter passend zum Interferenzmuster des darauf einfallenden Lichtes, das für durchgehendes Licht als Streugitter fungiert. Das Auftreten von Streuung ist aber beschränkt auf einen sehr engen Winkelbereich, der beim Auslesen des Hologramms durch Rotation des Kristalls während der Intensitätsmessung betrachtet wird.

Um das Raumladungsfeld zu optimieren, wurden Änderungen am Schreibvorgang vorgenommen. Es wurde der Einschreibwinkel variiert (und somit die Gitterkonstante in Folge der Braggbedingung – siehe Kapitel 1), die Belichtungszeit und die Lichtintensität (über die Lichtleistung) sowie die Belichtung $Q=It$. Weiters wurde versucht den Einfluss von Vibrationen, die über den Tisch, auf dem gearbeitet wurde, oder die Luft übertragen werden, auf den Schreibvorgang zu reduzieren. Zu diesem Zweck wurden auch Vibrationsmessungen auf der Tischplatte neben dem Rotationstisch vorgenommen.

Bei der Durchführung der Experimente kam es zu zwei Überraschungen. Im Kristall war ein thermisch fixiertes Gitter eingeschrieben. Thermische Fixierung bedeutet, dass anstelle des Elektronengitters ein ionisches Gitter tritt. Es entsteht, wenn der Kristall erhitzt wird, da bei höheren Temperaturen im Kristall gebundene Ionen beweglich werden. In diesem Fall waren es Wasserstoffionen, die durch die Feuchtdotierung des Kristalles mit Eisenionen eingebracht wurden. Die Ionen gleichen das Elektronengitter aus und bilden somit ein identisches Gitter mit entgegengesetzter Ladung und geringerer Amplitude. Da die Wasserstoffionen ihre Beweglichkeit wieder verlieren sobald der Kristall abkühlt, sind diese Gitter wesentlich beständiger als Elektronengitter. Das letzte eingeschriebene Gitter wurde aber von niemandem bewusst thermisch fixiert. Es handelte sich um das letzte für Streuexperimente genutzte Hologramm aus dem Jahr 2016 (siehe Anhang)¹. Es steht zu vermuten, dass entweder im Verlauf eines langen Zeitraumes eine thermische Fixierung bei Raumtemperatur stattgefunden hat, oder der Kristall während des Transportes höheren Temperaturen ausgesetzt war.

Die zweite Überraschung war, dass die eingeschriebenen Hologramme nur bedingt reproduzierbar waren, was ein großes Problem darstellte, da davor primär nach möglichst großen

¹ Vielen Dank an Martin Fally, der mir die Aufnahme der Rockingkurve dieses Gitters zur Verfügung gestellt hat.

Raumladungsfeldern bei langen Belichtungszeiten gesucht wurde. Das hat sich als massiver Irrtum erwiesen, wie die letztlich brauchbaren Ergebnisse der Experimente zeigen werden.

Im Folgenden werde ich die Grundlagen zum Verständnis der Vorgänge und der Auswertung darlegen (Kapitel 1), den experimentellen Aufbau erklären (Kapitel 2) und die Ergebnisse präsentieren (Kapitel 3). Weitere experimentelle Daten finden sich in den Anhängen.

1. Grundlagen

1.1 Grundlegendes zur Holographie

Holographie ist eine Methode, um visuelle Information aufzuzeichnen. Es wird aber im Gegensatz zur Fotografie, die nur Intensitäten abbildet, sowohl die Phase, als auch die Amplitude der betreffenden Lichtwellen festgehalten. [4] Die Phase kann jedoch nur indirekt über die Intensität aufgezeichnet werden. Dazu werden zwei kohärente Wellen überlagert, wobei für gewöhnlich nur eine davon die zu speichernde Information transportiert. Die zweite Welle dient als Referenz. Durch die Überlagerung kommt es zur Interferenz und es entsteht ein Intensitätsmuster. Dieses wird in einem holographischen Medium aufgezeichnet. Die Voraussetzungen, dass dies funktionieren kann, sind, dass kohärentes Licht und ebene Lichtwellen verwendet werden (ersteres, um überhaupt Interferenz zu erhalten und zweiteres, um keine Information zu verlieren und wegen der Geometrie des Aufzeichnungsprozesses, auf den später noch eingegangen wird). Aus dieser aufgezeichneten Interferenz kann die ursprüngliche Information leicht rekonstruiert werden.

Gehen wir davon aus, dass eine Welle die gewünschte Information trägt und die andere nur ein Mittel zur Aufzeichnung ist. Es ist üblich in einem solchen Fall von einer Signalwelle und einer Referenzwelle zu sprechen. Wollen wir die Signalwelle \mathbf{S} rekonstruieren benötigen wir eine Referenzwelle \mathbf{R} (vektorielle Größen werden im Folgenden fett angeschrieben). Das funktioniert, weil wir es mit Wellen mit komplexer Amplitude zu tun haben. Die Gesamtintensität I , die aufgezeichnet wird, kann als dem Betragsquadrat der Summe beider Wellen proportional beschrieben werden [5]:

$$I = |\mathbf{R} + \mathbf{S}|^2 = |\mathbf{R}|^2 + |\mathbf{S}|^2 + \mathbf{R}^*\mathbf{S} + \mathbf{R}\mathbf{S}^* \quad (1.1)$$

Wird nun ein Strahl durch das aufgezeichnete Interferenzmuster geschickt und transmittiert, kann durch den Term T die Transmission beschrieben werden:

$$T = a - b(|\mathbf{R} + \mathbf{S}|^2) \quad (1.2)$$

In dieser einfachen Darstellung bezeichnen a und b Konstanten. Lesen wir das Hologramm mit dem Referenzstrahl aus, so wird die Transmission auf diese angewendet:

$$\mathbf{R}T = \mathbf{R}a - \mathbf{R}b(|\mathbf{R}|^2 + |\mathbf{S}|^2 + \mathbf{R}^*\mathbf{S} + \mathbf{R}\mathbf{S}^*) \quad (1.3)$$

Wesentlich ist dabei der vorletzte Term:

$$\mathbf{R}\mathbf{R}^*\mathbf{S} = |\mathbf{R}|^2\mathbf{S} \quad (1.4)$$

Die Signalwelle \mathbf{S} wird unverändert, nur mit einem konstanten Faktor (der Intensität von \mathbf{R}) multipliziert, ausgegeben. Damit dies funktioniert, muss der Strahl, mit dem ausgelesen wird, jedoch bestimmten Bedingungen gehorchen. Er ist durch die Braggbedingung charakterisiert.

Die Braggbedingung lässt sich je nach Schreibweise über Energie- und Impulserhaltung (Gl. 1.1), oder über konstruktive Interferenz an unterschiedlichen Gitterebenen erklären (Gl. 1.2):

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_S - \mathbf{k}_R \quad (1.5)$$

$$\lambda = 2\Lambda \sin\theta_B \quad (1.6)$$

\mathbf{K} ist der Gittervektor und \mathbf{k}_S und \mathbf{k}_R sind die Wellenvektoren der Referenz- bzw. der Signalwelle. Gemäß den Regeln der Vektorsubtraktion spannen sie ein Dreieck auf. (Im Falle gleicher Beträge der Wellenvektoren handelt es sich um ein gleichschenkeliges Dreieck und der Gittervektor steht bei

einem symmetrischen Aufbau senkrecht auf den Oberflächenvektor \hat{N} des Kristalls. Da der Gittervektor normal auf die Gitterebenen steht, sind in diesem Fall diese exakt im rechten Winkel zur Oberfläche des Kristalls. Gl. 1.6 ist eine andere Art Gl. 1.5 anzuschreiben. (Siehe hierzu [5] [6]) In dieser Schreibweise wird ein anderer Zusammenhang offensichtlich. Wenn Wellen an unterschiedlichen Gitterebenen reflektiert werden, so müssen Einstrahlwinkel θ_B (der Braggwinkel) und der Abstand der Gitterebenen Λ (die Gitterkonstante) so gewählt sein, dass der Wegunterschied der beiden Wellen exakt einer Wellenlänge des einfallenden Lichtes λ (oder einem ganzzahligen Vielfachen davon) entspricht, um eine konstruktive Interferenz zu gewährleisten. Der Braggwinkel wurde bei der Aufzeichnung des Hologrammes festgelegt. Im holographischen Medium muss das Snellius'sche Brechungsgesetz auf Gl. 1.6 angewandt werden, was auch zu einem anderen Braggwinkel führt.

$$\lambda = 2n\Lambda \sin\theta_B \quad (1.7)$$

Im Folgenden werden die äußeren Winkel mit dem Großbuchstaben θ und die Winkel im Medium mit dem Kleinbuchstaben θ bezeichnet. Der Index B deutet an, dass es sich um den Braggwinkel handelt.

Aus dem bisher Gesagten lässt sich schließen, dass wir es im Grunde genommen mit zwei Vorgängen zu tun haben: dem Schreiben und dem Auslesen eines Hologramms.

Für den Schreibvorgang sind zunächst einige geometrische Überlegungen ausschlaggebend. Beim Schreiben eines Hologrammes werden zwei planare Wellen überlagert, wodurch sich ein Intensitätsgitter bildet.

$$I(z) = I_0(1 + m \cos(\mathbf{K}z)) \quad (1.8)$$

I_0 ist hierbei die Durchschnittsintensität, m die Modulation des Gitters und $\mathbf{K}z$ die räumliche Frequenz entlang des Gittervektors \mathbf{K} in z Richtung. Wie Eingangs erwähnt war die Aufgabenstellung, Hologramme in einen Lithiumniobat-Kristall einzuschreiben. Die Tatsache, dass wir es mit einem Kristall als holographischem Medium zu tun haben, zieht gewisse Folgen nach sich. \mathbf{K} ist parallel zu den optischen Achsen des Kristalls.

Die optischen Eigenschaften eines Kristalls hängen an einer Reihe von miteinander verknüpften Größen: der Brechwert n wurde bereits erwähnt. Er ist an die elektrische Permittivität $\hat{\epsilon}$ geknüpft. Diese ist ein Tensor und kann in Form einer 3x3-Matrix geschrieben werden. Für sie gibt es immer ein Koordinatensystem, in dem sie eine diagonale Form annimmt. Die Achsen dieses Koordinatensystems entsprechen dann den Hauptachsen und die Eigenwerte zu den Eigenvektoren der Matrix sind die Eigenwerte. Gemäß dem oben Gesagten sind die Wurzeln der Hauptwerte die Hauptbrechwerte. Es kann nun sein, dass alle drei unterschiedliche Werte annehmen oder dass zwei den gleichen Wert haben. Im ersten Fall spricht man von einem biaxialen und im zweiten von einem uniaxialen Kristall. Lithiumniobat ist ein uniaxialer Kristall. Der Kristall ist so geschnitten, dass seine Hauptachsen genau entlang seiner Kanten liegen.

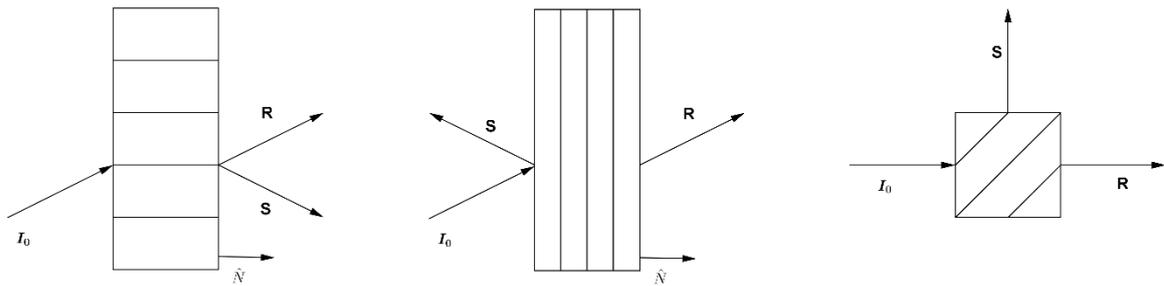


Abbildung 1.1: Zu sehen sind von links nach rechts ein Transmissionshologramm, ein Reflexionshologramm und ein 90°-Hologramm. Anders ist jeweils die Stellung der Gittervektoren und die Richtung der Signalwelle S . Der Referenzstrahl R wird immer transmittiert und behält seine Richtung bei. \hat{N} ist die Oberflächennormale und I_0 der eingehende Strahl.

Für Wellen mit einer Polarisation parallel zu den Hauptachsen ist eine skalare Beschreibung ihrer Ausbreitung möglich. Ansonsten würde die Welle komponentenweise aufgespalten werden, für die dann jeweils andere Brechwerte und Ausbreitungsrichtungen im Kristall gelten, was in der Holographie natürlich nicht wünschenswert ist.

Für die einfallenden Lichtwellen gilt natürlich, dass ihre Polarisation normal auf ihren Ausbreitungsvektor steht. Somit bleiben zwei Möglichkeiten das Licht zu polarisieren σ und π . Davon ist der σ -Polarisation der Vorzug zu geben, da sonst der Winkel, in dem die Strahlen auf den Kristall einfallen, noch berücksichtigt werden müsste. Bei σ -Polarisation kann die vollständige Amplitude genutzt werden.

Beim Auslesen der Hologramme muss darauf geachtet werden, dass der verwendete Strahl die Voraussetzungen erfüllt. Er muss kohärent sein, korrekt polarisiert und die Braggbedingung erfüllen. Letzteres hingegen nur näherungsweise. Die Schärfe der Braggbedingung hängt mit der Dicke d des eingeschriebenen holographischen Gitters zusammen.

$$\Delta k < \frac{2\pi}{d} \quad (1.9)$$

Δk steht für die vektorielle Abweichung auf der Ewaldkugel. Somit tritt auch abseits des Braggwinkels noch ein Hologramm auf. Die Intensität des beim Auslesen entstehenden Hologramms hängt unter anderem von der Abweichung vom Braggwinkel ab. Aus diesem Grunde wurden Rockingkurven aufgenommen. Das ist ein aus der Röntgenstreuung bekanntes Verfahren, bei dem in unserem Fall Intensität über einen bestimmten Winkelbereich, um den der Kristall rotiert wird, gemessen wird. Beim Auslesen des Hologramms werden die Intensitäten von sowohl dem Signalstrahl I_S , als auch dem Referenzstrahl I_R , sowie natürlich der Winkel, um den der Kristall rotiert wurde, gemessen. Aus den beiden Intensitäten kann der Beugungswirkungsgrad $\eta(\theta)$ (bzw. über das Snellius'sche Brechungsgesetz $\eta(\theta)$) bestimmt werden.

$$\eta(\theta) = \frac{I_S}{I_R + I_S} \quad (1.10)$$

So kann angegeben werden, wie effizient das holographische Gitter als Beugungsgitter funktioniert.

Die während der Arbeit geschriebenen und über ihre Beugungsvermögen charakterisierten Hologramme lassen sich als dicke, dynamische Transmissions- Phasenhologramme klassifizieren.

Das Wesentliche an einem dicken Hologramm ist, dass es nur zwei Beugungsordnungen gleichzeitig geben kann – also eine 0. und entweder eine +1. oder -1. Ordnung. Bei einem Phasenhologramm

wird die Beugung durch eine Änderung des Brechwertes (oder der Dicke des Materials, was aber selten bei Kristallen der Fall ist) hervorgerufen, im Gegensatz zu einem Amplitudenhologramm, wo eine Modulation der Absorption die Ursache der Beugung ist.

Bei einem dynamischen Hologramm wird während des Schreibens ein Teil der einfallenden Strahlen am entstehenden Gitter gebeugt, was wiederum das Gitter ändert.

Ein Transmissionshologramm unterscheidet sich in erster Linie durch die Ausrichtung der Gitterebenen zum einfallenden Strahl und die Einschreibgeometrie von einem Reflexionshologramm. Sie sind in Abb. 1.1 dargestellt. Entscheidend ist dabei auch die Ausrichtung der Gitter relativ zum einfallenden Strahl. Das bewirkt eine jeweils unterschiedliche Ausbreitungsrichtung entlang der Richtung der Oberflächennormalen des Kristalls: $\hat{N}\mathbf{k}_S = \hat{N}\mathbf{k}_R$ für Transmissionshologramme und $\hat{N}\mathbf{k}_S = -\hat{N}\mathbf{k}_R$ für Reflexionshologramme. Die Ausrichtung der Gitter kann (neben der Wahl der Richtung des einfallenden Lichtes) auch durch die Einschreibgeometrie beeinflusst werden (siehe Abb. 1.1). Bei Transmissionshologrammen wird beim Schreiben nur eine Oberfläche des Kristalles vom einfallenden Licht getroffen. Bei Reflexionshologrammen, werden zwei gegenüberliegende Oberflächen vom einfallenden Licht getroffen.²

Bei den hier dargestellten Versuchen wurden Transmissionshologramme aufgezeichnet. Die einfallenden Lichtwellen treffen auf den Kristall auf. Dabei schließen sie einen Winkel ein, der das doppelte des Braggwinkels θ_B beträgt.

Der Braggwinkel im Kristall ist gemäß dem Snellius'schen Gesetz abhängig vom Brechwert des Mediums. Gleiches gilt auch für alle anderen Einstrahlwinkel im Medium. Das einfallende Licht wird vom Kristall transmittiert und so treten beim Auslesen der transmittierte Referenzstrahl und – in bzw. nahe des Braggwinkels, der beim Schreibvorgang festgelegt wurde, – der gebeugte Strahl (das Hologramm) auf. Die Intensitäten dieser Strahlen werden mit Fotodioden gemessen. Damit wäre der Ablauf in groben Zügen erklärt.³

Als holographisches Medium wurde bei den durchgeführten Experimenten der bereits erwähnte $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ -Kristall verwendet.

1.2 Ladungstransport im Kristall

Für ein tieferes Verständnis ist es notwendig nachzuvollziehen, was im Kristall passiert, wenn dieser mit einem Hell-Dunkelmuster (Interferenzmuster) belichtet wird, d.i. eine periodische Variation der Intensität:

$$I(x) = I_0 \left(1 + m \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} x \right) \right) \quad (1.11)$$

Mit

$$m = \frac{2\sqrt{I_A I_B}}{I_0} \quad I_0 = I_A + I_B \quad (1.12)$$

Zunächst werden Ladungsträger ins Leitungsband angeregt, bewegt und schließlich eingefangen. Ich folge in meiner Darstellung dem Artikel von Karsten Buse, der die Ladungstransportmechanismen in photorefraktiven Kristallen zusammengefasst beschreibt. [7] Im Falle von eisendotiertem

² Es sind auch 90°-Geometrien möglich, bei denen die Gitterebenen eine schräge Position aufweisen.

³ Für eine detaillierte Darstellung siehe Kapitel 2.

Lithiumniobat bildet sich bei einem Schreibvorgang mit sichtbarem Licht ein Elektronengitter.⁴ LiNbO_3 ist bei Raumtemperatur ein Isolator. Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband anzuregen, erfordert höhere Energien als Photonen mit Wellenlängen im sichtbaren Bereich zur Verfügung stellen. Die Bedingung, unter der es möglich wird, Hologramme in Lithiumniobat mit sichtbarem Laserlicht einzuschreiben, ist eine Dotierung mit Störstellen, deren Elektronen mit geringeren Energien angeregt werden können. Im vorliegenden Fall handelt es sich um Eisenionen mit doppelt oder dreifach positiver Ladung. Sie fungieren zugleich als Elektronendonatoren bzw. -fallen.

Befinden sich Elektronen im Leitungsband, wirken auf sie – bei Vorliegen eines periodischen Lichtgitters – drei Ströme: Driftstrom, Diffusionsstrom und der photovoltaische Strom.

Der Driftstrom $\mathbf{j}_{\text{drift}}$ wird durch Coulombwechselwirkung vom elektrischen Feld auf die Ladungsträger hervorgerufen:

$$\mathbf{j}_{\text{drift}} = \hat{\sigma} \mathbf{E} \quad (1.13)$$

Hierbei ist $\hat{\sigma}$ der Leitfähigkeitstensor und \mathbf{E} das elektrische Feld:

$$\hat{\sigma} = e \hat{\mu} N_e \quad (1.14)$$

Dieser ist das Produkt von Elementarladung e , Beweglichkeitstensor $\hat{\mu}_{e,h}$ und der Dichte der beweglichen Ladungsträger (hier Elektronen) N_e . Das elektrische Feld im Kristall setzt sich zusammen aus einem externen Feld $\mathbf{E}_{(0)}$, welches von außen an den Kristall angelegt werden kann (aber in diesem Fall nicht wurde), dem pyroelektrischen Feld, das durch eine spontane Änderung der Polarisation beim Erhitzen des Materials entsteht (und im Falle der vorliegenden Experimente vernachlässigbar ist), sowie dem Raumladungsfeld $\mathbf{E}_{(sc)}$, um das es uns hier geht. Es entsteht durch die Umverteilung von Ladungen im Kristall. Das Gesamtfeld ist die Summe dieser drei Felder:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{sc} + \mathbf{E}_{(0)} + \mathbf{E}_{pyro} \quad (1.15)$$

Wird der Kristall räumlich inhomogen beleuchtet, bewirkt dies eine räumlich variierende Konzentration von freien Ladungsträgern, da je nach verschieden intensiv beleuchtetem Gebiet dort mehr oder weniger Ladungsträger angeregt werden. Das wiederum ruft Diffusionsströme \mathbf{j}_{diff} hervor.

$$\mathbf{j}_{\text{diff}} = -e \hat{D} \nabla N_e \quad (1.16)$$

\hat{D} bezeichnet hier den Diffusionstensor, der definiert ist durch Gl. 1.17, wobei T die Temperatur und k_B die Boltzmannkonstante benennen.

$$\hat{D} = \hat{\mu}_{e,h} k_B T e^{-1} \quad (1.17)$$

Der photovoltaische Strom \mathbf{j}_{phv} schließlich wird beschrieben durch:

$$(\mathbf{j}_{phv})_i = \frac{1}{2} (\beta_{ijk} E_j^* E_k + c. c.) \quad (1.18)$$

$E_{j,k}$ sind die Amplituden der lichtelektrischen Felder und β_{ijk} ist der volumenphotovoltaische Tensor. Letzterer ist abhängig von der Dotierung und Temperatur des Kristalls. Über die Komponenten der Lichtwellen kommt noch eine Abhängigkeit von der Polarisation des Lichtes hinzu. Das ist der Fall,

⁴ Bei UV-Licht, ist die Situation eine andere, da dann die Energie der Photonen bereits ausreichen könnte, um Elektronen aus dem Valenzband des Kristalls anzuregen. In diesem Fall liegt darüber hinaus Lochleitung vor. Beide Arten des Ladungstransports in LiNbO_3 wurden untersucht von E. Krätzig [8].

weil Störstellen aus Gründen der Energieminimierung an dem Kristallgitter ausgerichtet sind. Band-zu-Band-Übergänge tragen hier nicht bei, erhöhen jedoch die Photoleitfähigkeit.

Da ein Intensitätsgitter Gl. 1.11 vorliegt, liegt auch eine gitterförmige Ladungsträgerdichte ρ vor:⁵

$$\rho(x) = eN_{centers}\cos(Kx) \quad (1.19)$$

$N_{centers}$ ist die Dichte der photorefraktiven Zentren, also im Falle von LiNbO₃:Fe Eisenionen. Gl. 1.19 kann in die Poissongleichung Gl. 1.20 eingesetzt und integriert werden um das Raumladungsfeld und dessen Amplitude (Gl. 1.21 und 1.22) zu erhalten:

$$\hat{\epsilon}\epsilon_0\nabla\cdot\mathbf{E} = \rho \quad (1.20)^6$$

$$E_{SC}(x) = E_{SC(1)}\sin(Kx) \quad (1.21)^7$$

$$E_{SC1} = eN_{centers}/(\epsilon_0\epsilon_{33}K) \quad (1.22)$$

K. Buse gibt in zwei Artikeln einen Überblick über die lichtinduzierten Prozesse des Ladungstransportes in photorefraktiven Kristallen. [7] [14] Bislang folgte ich Buse in seiner Darstellung. Er entwirft darin eine Systematik für Modelle zur Beschreibung des Ladungstransportes aufgrund von räumlich variierenden Lichteinfall in Kristallen. Das auf den Kristall einfallende Licht wird durch Gl. 1.11 beschrieben. Durch die Überlagerung zweier planarer Wellen ergibt sich ein gleichmäßiges Intensitätsgitter. Das einfallende Licht ist σ -polarisiert.

Lithiumniobat wird laut Buse gut durch das Einzentrenmodell beschrieben (zumindest bei sichtbarem Licht). [14] Das One-Center-Model geht von einem Typ photorefraktiver Zentren aus. [15] Diese fungieren sowohl als Elektronendonatoren, als auch als Elektronenfallen.

Die Dichte der gefüllten Zentren bleibt dabei annähernd konstant. Das hat zur Folge, dass sich die Absorption des Materials nicht ändert. Es ändert sich aber auch nicht die Anregungsrate von Elektronen, da keine Sättigung auftritt. Somit ist der volumen-photovoltaische Strom nur von der eingestrahlten Intensität abhängig. Für den Löschvorgang, bei dem der Kristall homogen beleuchtet wird, bedeutet dies, dass die Fallen so im Laufe der Zeit gleichmäßig befüllt werden. Die Zeit, mit der das geschieht, hängt von der Intensität des eingestrahlten Lichtes ab.

Liegt eine inhomogene Belichtung gemäß Gl. 1.11 vor, so verhält sich die Sache anders. Unter Vernachlässigung des pyroelektrischen Feldes ist die Amplitude des Raumladungsfeldes im stationärem Zustand gegeben durch [11] [12]:

$$E_{SC(1)} = -mE_{eff} \quad (1.23)$$

Haben wir kein äußeres elektrisches Feld angelegt, wird dieser Ausdruck zu:

⁵ Für die Ladungsträgerdichte ist es auch möglich eine adiabatische Näherung anzuwenden. Dabei wird sie über den Ausdruck $\rho = -e(N_{e,h} + N_{pr} + N_C)$ entwickelt. (N_C ist die Dichte unbeweglicher Ladungsträger, die bewegliche kompensieren und so eine neutrale Gesamtladung gewährleisten). Bilden wir die Kontinuitätsgleichung $\nabla\cdot\mathbf{j} + \partial\rho/\partial t = 0$, so müssen wir die zeitliche Ableitung von ρ bilden. N_C ist konstant und $N_{e,h} \ll N_{pr}$ und kann somit vernachlässigt werden.

⁶ Streng genommen kommt es zu einer Änderung der Koeffizienten des dielektrischen Tensors aufgrund der räumlich modulierten Beleuchtung gemäß $\Delta\epsilon_{33} = -\epsilon_{33}^2 r_{333} E_{SC}$. Außerdem kommt es durch das pyroelektrische Feld zu einer weiteren Änderung der Koeffizienten. In beiden Fällen sind diese Änderungen aber vernachlässigbar, weshalb sie hier als Konstanten behandelt werden. Siehe: [9], [10]

⁷ Für eine analytische Lösung für das Raumladungsfeld muss auf die Kiew-Gleichungen zurückgegriffen werden, die eine Fourier Reihe aller raumabhängigen Größen aufstellen. Siehe: [11] [12] [13]

$$E_{SC(1)} = -m(E_{phv} + iR_{OC}(I)E_D) \quad (1.24)$$

Das Feld erfährt eine Modulation m gemäß Gl.1.12. Der Beitrag des Diffusionsfeldes E_D wird durch einen Reduktionsfaktor R_{OC} vermindert. Er ergibt sich experimentell aus einem Vergleich zwischen der Dunkelleitfähigkeit und der Photoleitfähigkeit bei der aktuellen Einstrahlungsintensität. Wesentlich bei Lithiumniobat ist jedoch der Beitrag des photovoltaischen Feldes. Dieser ist selbstverständlich von der Dichte der besetzten photorefraktiven Zentren, der Intensität des Lichtes und der Photoleitfähigkeit abhängig.

Endet dann die Bestrahlung mit Licht, so endet auch der photovoltaische Strom und es tritt kein photovoltaischer Effekt mehr auf. Die in den Zentren gebundenen Elektronen werden nicht mehr angeregt und verbleiben an ihrem Ort. Wurden in bestimmten Bereichen in Folge von unterschiedlicher Belichtungsintensität mehr Elektronen angeregt als in anderen, so sind dort dann auch weniger Elektronen gebunden.

Das hauptsächlich durch die photovoltaischen Ströme aufgrund von inhomogener Beleuchtung hervorgerufene Raumladungsfeld⁸, das von den als Elektronenfallen und -donatoren fungierenden Eisenionen konserviert wird, ist nun ausschlaggebend für das Entstehen von Hologrammen im Kristall. Der meist mit einem externen elektrischen Feld assoziierte elektrooptische Effekt wird in diesem Fall von dem enormen Raumladungsfeld im Inneren des Kristalls bewirkt.

Im Allgemeinen wird dieser Effekt über eine Reihenentwicklung des Impermeabilitätstensors $\hat{\zeta}$ angegeben:

$$\zeta_{ij}(E) = \zeta_{ij}^0 + r_{ijk}E_k + \dots \quad (1.25)$$

Der lineare Term überwiegt, so er ungleich Null ist, die nachfolgenden und es liegt der Pockelseffekt vor. Dieser Fall eines linearen elektrooptischen Effektes ist für Lithiumniobat relevant.

Der Impermeabilitätstensor $\hat{\zeta}$ hängt mit der elektrischen Permittivität $\hat{\epsilon}$ und dem Brechwert n zusammen.

$$\zeta_{ij}\epsilon_{jk} = \delta_{ik} \quad (1.26)$$

Hier ist $\hat{\delta}$ das Kroneckerdelta. Somit kann für die beiden Tensoren über Rotation ein Koordinatensystem definiert werden, in dem sie diagonale Form annehmen. Dieses wird als Hauptachsensystem bezeichnet, da die Eigenvektoren der Matrix zugleich die Achsen definieren und die Eigenwerte direkt ablesbar sind. Im Hauptachsensystem gilt in skalarer Form:

$$n = \sqrt{\epsilon} = \frac{1}{\sqrt{\zeta}} \quad (1.27)$$

Setzen wir Gl. 1.25 in Gl. 1.27 ein, so lässt diese uns die Änderung des Brechwertes definieren. Dabei wird die 0. Ordnung der Reihenentwicklung als der Basiswert verstanden und die erste Ordnung als die Änderung. Die höheren Ordnungen werden vernachlässigt, da der Pockelseffekt vorliegt.

$$\zeta_{ij}(E) - \zeta_{ij}^0 = r_{ijk}E_k = \frac{1}{\Delta n^2} \quad (1.28)$$

Da die Änderungen sehr klein sind, kann die folgende Näherung verwendet werden:

⁸ Für eine detaillierte experimentelle Betrachtung des photovoltaischen Effekts und seinen Einfluss auf photorefraktive Prozesse siehe: [16]

$$\Delta n^{-\frac{1}{2}} \approx \Delta n^{-\frac{1}{2}} \frac{d}{dn} \left(\Delta n^{-\frac{1}{2}} \right) = -2n^3 \Delta n = -2n^3 \frac{1}{\sqrt{\Delta \zeta}} = -2n^3 \frac{1}{\sqrt{r_{ijk} E_k}} \quad (1.29)$$

Diese Gleichung kann nun nach Δn aufgelöst werden. In unserem Fall jedoch liegen weder ein äußeres Feld an, noch ein nennenswertes pyroelektrisches Feld vor, weshalb die gesamte k-Komponente des elektrischen Feldes rein auf das Raumladungsfeld E_{SC} reduziert werden kann. Die Änderung des Brechwertes entspricht der ersten Komponente einer Fourierentwicklung des Brechwertes $\Delta n \triangleq n_1$.

$$n_1 = -\frac{1}{2} r_{ijk} n_{eff}^3 E_{SC} \quad (1.30)$$

Dieser Zusammenhang ist für die Bestimmung des Raumladungsfeldes aus den vorliegenden Experimenten zentral, bringt er doch das entstehende Raumladungsfeld mit der Änderung des Brechwertes in direkten Zusammenhang.

1.3 Theorie der gekoppelten Wellen

Der Energietransfer zwischen den beiden Wellen in einem Hologramm wurde von Kogelnik in seiner Theorie der gekoppelten Wellen behandelt. [17] Kogelnik bezog seine Ideen aus Arbeiten zu Akustik und der Ausbreitung von Röntgenstrahlen in Kristallen. Er geht von ebenen Wellen aus, die normal auf die Einfallsebene polarisiert und im oder nahe dem Braggwinkel einfallen. Dabei wird bereits berücksichtigt, dass die Gitter gekippt sein können. (Dieser Effekt wird als Slant bezeichnet.) Der Slant-Winkel ϕ wird angegeben als Winkel des auf die Gitterebenen normalstehenden Gittervektors \mathbf{K} auf die z-Achse, die normal auf die Oberfläche des Kristalles steht. Die Referenzwelle \mathbf{R} fällt in den Kristall ein und bewirkt das Auftreten einer Signalwelle \mathbf{S} . Der Zusammenhang ist in Abb. 1.2 dargestellt.

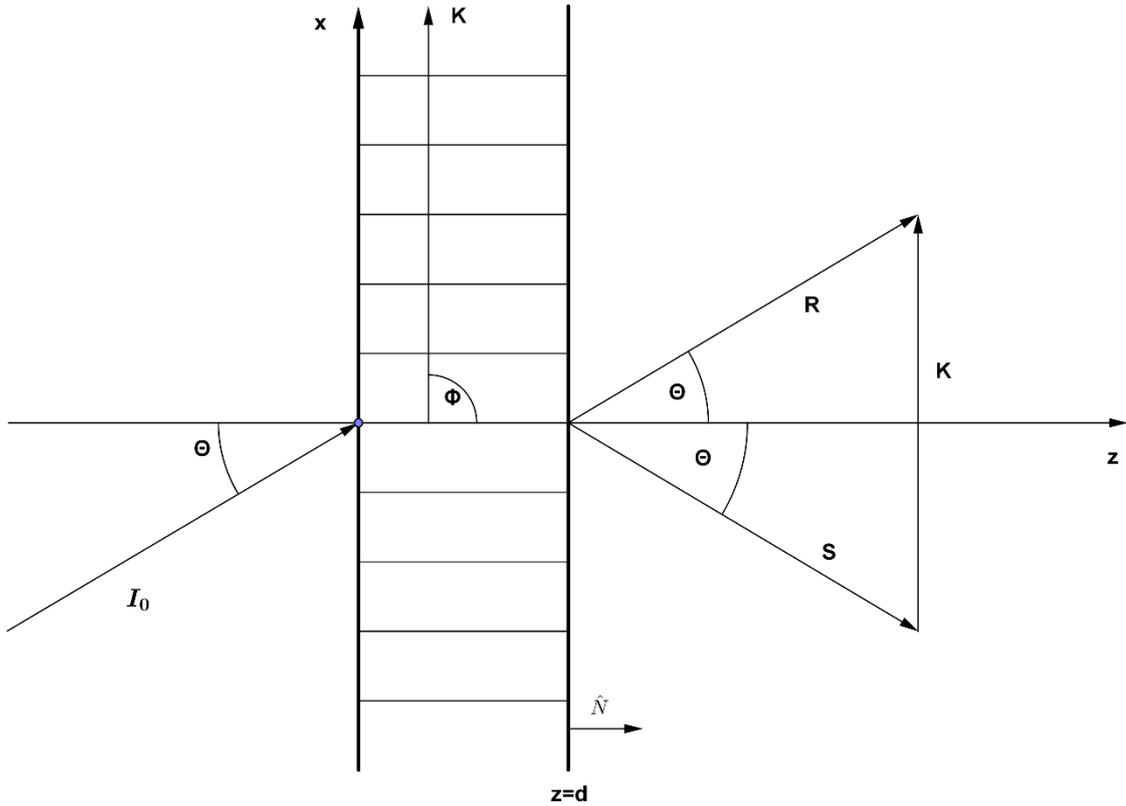


Abbildung 1.2: Ein eingehender Strahl I_0 trifft im Winkel Θ auf den Kristall ein. Der Gittervektor \mathbf{K} steht im Winkel Φ zur z -Achse und definitionsgemäß normal auf die Gitterebenen. Die Signalwelle \mathbf{S} wird durch Beugung im Kristall hervorgerufen. $\hat{\mathbf{N}}$ ist die Oberflächennormale des Kristalles. Der Kristall hat die Dicke d .

Der Betrag des Gittervektors ist definiert durch den Zusammenhang:

$$K = |\mathbf{K}| = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.31)$$

Seine Richtung ist durch den Winkel Φ , in dem das Gitter gekippt ist, festgelegt, wie aus Abb.1.2 leicht ersichtlich ist:

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} K \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

Die Wellenausbreitung im Kristall erfolgt gemäß:

$$\nabla^2 E_y + k^2(x) E_y = 0 \quad (1.33)$$

$E_y(x, z)$ ist die komplexe Amplitude der y -Komponente des elektrischen Feldes. $k(x)$ ist der Ausbreitungskoeffizient. Er ist räumlich mit dem Brechwert n moduliert über den Zusammenhang [18]:

$$k = nk_0 \quad (1.34)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.35)$$

$$n(x, z) = n_0 + n_1(z) \left(e^{-i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{x} + \Psi(z))} + e^{i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{x} + \Psi(z))} \right) \quad (1.36)$$

In diesem Fall ist n_0 der durchschnittliche Brechwert und $n_1(z)$ die tiefenabhängige Brechwertmodulation.⁹ $\Psi(z)$ ist die Phase zwischen den beiden optischen Wellen.

Ansatz Zweiwellenkopplung:

Das elektrische Feld kann durch die Summe der elektrischen Felder der beteiligten Wellen beschrieben werden.

$$E_y(x, z) = R(z)e^{iq_R x} + S(z)e^{iq_S x} \quad (1.37)$$

\mathbf{q}_R und \mathbf{q}_S sind die Ausbreitungsvektoren der jeweiligen Wellen im Kristall. Auch für diese Vektoren gilt die Braggbedingung aus Gl. 1.6.

$$\lambda = 2n\Lambda \sin\theta_B$$

\mathbf{q}_R hängt somit vom Winkel θ im Medium ab. Der Index B bezeichnet wieder den Braggwinkel und n ist der Brechwert des Materials.

$$\mathbf{q}_R = \beta \begin{pmatrix} \sin\theta \\ 0 \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

$$\beta = k_0 n_0 \quad (1.39)$$

Um \mathbf{q}_S zu erhalten, kann Gl. 1.6 herangezogen werden. Dabei muss jedoch eine Ergänzung zu Kogelnik vorgenommen werden.

Kogelniks Ansatz macht lediglich im Braggwinkel korrekte Vorhersagen [18]. Abseits davon aber kommt es zu Abweichungen. So wird entweder eine Änderung der Wellenlänge angenommen, die nicht auftritt, oder eine Änderung des Brechwertes, die stark von der Abweichung des Referenzstrahles vom Braggwinkel abhängt. Darüber hinaus werden die Richtungen des entstehenden Signalstrahles falsch vorhergesagt. Aus diesem Grunde erweiterte Naoya Uchida Kogelniks Ansatz der gekoppelten Wellen drei Jahre nach dessen Veröffentlichung [19].

Kogelnik ging davon aus, dass die Amplituden des Gitters über die gesamte Dicke hinweg konstant bleiben. Tatsächlich stellte sich aber heraus, dass es vorteilhaft ist, einen Abfall des Gitters entlang der z-Achse anzunehmen [19]. Das ist der Fall, weil sich die Absorption nicht nur auf die durchgehenden Wellen, sondern auch auf das von ihnen gebildete Gitter auswirkt. Laut Uchida nimmt die Modulation des Gitters exponentiell mit der Dicke ab. Entlang der x-Achse bleibt das Gitter periodisch.

Wesentlicher hingegen ist die Modifikation des bei Kogelnik noch direkt aus der Braggbedingung entlehnten Zusammenhangs $\mathbf{q}_S = \mathbf{K} + \mathbf{q}_R$. Um für off-Bragg Auslesewinkel exaktere Vorhersagen zu erzielen, wurde die Größe der Wellenvektorfehlanspassung Δq eingeführt. Sie steht normal zur Grenzfläche des Kristalls also in z-Richtung. Ihre Bedeutung besteht darin, dass sie bei abweichenden Winkeln die Gleichheit des Betrages der beiden Vektoren garantiert. In Kogelniks Ansatz reicht der Ausbreitungsvektor der Signalwelle nicht mehr auf die Oberfläche der Ewaldkugel. Durch den Wave-Vector-Mismatch wurde das korrigiert und der Betrag beider Vektoren ist wieder gleich [20]. Damit erhält man \mathbf{q}_S über:

$$\mathbf{q}_S = \mathbf{K} + \mathbf{q}_R - \Delta q \hat{N} \quad (1.40)$$

⁹ Eigentlich die 0. und 1. Fourierkomponente der Fourierentwicklung des Brechwertes.

$$\Delta q_{\pm 1} = \beta \left(\cos\theta - \sqrt{1 - \left(\sin\theta - \frac{K}{\beta} \right)^2} \right) \quad (1.41)$$

Durch Einsetzen der Gl. 1.34-1.41 in Gl. 1.33 ergibt sich folgendes System von Differenzialgleichungen, das numerisch gelöst werden kann nach S_0 und $S_{\pm 1}$.

$$2iq_{-1,z}S_{-1}'(z) + 2k_0^2 n_0 n_1 S_0(z) e^{-i(\Psi(z) + \Delta q_{-1}z)} = 0 \quad (1.42)$$

$$2iq_{0,z}S_0'(z) + 2k_0^2 n_0 n_1 S_{-1}(z) e^{i(\Psi(z) + \Delta q_{-1}z)} = 0 \quad (1.43)$$

Für die -1. Ordnung und für die +1. Ordnung:

$$2iq_{+1,z}S_{+1}'(z) + 2k_0^2 n_0 n_1 S_0(z) e^{-i(\Psi(z) + \Delta q_{+1}z)} = 0 \quad (1.44)$$

$$2iq_{0,z}S_0'(z) + 2k_0^2 n_0 n_1 S_{+1}(z) e^{i(\Psi(z) - \Delta q_{+1}z)} = 0 \quad (1.45)$$

Wie aber bereits in Kapitel 1.1 erwähnt wurde, messen wir den Beugungswirkungsgrad in Abhängigkeit vom Winkelabstand zum Braggwinkel. Unserer Aufgabe besteht nun darin, den Beugungswirkungsgrad mit den obigen Gleichungen in Verbindung zu bringen. Dazu verwenden wir einen anderen Ausdruck für den Beugungswirkungsgrad als seine Definition über die gemessenen Intensitäten in Gl. 1.10. Es ist auch möglich ihn über die rekonstruierte Signalwelle zu beschreiben [17]:

$$\eta = \frac{\left| \cos\theta - \frac{|K|}{\beta} \cos\phi \right|}{\cos\theta} SS^* \quad (1.46)$$

Auf diese Weise wurden die gemessenen Daten mit den Gleichungssystemen 1.42-1.45 in Zusammenhang gebracht. Es wurden Ausdrücke für S gefittet und die Fitparameter waren (neben den Parametern für die Reihenentwicklung für das Bending der Gitter, auf die im nächsten Kapitel eingegangen wird) die Dicke des Gitters die Decay-Length und die Brechwertmodulation. Letztere hängt mit Gl. 1.30 mit dem Raumladungsfeld zusammen, um dessen Bestimmung es hier eigentlich geht.

Da n_1 aber selbst wiederum eine veränderliche Größe ist, die über einen exponentiellen Abfall beschrieben werden kann, gilt:

$$n_1 = n_{10} e^{-\frac{z}{L}} \quad (1.47)$$

n_{10} ist der Startwert bei $z=0$. Über die gesamte Dicke des Gitters kann nun ein Durchschnittswert definiert werden:

$$\bar{n}_1 = \frac{1}{d} \int_0^d n_1(z) dz = n_{10} \frac{L}{d} \left(1 - e^{-\frac{d}{L}} \right) \quad (1.48)$$

Dieser Wert wird für die Bestimmung des Raumladungsfeldes gemäß Gl 1.30 herangezogen.

1.4 Bending der Gitter

Ein letzter Aspekt, der in der bisherigen Behandlung zwar berücksichtigt, jedoch nicht angesprochen wurde, ist die Tatsache, dass die Gitter nicht zwangsläufig flache Ebenen sein müssen. Sie können auch gekrümmt sein. Das führt zu Asymmetrien in den Rockingkurven. Solche Asymmetrien liegen

im Falle dieser Arbeit vor. Entsprechend ist es notwendig, sie zu berücksichtigen. Dieser Effekt wurde umfassend von Toshihiro Kubota beschrieben und erklärt. Er erweiterte das Modell von Uchida noch um eine weitere Facette. [21] [22]

Die Krümmung wurde bei der Datenauswertung berücksichtigt, indem die relative Phase der Lichtwellen $\Psi(z)$ als eine Funktion abhängig von der Tiefe z angeschrieben wurde, sich also über das gesamte Gitter hinweg verändern kann. Die Funktion wurde über eine Reihenentwicklung numerisch bestimmt, deren erste Ordnung die Phase zwischen Interferenzmuster und elektrischem Feld φ der und deren zweite den Slant angibt.

1.5 Energietransfer und Phasentransfer bei gekoppelten Wellen

Man kann auch die eingehenden Lichtintensitäten in Form eines Systems partieller Differentialgleichungen beschreiben. Ich folge hier dem Lehrbuch von Solymar et. al. [23].

$$\frac{dI_1}{dz} + \Gamma \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} \sin\varphi = 0 \quad (1.49)$$

$$\frac{dI_2}{dz} - \Gamma \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} \sin\varphi = 0 \quad (1.50)$$

$$\frac{d\Psi}{dz} + \frac{\Gamma I_1 - I_2}{2 I_1 + I_2} \cos\varphi = 0 \quad (1.51)$$

Mit:

$$\Gamma = \frac{2\pi n_{eff}^3 r_{13} |E_{sc}|}{\lambda \cos\theta} \quad (1.52)$$

Aus Gl. 1.49 ist leicht ersichtlich, dass die Verstärkung der Intensität für $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ein Maximum erreicht und für $\varphi = 0$ keine auftritt und somit auch keine Energieübertragung stattfindet. Die Lösungen lauten:

$$I_1 = I_{10} \frac{1+\gamma}{\beta + e^{-\Gamma_B z}} \quad (1.53)$$

$$I_2 = I_{20} \frac{1+\gamma}{1+\gamma e^{-\Gamma_B z}} \quad (1.54)$$

Mit dem Verhältnis der Eingangsstrahlen:

$$\gamma = \frac{I_{10}}{I_{20}} \quad (1.55)$$

Und $\Gamma_B = \Gamma \sin\Psi$.

Setzen wir Gl. 1.53 und 1.54 in Gl. 1.51 ein und integrieren, so erhalten wir eine Aussage über die Phasendifferenz zwischen den Wellen.

$$\Psi(z) = \Psi_0 + \frac{1}{2} \cot\varphi \ln\left(\frac{(1+\gamma)^2 e^{-\Gamma_B z}}{(\gamma + e^{-\Gamma_B z})^2}\right) \quad (1.56)$$

Diese Gleichung kann uns gemäß Gl.1.42-1.45 Auskunft über die Form der Gitterebenen geben. Die Gitterebenen sind im Allgemeinen gekrümmt. Sie werden jedoch linear, wenn $\varphi = 0$. Dann vereinfacht sich der Ausdruck für Ψ zu:

$$\Psi = \frac{\Gamma z}{2} \frac{1-\beta}{1+\beta} \quad (1.57)$$

Für Lithiumniobat trifft das für gewöhnlich näherungsweise zu. Somit tritt kein Energietransfer zwischen den Strahlen im Gitter auf. Es kann aber immer noch $\beta \neq 0$ sein, wodurch ein Phasentransfer auftritt. Es liegt somit eine dickenabhängige Neigung der Gitter vor, die als Slant bezeichnet wird. In unserem Fall sind die Gitter jedoch, wie bereits in Kapitel 1.4 beschrieben wurde, gekrümmt. Das ist möglich, da φ doch um einen kleinen Wert ungleich Null ist. Dieser Wert nimmt mit ansteigender Belichtung zu.

2. Aufbau

2.1 Das Schreiben der Hologramme

Der gesamte Aufbau ist in Abb. 2.1 skizziert und in Abb. 2.2 und 2.3 fotografiert zu sehen. Das experimentelle Setup kann in die folgenden Bereiche gegliedert werden: Strahlaufweitung, Mach-Zehnder Interferometer, Kristall und Messinstrumente. Von letzteren sind nur das erste Glied in der Signalkette, die Dioden, abgebildet. Im Folgenden wird jeder dieser Bereiche gesondert behandelt. Auf dem Foto sind auch Abschirmungen aus schwarzem Papier zu sehen, die zwischen dem Interferometer und der Strahlaufweitung aufgespannt wurden. Sie dienen zur Abschirmung von Streulicht und zum Schutz vor Reflexionen des Strahles. Die Box ist eine Struktur, die aufgrund ihres Aussehens diese Bezeichnung erhalten hat. Sie wurde eingesetzt, um den Einfluss von Luftbewegungen auf den Schreibvorgang zu reduzieren. Ich werde in Kapitel 2.2.2 näher auf sie eingehen.

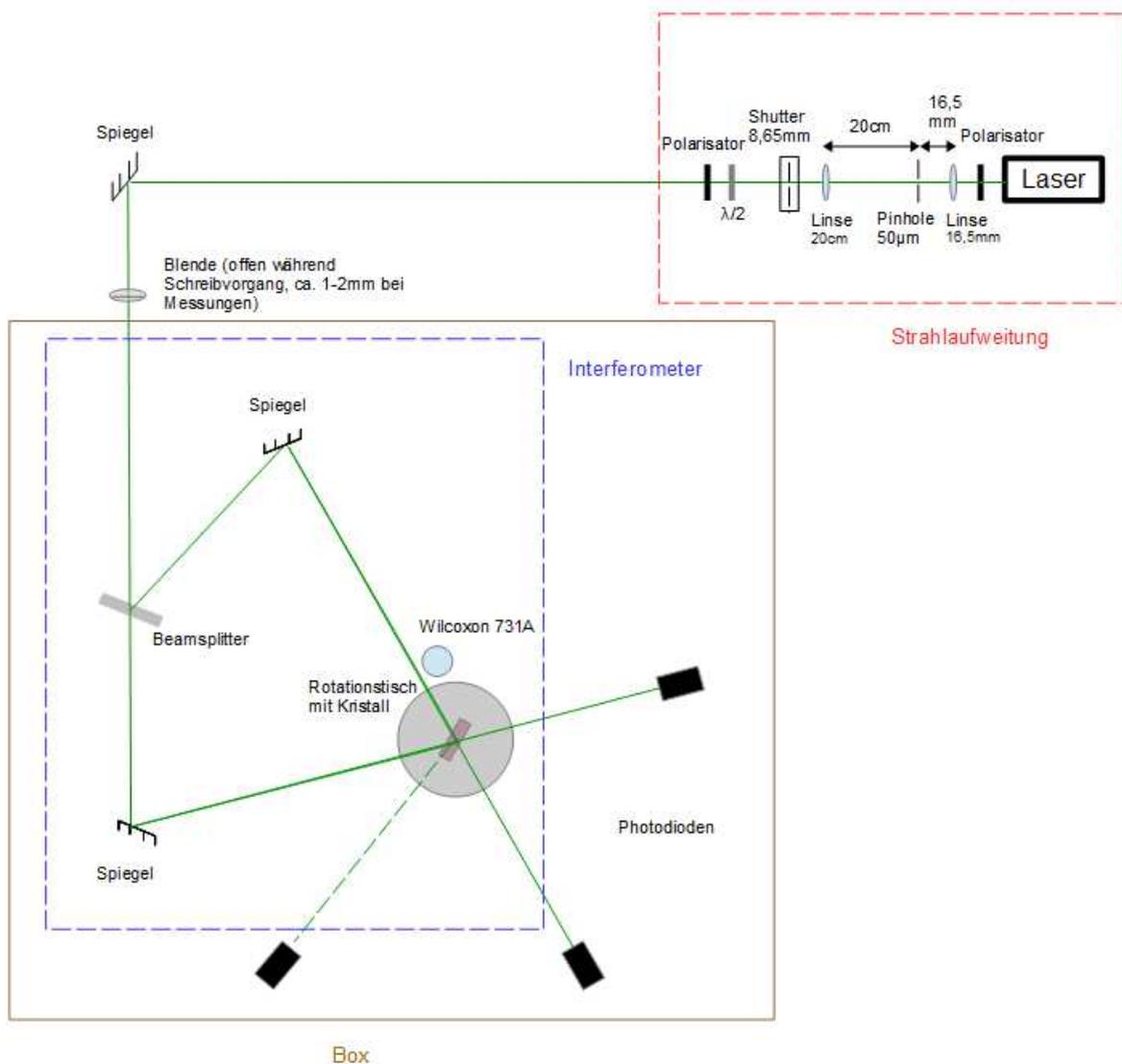


Abbildung 2.1: Der experimentelle Aufbau in schematischer Darstellung. Das Wilcoxon 731A wurde zur Messung der vom Tisch übertragenen Vibrationen verwendet. Abseits der Vibrationsmessungen war es nicht mehr Teil des Aufbaus. Die dritte Diode konnte nur eingesetzt werden, wenn der Kristall um den doppelten Braggwinkel rotiert wurde, weshalb der Strahl strichliert eingezeichnet ist.

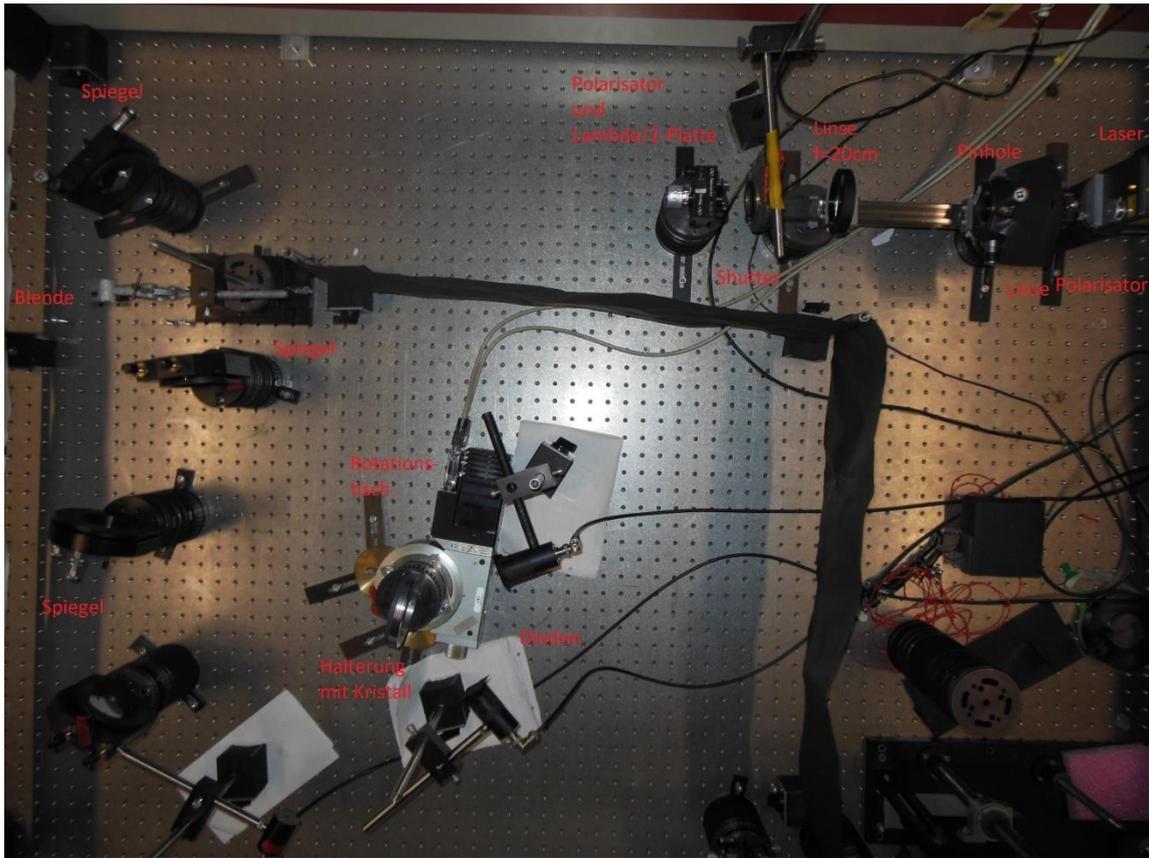


Abbildung 2.2: Der Aufbau wurde von oben fotografiert. Das Wilcoxon ist nicht mehr Teil des Aufbaus. Die Box ist nicht aufgestellt. Ansonsten ist der Aufbau identisch mit der Skizze in Abb. 2.1. Die Papierblätter unter den Dioden dienen dazu, diese vom geerdeten Tisch zu isolieren.

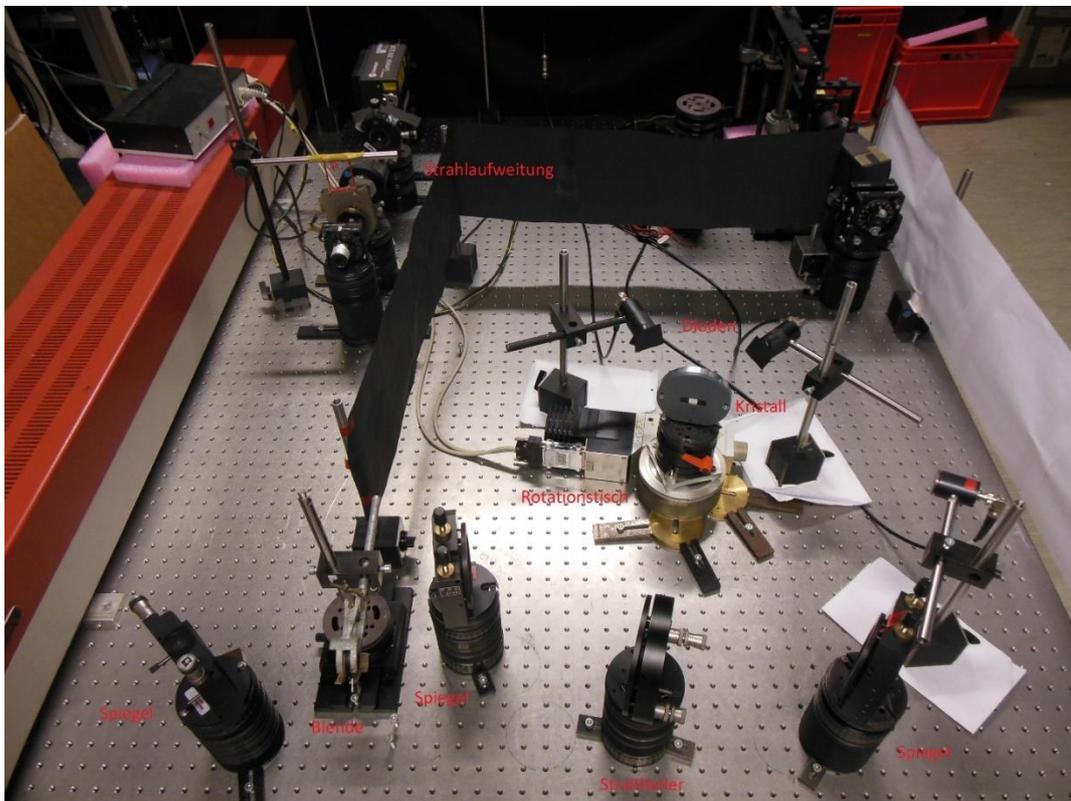


Abbildung 2.3: Der gesamte Aufbau wie in Abb. 2.2 von der Seite. Die schwarzen Schirme dienen dazu, Streulicht abzufangen und den Strahl zu blockieren, wenn die Dioden nicht aufgestellt sind.

2.1.1 Strahlaufweitung

Am Beginn des Aufbaus steht der Laser. Es handelt sich um einen Coherent Genesis MX SLM mit einer Wellenlänge von 514nm und einem Strahldurchmesser von 1mm. Direkt vor dem Laser wurde eine optische Bank exakt in Strahlrichtung platziert. Auf ihr befinden sich ein Polarisator, der vor dem Eintritt in den weiteren Aufbau sicherstellt, dass die Polarisation des Laserlichts linear ist. Sowohl der Laser als auch der Polarisator haben σ -Polarisation. Danach durchläuft der Strahl ein einfaches Linsensystem, analog zu einem astronomischen Fernrohr. Die erste Linse ist eine Newport M-5X Objektivlinse mit einer 5x-Vergrößerung und einer Brennweite von 25,4mm. Die zweite Linse ist plankonvex, wurde mit der konvexen Seite zum Laser gerichtet positioniert und hat eine Brennweite von 200mm. Genau im Brennpunkt zwischen den Beiden Linsen wurde ein Pinhole mit 50 μ m Durchmesser platziert. Die Strahlaufweitung wurde in Abb. 2.1 skizziert und ist in Abb. 2.4-2.6 abgebildet.

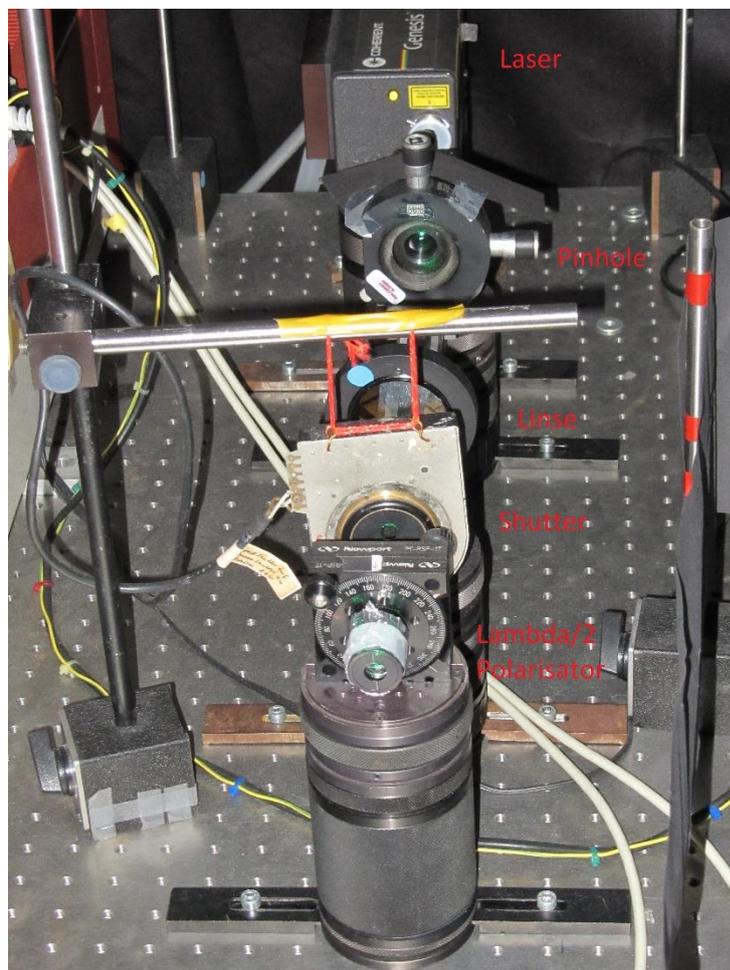


Abbildung 2.4: Strahlaufweitung.

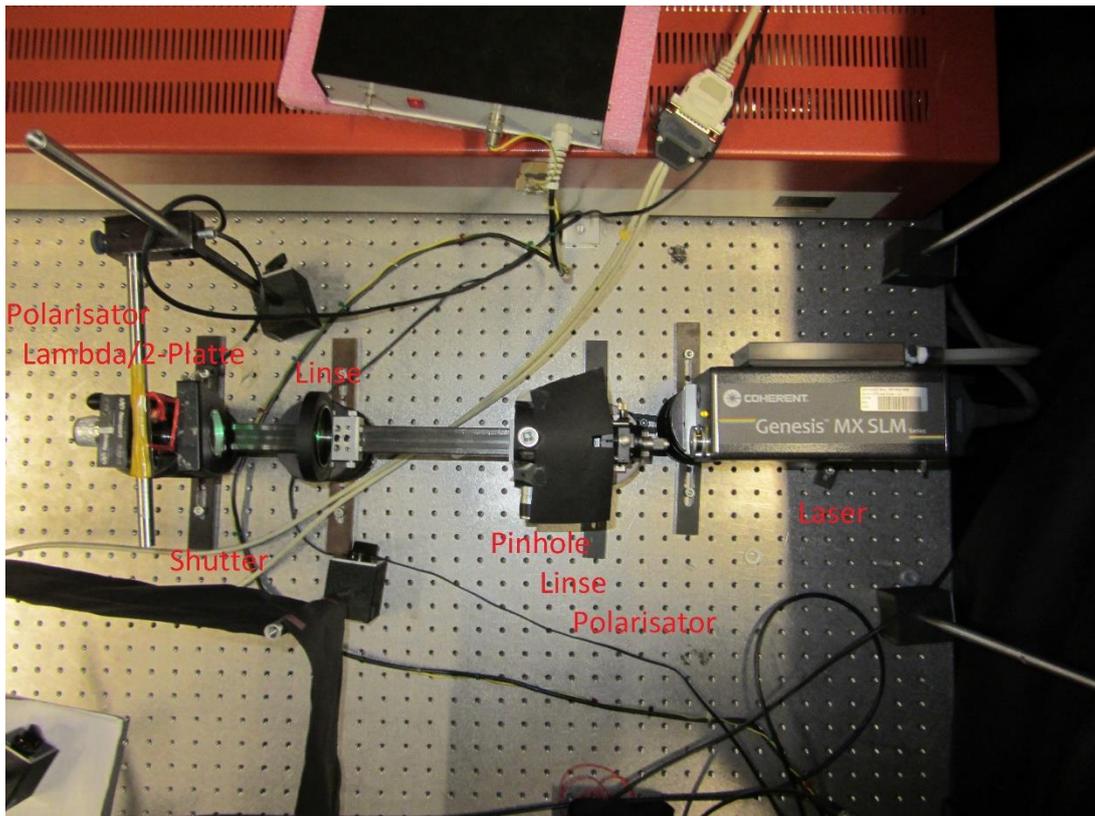


Abbildung 2.5: Strahlaufweitung von oben.

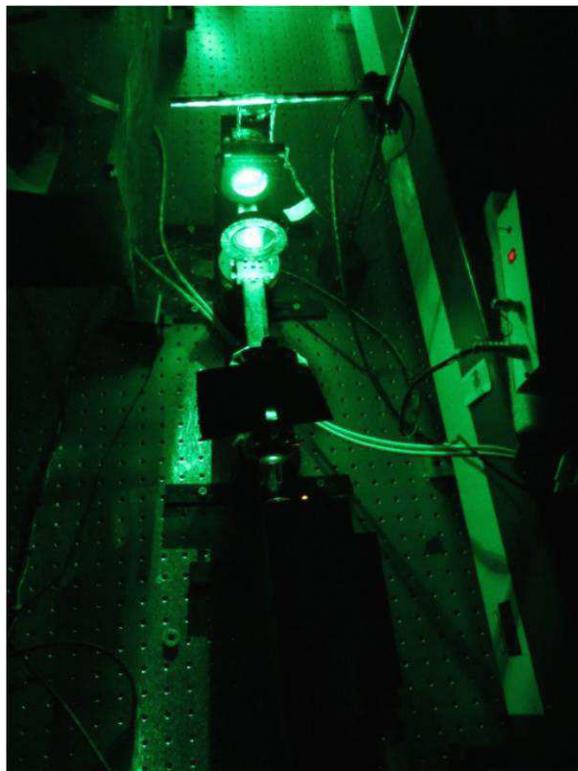


Abbildung 2.6: Strahlaufweitung bei aktivem Laser.

Der Zweck dieses Aufbaus besteht darin, den Strahldurchmesser so weit zu erweitern, dass er den Kristall auf einer größeren Fläche ausleuchtet, und Störungen im Strahl zu filtern. Der Laserstrahl weist eine Intensitätsverteilung in Form einer Gaußkurve auf. Ein gaußscher Strahl wird durch eine

Konvexlinse fouriertransformiert. Die Fouriertransformierte einer Gaußkurve ist erneut eine Gaußkurve. Die Fehler im Strahl werden jedoch vom Zentrum an den Rand des Strahles geschoben. Im Brennpunkt wird ein Pinhole platziert, um genau diese Fehler zu filtern. Sein Durchmesser bemisst sich gemäß:

$$D = \frac{\lambda f}{r} \quad (2.1)$$

Hierbei ist D der Durchmesser des Pinholes, f die Brennweite der ersten Linse und r der ursprüngliche Strahldurchmesser bei $1/e^2$. Anschließend wurde großzügig auf 50 μm aufgerundet. Nach der zweiten Linse, die als Kollimator fungiert, befindet sich ein elektronisch gesteuertes Shutter, dessen Öffnungsweite angepasst wurde, um erneut Fehler am Rand des Strahles zu filtern. Diese zweistufige Vorgangsweise bewirkte qualitativ bessere Ergebnisse. Schließlich wurde ein System aus Lambda-Halbe-Platte und Polarisator platziert. Erstere dient dazu, die Intensitätsausbeute von letzterer zu optimieren, indem die Polarisation des Strahles gedreht wird. Es wird erneut σ -polarisiert. Der Grund dafür wurde in Kapitel 1.1 besprochen, da er im Zusammenhang mit der Anisotropie des Kristalls steht.

2.1.2 Mach-Zehnder-Interferometer

Ein Spiegel lenkt den Strahl in den Interferometeraufbau um. Er ist in Abb. 2.7 und 2.8 zu sehen. Die danach aufgestellte Blende kann den Strahl beim Schreiben und Löschen unverändert passieren lassen und verengt ihn beim Auslesen erneut auf ca. 1-2mm. Ein Beamsplitter teilt die Intensitäten des Strahls ca. 60:40 auf (genaue Werte siehe Anhang), wobei der reflektierte Strahl der intensitätsstärkere ist.¹⁰ Beide Strahlen werden im gleichen Winkel auf die auf einem Rotationstisch angebrachte Probe gelenkt. Die beiden Strahlarme sind symmetrisch und gleich lang. Der Aufbau wurde nur durch Umpositionierung der Spiegel geändert, um eine andere Gitterkonstante zu erhalten. Die anschließend besprochenen Gitterkonstanten sind 571nm und 456nm, was gemäß der Braggbedingung in Gl. 1.6 einem äußeren Einschreibwinkel von rund 26,75° bzw. 34,3° entspricht.

¹⁰ Eine 50:50 Strahlteilung wäre zu bevorzugen.

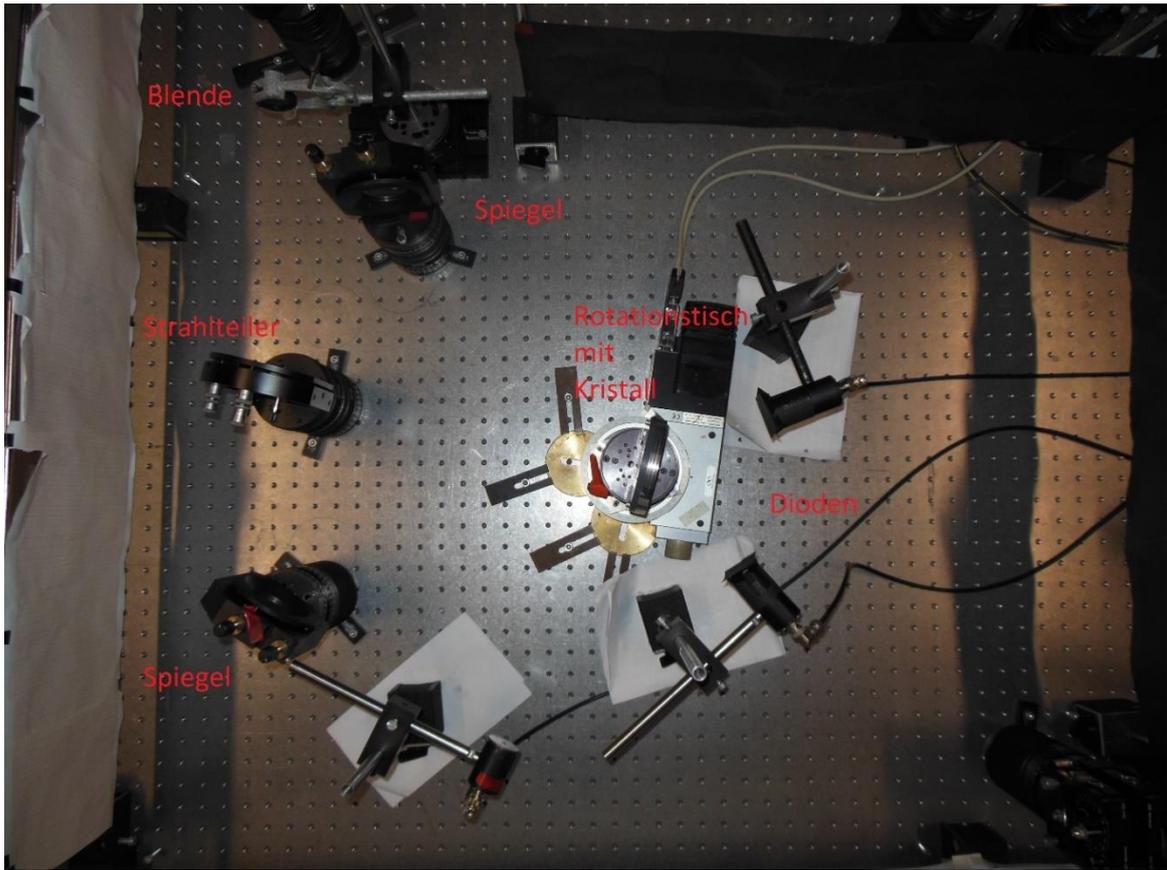


Abbildung 2.7: Mach-Zehnder-Interferometer von oben.

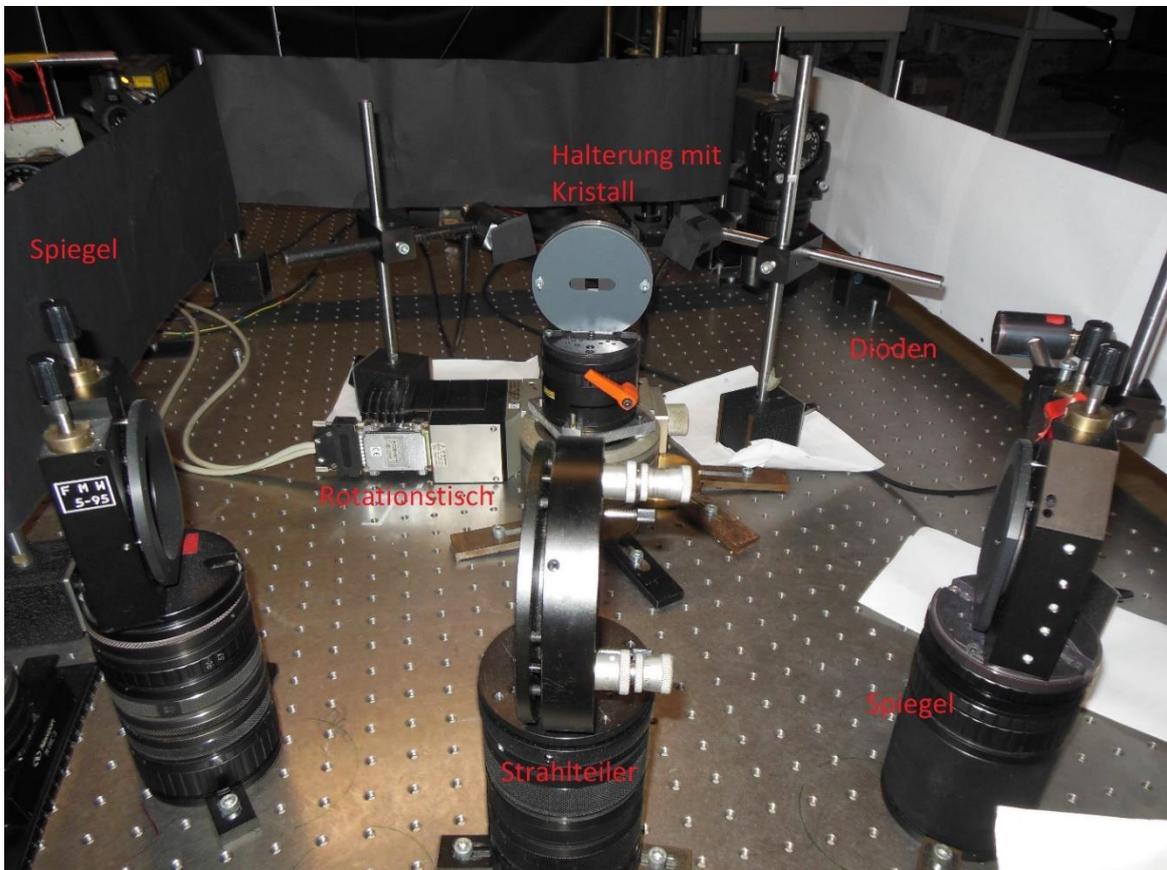


Abbildung 2.8: Mach-Zehnder-Interferometer von vorne.

2.1.3 Kristall

Bei dem Kristall handelt es sich um ein weltweites Unikat. Es ist eine von zwei Scheiben vom einzigen $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ Kristall, der mit reinem Lithium-7 gezüchtet wurde. Das hat große Vorteile bei der Neutronenoptik, für die dieser Kristall hauptsächlich eingesetzt wird. Lithium-6 ist nämlich ein starker Neutronenabsorber im Gegensatz zu Lithium-7. Die Probe ist eine Scheibe von etwa 1,33mm Dicke. Sie wurde in der Halterung festgeklebt, wobei sie vor seitlicher Lichteinstrahlung durch ein abschirmendes schwarzes Papier geschützt wird. Der Kristall ist in Abb. 2.9 zu sehen.

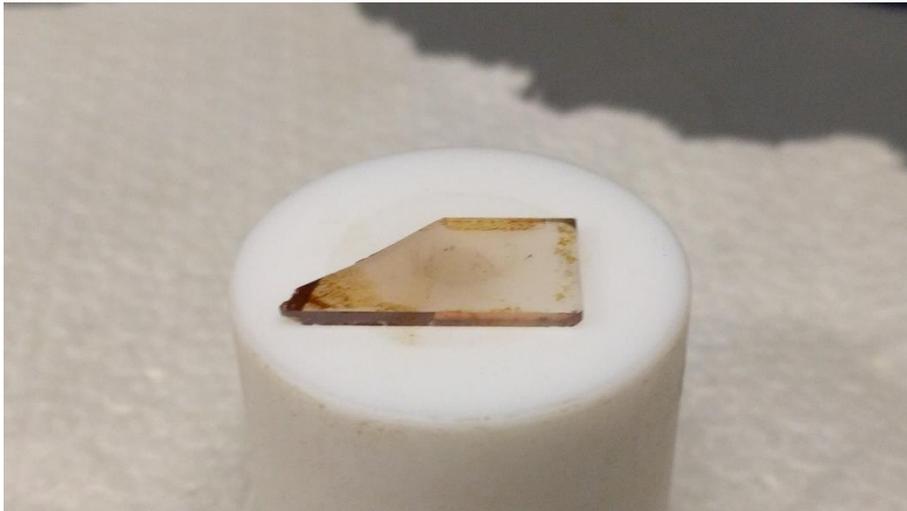


Abbildung 2.9: $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ Kristall aus reinem Lithium-7. Der Kristall wurde nach der Aufnahme dieses Fotos gründlich gereinigt. In erster Linie sind hier Kleberreste auf ihm zu sehen. Die leicht rötliche Färbung ist eine Folge der Eisendotierung.

Der a-Achse des Kristalls ist der ordentliche Brechwert n_o zuzuordnen. Relevant für die oben beschriebene Anordnung ist σ -polarisiertes Licht. Somit oszilliert das einfallende Licht parallel zur a-Achse des Kristalls, was die Verwendung der 13-Komponente des elektrooptischen Tensors r_{13} erfordert. Die Werte sind in Tab. 2.1 angegeben. Sie sind abhängig von der Wellenlänge und der Literatur entnommen, ausgenommen der Dicke d des Kristalls, die gemessen wurde.

r_{13}	10^{11} m/V [24]
n_o	2,3326 [25]
d	$1,45\text{mm} \pm 0,05\text{mm}$

Tab. 2.1: Relevante Größen des Kristalls.

In Abb. 2.10 wird der Kristall in der Probenhalterung befestigt im Interferometer gezeigt. Die Ränder des Kristalls wurden mit schwarzem Papier verdeckt, um einen seitlichen Einfall von Licht zu vermeiden. Die bestrahlte Fläche betrug näherungsweise einen Quader von 11mmx10mm.

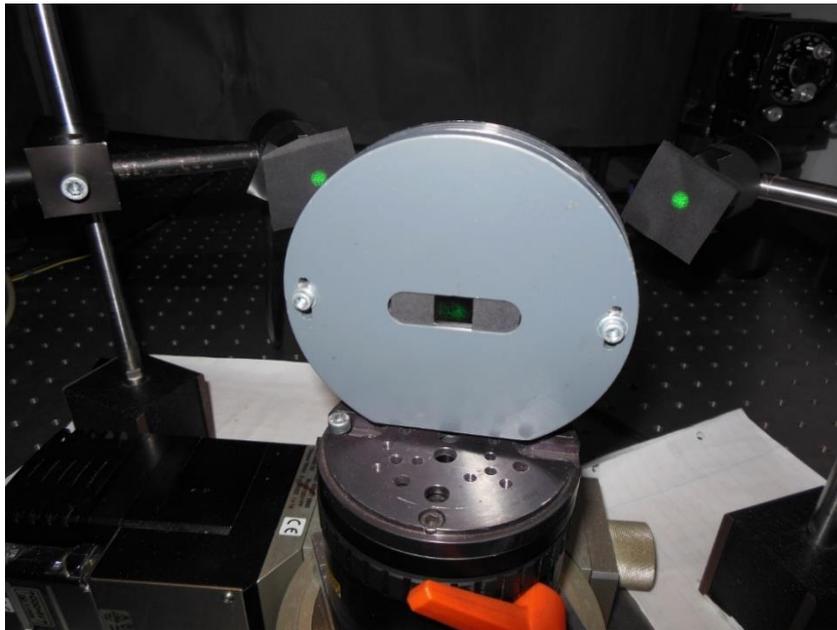


Abbildung 2.10: Der Kristall auf dem Rotationstisch wird beleuchtet. Er wurde am Rand von einem Blatt Papier abgeschirmt. Die Beleuchtung erfolgt von vorne und geht annähernd über die gesamte sichtbare Oberfläche des Kristalls. Die Dioden sind in Position und abgedeckt.

2.1.4 Durchführung der Experimente

Wurde der Aufbau geändert, so wurden nur die beiden Spiegel im Interferometer und die Dioden anders positioniert. Strahlteiler und Rotationstisch blieben fixiert.

Geschrieben wurde mit unterschiedlichen Intensitäten – siehe Tab. 2.2 – für 10s bis 140s. Während der Schreibvorgänge befand ich mich nicht im Labor. Das in Kapitel 2.1.1 beschriebene Shutter bei der Strahlaufweitung wurde computergesteuert geöffnet. Eine Wartezeit von 120s nach Verlassen des Raumes wurde nie unterschritten.

Zwischen zwei Schreibvorgängen wurde das Hologramm für 30min bei voller Leistung mit einem Strahl gelöscht. Anschließend wurde gemessen, ob der Löschvorgang erfolgreich war. Vor jedem Schreibvorgang wurde eine Rockingkurve um die letzte Schreibposition aufgenommen.

Da bei einem Aufbau alles an Ort und Stelle verblieb, wurden die Dioden während der Schreib- und Löschvorgänge mit speziell angefertigten Kappen abgedeckt (siehe Abb. 2.8 und 2.11). Bewegt wurden nur die Plexiglasplatte und ein Strahlblocker der für den Auslese- und Löschvorgang eingesetzt wurde.

Summe	I_{10}	I_{20}	γ
1,01mW ± 0,815μW	679μW ± 94μW	432μW ± 104μW	1,57μW ± 0,44μW
189mW ± 0,493mW	107mW ± 1mW	82,3mW ± 0,4mW	1,30mW ± 0,01mW
238mW ± 0,759mW	134mW ± 1mW	104mW ± 1mW	1,29mW ± 0,02mW
265mW ± 0,814mW	150mW ± 1mW	115mW ± 1mW	1,30W ± 0,01mW
299mW ± 0,950mW	169mW ± 1mW	130mW ± 1mW	1,30mW ± 0,01mW
375mW ± 1,42mW	217mW ± 1mW	168mW ± 1mW	1,29mW ± 0,01mW
483mW ± 2,44mW	273mW ± 1mW	210mW ± 1mW	1,30mW ± 0,01WW
540mW ± 2,21mW	305mW ± 1mW	235mW ± 1mW	1,30mW ± 0,01WW

Tab. 2.2: Es ist klar ersichtlich, dass der Strahlteiler den Strahl nicht 50:50 teilt. Die Fehler entstammen der statistischen Auswertung durch das Messgerät.

2.2 Das Auslesen der Hologramme

2.2.1 Messinstrumente

Als Dioden wurden Modelle der Series 5T von Centronic verwendet. Sie wurden für jeden Aufbau einmal platziert und dann in Position gehalten, um mangelnde Vergleichbarkeit aufgrund besser oder schlechter ausgerichteter Dioden ausschließen zu können. Die Dioden befanden sich in der Box, unter der auch ausgelesen wurde. Jede davon war mit einem Kanal eines spezialgefertigten Messverstärkers verbunden. Jeder Kanal wurde für diese Diode und diese Wellenlänge kalibriert. Von dort ging das um einen Faktor von 10^3 bis 10^8 verstärkte Signal weiter in zwei digitale Multimeter, die mit einem Computer verbunden waren, der die Messergebnisse aufzeichnete.

2.2.2 Durchführung der Experimente

Zunächst wurde versucht, den Einfluss von über den Tisch übertragenen Vibrationen und Luftbewegungen so gut es geht zu minimieren. Dazu wurden zuerst Vibrationsmessungen durchgeführt. Ein Wilcoxon 731A seismisches Accelerometer wurde direkt vor dem Rotationstisch neben dem Strahlverlauf platziert und an einen Wilcoxon P31 Messverstärker angeschlossen. Von diesem ging das Signal in ein LeCroy wave surfer 424 Digitaloszilloskop. Das führte ein FFT im Flat Top Fenster aus. Es wurden verschiedene Varianten getestet, um die Vibrationen auf der Tischplatte zu minimieren (siehe Kapitel 3.1). Außerdem wurde die ideale Uhrzeit zum Schreiben ermittelt, die danach jedoch aus praktischen Gründen nicht genutzt werden konnte.

Anschließend wurde getestet, ob eine Struktur aus einem mehrschichtigen Material auf Zellulosebasis, wie es in der Transportwirtschaft gemeinhin Verwendung findet, um sensible Güter von Umwelteinflüssen abzuschirmen, auch eingesetzt werden kann, um Luftbewegungen beim Schreibvorgang zu reduzieren (siehe Abb. 2.11). Die Vorrichtung wurde zuvor für diese Anwendung optimiert. Bestehende Öffnungen wurden versiegelt und neue an geeigneter Stelle hinzugefügt. Um der ansonsten blickdichten Konstruktion die Option hinzuzufügen, einen Blick in ihr Inneres werfen zu können und auch mit ihr an Ort und Stelle auf den darunter verdeckten Aufbau zugreifen zu können, wurde eine große Öffnung in die Decke geschnitten, die mit einer großzügig dimensionierten Plexiglasplatte abgedeckt werden konnte. Aufgrund der Schwerkraft und elektrostatischer Kräfte schließt diese sehr gut ab. Ein Großteil dieser Arbeit wurde bereits von meinen KollegInnen erledigt, bevor meine Arbeit begann. Es wurden Hologramme mit und ohne jener Vorrichtung unter ansonsten gleichen Bedingungen eingeschrieben und danach deren Rockingkurven verglichen (Siehe Kapitel 3.2).



Abbildung 2.11: Eine für den Zweck, optische Aufbauten von Luftbewegungen abzuschirmen, optimierte Struktur aus einem mehrlagigen Material auf Zellulosebasis – Kartonage – wurde in den bestehenden Aufbau integriert und mit einer Plexiglasplatte abgedeckt, um die Deckenöffnung, die Zugriff zum Interferometer und den Dioden gewährt, zu schließen.

Das erste Hologramm wurde geschrieben und die Dioden optimal platziert. Sie wurden anschließend nicht mehr bewegt – ihre Positionierung jedoch noch regelmäßig überprüft. Es wurden drei Dioden verwendet, um für die Schreibposition eine +1. und -1. Ordnung für die Auswertung zu erhalten, sowie eine weitere, um für Strahl 1 auch noch eine zusätzliche -1. Ordnung zur Bestimmung der genauen Gitterkonstante aufzeichnen zu können.

Die Intensität des einfallenden Lichtes wurde mit einer Coherent Labmaster 1 Diode mit zugehörigem Digitalmessgerät bestimmt. Sie wurde jeweils zwischen Spiegel und Rotationstisch im Interferometer aufgestellt.

Eine erste Messreihe sollte feststellen, ob die Hologramme auch reproduzierbar sind oder ob nicht kontrollierbare Umwelteinflüsse eine zu starke Auswirkung haben, um noch gesicherte Aussagen machen zu können. Dazu wurde mehrmals das gleiche Hologramm eingeschrieben und gemessen. Die Abweichung der Rockingkurven wurde dann auch für die Angabe der Fehler in allen Graphen verwendet, die in Kapitel 3 zu sehen sind, mit Ausnahme derer zu den Vibrationen und den Raumladungsfeldern. Eine zweite Messreihe sollte das optimale Verhältnis von Intensität und Belichtungszeit bestimmen. Dazu wurden mit gleicher Belichtung jedoch unterschiedlichen Verhältnissen von Belichtungszeit und Lichtintensität Hologramme eingeschrieben. Eine letzte Messreihe betrachtete die Auswirkung von ansteigender Belichtungszeit in 10s-Schritten bei gleicher Intensität. In Kapitel 3 werden die Ergebnisse der Messungen präsentiert.

2.2.3 Erstellung der Rockingkurven

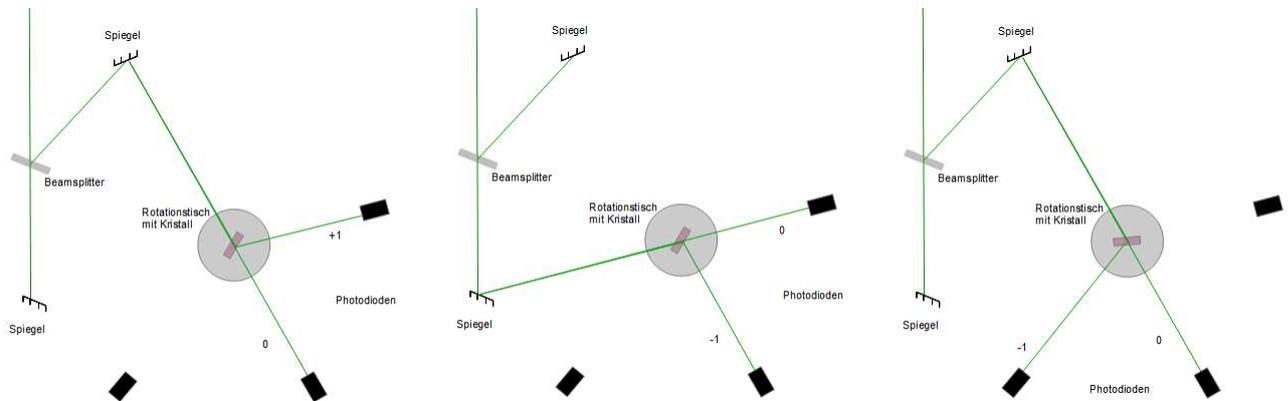


Abbildung 2.12: Hier ist jeweils dargestellt, mit welchem Strahl aus dem Interferometer der Kristall beim Auslesen der Hologramme belichtet wurde. Die nicht eingezeichneten Strahlarme wurden hinter dem Spiegel geblockt. Die Ordnungen sind jeweils neben den ausgehenden Strahlen hinter dem Kristall eingetragen. Für die dritte Messung wurde der Kristall um den doppelten Braggwinkel rotiert.

Die Basis für die Datenauswertung stellen die aufgenommenen Rockingkurven dar. Sie sind, wie bereits erwähnt, Messungen der Intensitäten der 0. und ± 1 . Beugungsordnung in Abhängigkeit vom Winkel des einfallenden Strahles. Der einfallende Strahl kommt aus dem Interferometer. Es wurde jeweils einer der beiden eingehenden Strahlen blockiert und der andere als Lesestrahle verwendet. Somit wurden die +1. und die -1. Ordnung hintereinander mit einem jeweils anderen Lesestrahle gemessen. (Siehe Abb. 2.12) Die Intensität beim Auslesen war so gering, wie es der Laser erlaubte (Siehe Tab. 2.2). Weil der Strahlteiler nicht exakt 50:50 teilte, waren die Strahlen mit denen ausgelesen wurde, von unterschiedlicher Intensität. Der Strahl wurde vor dem Interferometer durch die Blende wieder auf einen Durchmesser von 1-2mm reduziert, was die Schärfe der Rockingkurve verbesserte, da nur der Bereich im Zentrum getroffen wurde. Da wir mit einem Gauß'schen Strahl geschrieben haben, ist das Gitter am Rand merklich schwächer als in der Mitte. Durch die Strahlaufweitung ist der Bereich in der Mitte sehr breit, jedoch kann ein Abfall im Beugungswirkungsgrad an den Rändern des belichteten Bereiches festgestellt werden. Ein noch größerer Vorteil ist, dass der Lesestrahle, der ja der gleiche Gauß'sche Strahl ist, nur mit geringerer Intensität, ebenfalls nur in seinem Zentrum genutzt wird und nicht an den Intensitätsschwächeren Rändern. Der somit tatsächlich so gut wie homogene Strahl geht durch jenen Bereich des Gitters, der ebenfalls sicher homogen ist.

Der Einfallswinkel auf den Kristall konnte natürlich nicht im Interferometer geändert werden, da dies den Aufbau verändern würde. Es wurde stattdessen der Kristall rotiert. Er wurde in einer Probenhalterung auf einem Rotationstisch befestigt. Mit dieser Vorrichtung war es möglich in Schritten von bis zu $1/1000$ eines Grades zu rotieren. Für die Aufnahme der Rockingkurven wurde in $(4/1000)^\circ$ -Schritten ein Winkelbereich von $\pm 0,5^\circ$ um den Braggwinkel durchlaufen. Zu jedem der Schritte wurden die Ergebnisse der Intensitätsmessungen aufgezeichnet. Die Rotation wurde zusammen mit der Aufzeichnung über ein Programm gesteuert, das mir Martin Fally dankenswerter Weise zur Verfügung stellte.

Danach musste noch der Braggwinkel exakt bestimmt werden. Dazu wurde der Kristall um den doppelten Braggwinkel rotiert. Dadurch konnte mit demselben Strahl, mit dem um die Schreibposition die +1. Ordnung gemessen wurde, nun die zugehörige -1. Ordnung gemessen werden (Siehe Abb. 2.12) Der Braggwinkel ist exakt der halbe Winkelabstand zwischen den beiden Peaks der aufgezeichneten Rockingkurven.

Das setzt natürlich voraus, dass die Rockingkurven einen eindeutigen Peak haben. Ihr Aussehen ist theoretisch näherungsweise das einer sinc-Funktion [17] [19]. Durch das Auftreten einer Krümmung der Gitter kann es zu Abweichungen davon kommen [21] [22] [23]. Beispiele für Rockingkurven finden sich in Abb. 2.13 und 2.14.

Addiert man beide Intensitäten, müsste sich eigentlich – unter der Annahme einer konstanten Intensität des eingehenden Strahles – ein konstanter Wert über die gesamte Rockingkurve hinweg ergeben. Tatsächlich ist das aber nicht der Fall. Der dadurch entstehende Fehler ist jedoch vernachlässigbar.

Es empfiehlt sich, die beiden Intensitäten im Beugungswirkungsgrad zusammen zu fassen (siehe Abb. 2.13 und 2.14.). Dieser vermittelt bereits ein gutes Bild von dem zu erwartenden Raumladungsfeld.

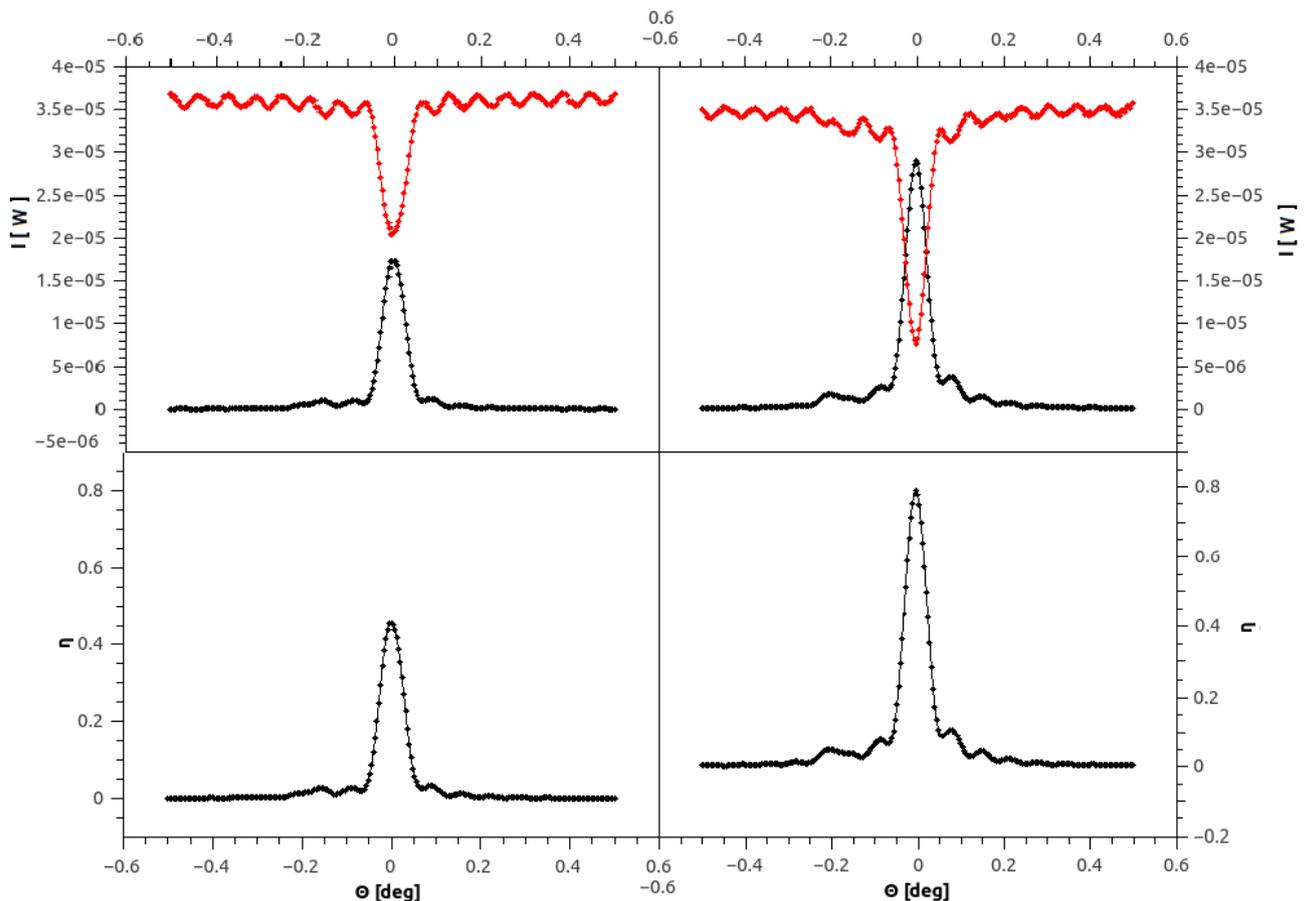


Abbildung 2.13: In den beiden oberen Grafiken sind die Intensitäten I gegen die äußeren Winkel Θ aufgetragen. In den unteren beiden Grafiken sind die passenden Beugungswirkungsgrade dargestellt. Beide Hologramme haben eine Gitterkonstante von 571nm. Die Grafiken links stellen ein Hologramm dar, das mit 540mW für 20s belichtet wurde, das rechte eines, das mit 265mW 70s eingeschrieben wurde. Beide Rockingkurven wurden für die +1. Ordnung gemessen. Bei einem Beugungswirkungsgrad von über 0,5 überlappen die Kurven der Intensitätsmessung. Die Rockingkurven sind hier noch annähernd symmetrisch. Der Fit ergab für das links dargestellte Gitter: $d=(1286\pm 6)\mu\text{m}$; $L=(895\pm 18)\mu\text{m}$; $n_{10}=1,76\pm 0,02$; $\bar{n}_1=(9,34\pm 0,15)10^{-5}$; $E_{sc}=(14,72\pm 0,24)\text{kV/cm}$; und für das Rechte: $d=(1353\pm 8)\mu\text{m}$; $L=(686\pm 9)\mu\text{m}$; $n_{10}=2,97\pm 0,02$; $\bar{n}_1=(13,0\pm 0,154)10^{-5}$; $E_{sc}=(20,49\pm 0,24)\text{kV/cm}$

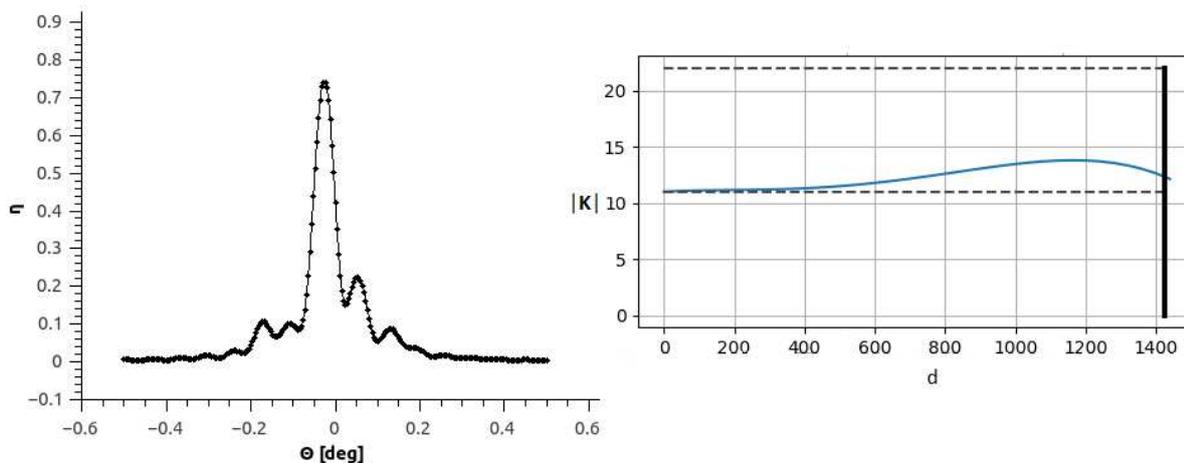


Abbildung 2.14: Dieses Hologramm weist eine Gitterkonstante von 571nm auf. Es wurde mit 265mW 140s lang geschrieben. Dargestellt ist die +1. Ordnung. Im Gegensatz zu einem Hologramm, das mit der halben Belichtungszeit geschrieben wurde, ist die Rockingkurve hier augenscheinlich asymmetrisch. Die Gitter sind merklich gekrümmt. Die Krümmung wurde über das Fitprogramm errechnet. Die gefittete Form der Gitter ist neben der Rockingkurve abgebildet. $|K|$ und d sind in μm angegeben. Der Fit ergab für das Gitter: $d=(1427\pm 42)\mu\text{m}$; $L=(539\pm 17)\mu\text{m}$; $n_{10}=2,97\pm 0,06$; $\bar{n}_1=(9,79\pm 0,398)10^{-5}$; $E_{sc}=(15,43\pm 0,63)\text{kV/cm}$

2.2.4 Anmerkungen zu den Fits

Die erhaltenen Datensätze wurden schließlich als Rohdaten für einen Fit verwendet. Gefittet wurde, wie in Kapitel 1 entwickelt, die Amplitude der Signalwelle gemäß dem System partieller Differentialgleichungen Gl. 1.42-1.45. Der Zusammenhang mit den Messdaten erfolgt über den Beugungswirkungsgrad, nach Gl. 1.10 und 1.46.

$$\eta = \frac{I_S}{I_R + I_S} = \frac{\left| \cos\theta - \frac{|K|}{\beta} \cos\Phi \right|}{\cos\theta} SS^*$$

Die Fitparameter sind die Brechwertmodulation, die Decaylength und die Dicke des Gitters sowie $\Psi(z)$, das über eine Reihenentwicklung bestimmt wurde. Um das Bending zu bestimmen, wurde je nach Bedarf und Rechenaufwand von der 4. Bis zur 6. Ordnung gefittet. Die erste Ordnung gibt dabei den Phasenschub φ und die zweite Ordnung den Slant an.

Beim Fitten wurde die Absorption und etwaige Fehler vernachlässigt. Der effektive Brechwerte von Lithiumniobat für Licht mit einer Wellenlänge von 514nm beträgt 2,3326 [25].

Die Ergebnisse dieser Fits sind in Abb. 3.23 und 3.24 zu sehen. Hier ist auch die Krümmung der Gitterebenen dargestellt und es werden die Grenzen dieser Methode des Fittens sichtbar. Für die Brechwertmodulation macht es jedoch keinen Unterschied mehr, ob alle Nebenmaxima in der Rockingkurve der Messdaten auch vom Fit approximiert werden können. Die Rechenzeit hingegen würde sich auf ein nicht mehr tolerierbares Maß erhöhen.

Das Programm, das den Fit ausführte, wurde mir von Martin Fally zur Verfügung gestellt, wofür ich ihm zu großem Dank verpflichtet bin.

2.2.5 Bestimmung des Raumladungsfeldes

Um den Beugungswirkungsgrad zu bestimmen, wird Gl. 1.46 herangezogen. Die darin verwendete Brechwertmodulation ist die durchschnittliche Brechwertmodulation über das gesamte Gitter gemäß Gl. 1.47. Durch die Fits wurde die Brechwertmodulation an der Stelle $z=0$, n_{10} , gewonnen. Um die durchschnittliche Brechwertmodulation zu erhalten, wurde Gl. 1.48 über die gesamte Dicke d des Gitters integriert:

$$\bar{n}_1 = \frac{1}{d} \int_0^d n_1(z) dz = n_{10} \frac{L}{d} \left(1 - e^{-\frac{d}{L}}\right) \quad (2.2)$$

Die Ergebnisse für die durchschnittliche Brechwertmodulation wurden in Gl. 1.30 herangezogen, um die Raumladungsfelder zu berechnen. Die verwendeten Werte für die betreffende Komponente des elektrooptischen Tensors und den effektiven Brechwert sind in Tab. 2.1 zu finden.

3. Ergebnisse

3.1 Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Hologramme

Ein wesentlicher Arbeitsschritt bestand darin, zu überprüfen, ob die produzierten und gemessenen Hologramme auch unter identischen Bedingungen reproduzierbar sind. Dazu wurden Hologramme unter identischen Bedingungen mehrmals in Folge eingeschrieben. Die wesentlichen Bedingungen waren dabei die Belichtungszeit, die Schreibintensität und die Gitterkonstante. Generell wurde zwischen den Schreibvorgängen nichts am experimentellen Setup geändert.

Diese Messungen wurden für 265mW und für 540mW bei einer Gitterkonstante von 571nm und für 265mW bei einer Gitterkonstante von 456nm durchgeführt. Es wurde angenommen, dass die Reproduzierbarkeit bei jeweils gleicher einfallender Lichtintensität und Gitterkonstante von der Belichtungszeit abhängt und somit ein erfolgreiches Ergebnis auch für alle kürzeren Belichtungszeiten und ein negatives für alle längeren Belichtungszeiten gilt.

Anschließend wurden die Rockingkurven verglichen. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.1 bis 3.7 dargestellt. Auf diese Weise wurden die Obergrenzen für die Belichtungszeiten während der folgenden Experimente festgelegt.

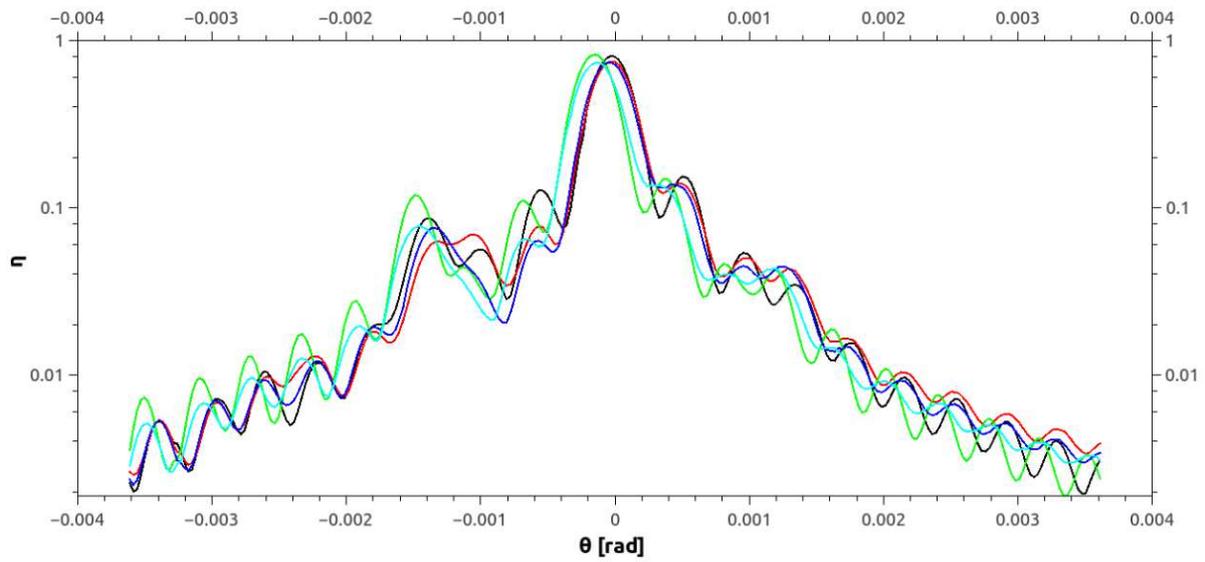


Abbildung 3.1: Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Hologramme: $\lambda=456\text{nm}$, $t=100\text{s}$, $P=265\text{mW}$; Ordnung: +1.

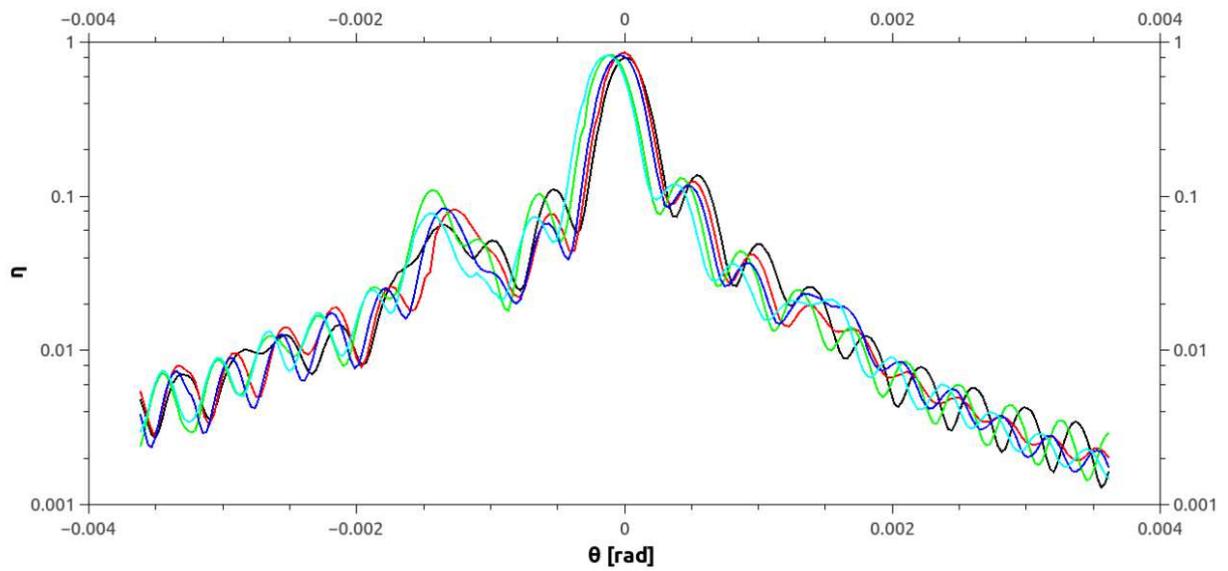


Abbildung 3.2: Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Hologramme: $\lambda=456\text{nm}$, $t=100\text{s}$, $P=265\text{mW}$; Ordnung: -1.

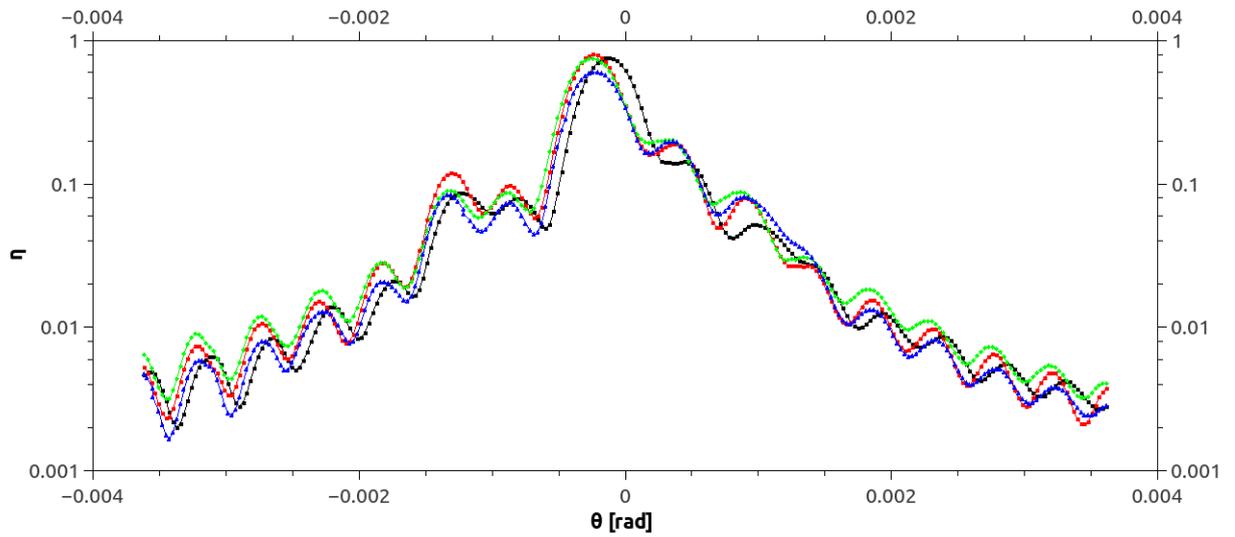


Abbildung 3.3: Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Hologramme: $\lambda=571\text{nm}$, $t=140\text{s}$, $P=265\text{mW}$; Ordnung: +1.

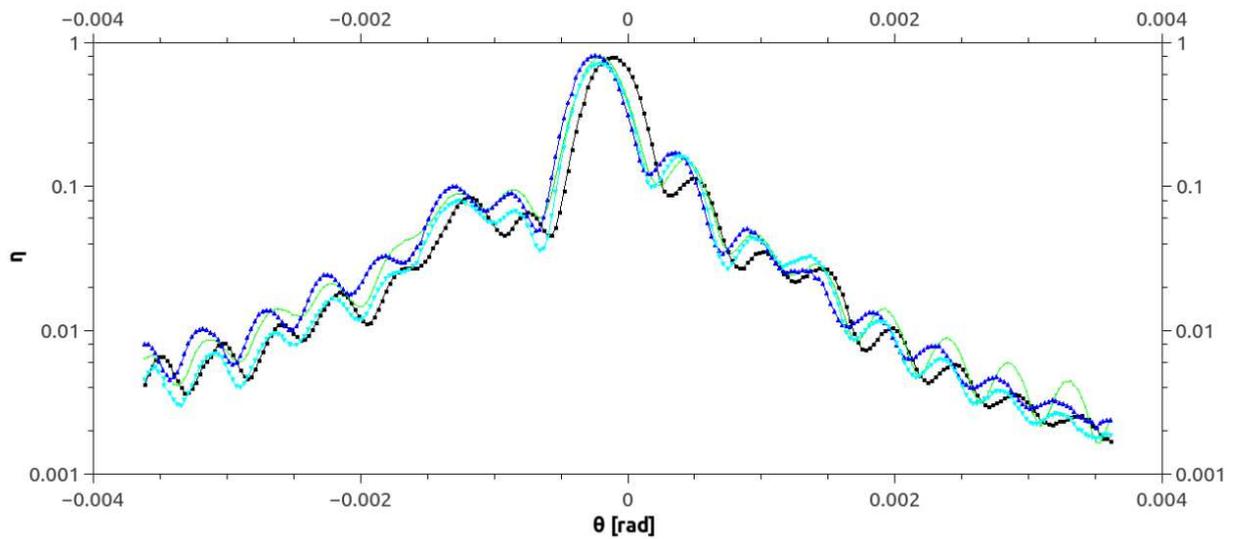


Abbildung 3.4: Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Hologramme: $\lambda=571\text{nm}$, $t=140\text{s}$, $P=265\text{mW}$; Ordnung: -1.

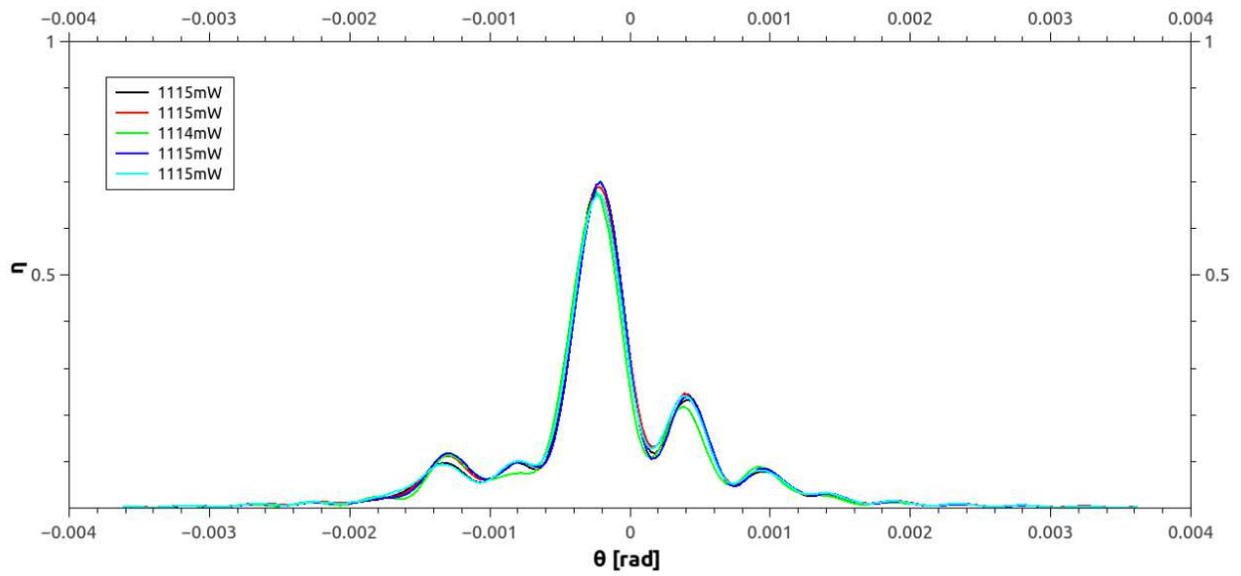


Abbildung 3.5 Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Hologramme: $\lambda=571\text{nm}$, $t=70\text{s}$, $P=540\text{mW}$; Ordnung: +1. Hier ausnahmsweise nicht in logarithmischer Darstellung, da die Überlappung mit einer linearen Skalierung bereits eindeutig sichtbar ist. Die minimale Abweichung der Peaks ist so noch besser erkennbar.

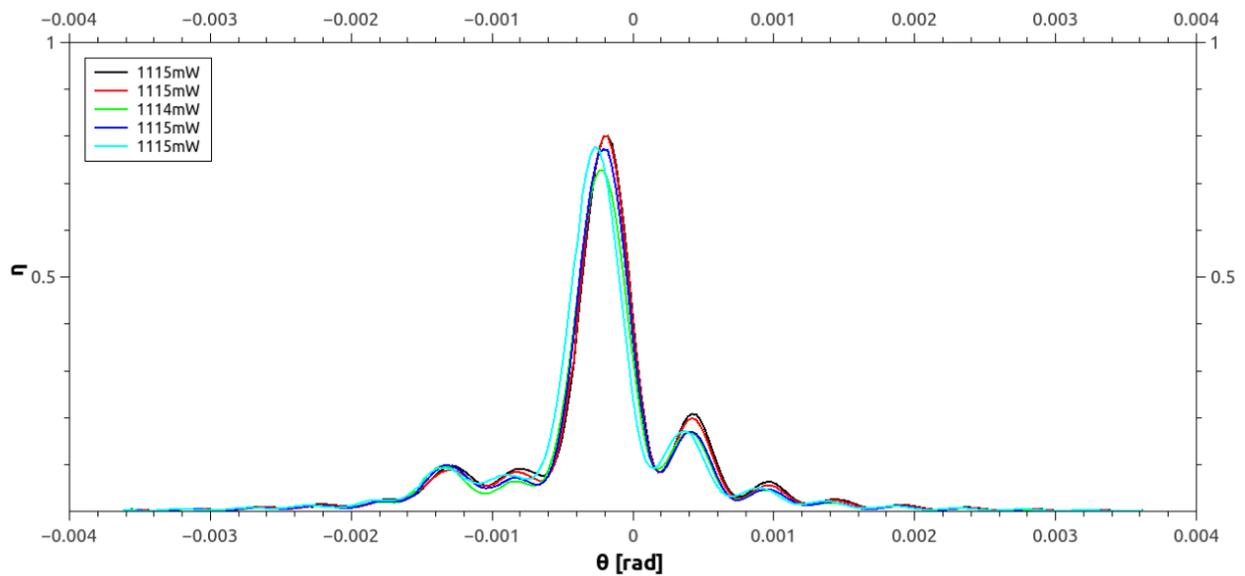


Abbildung 3.6: Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Hologramme: $\lambda=571\text{nm}$, $t=70\text{s}$, $P=540\text{mW}$; Ordnung: -1

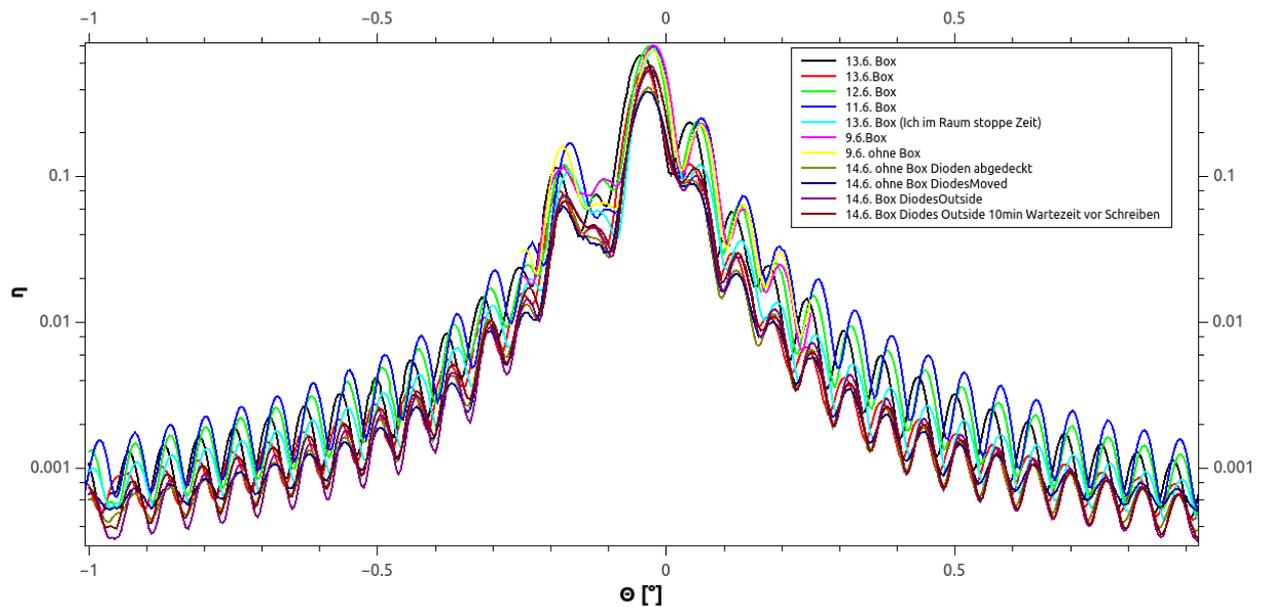


Abbildung 3.7: Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Hologramme: $\lambda=571\text{nm}$, $t=80\text{s}$, $P=540\text{mW}$; Ordnung: +1. Die hier sichtbaren Abweichungen sind deutlich zu stark, um noch von einem vernünftig reproduzierbaren Hologramm zu sprechen. Es wurden verschiedene Schritte unternommen, um die Reproduzierbarkeit zu verbessern. Zu diesem Zeitpunkt wurde noch ein Blatt Kartonpapier verwendet, um die Dioden abzudecken. Die Kapfen wurden daraufhin als Verbesserung dieser Methode gebaut. Aus dieser Graphik wurde geschlossen, dass die Reproduzierbarkeit von Hologrammen mit dieser Geometrie ab dieser Schreibdauer nicht mehr gegeben ist.

Die Fehlerbalken in den Abb. 3.14 bis 3.15 und 3.17 bis 3.22 wurden über die Abweichungen zwischen den Hologrammen, die unter gleichen Bedingungen eingeschrieben wurden, um die Reproduzierbarkeit zu überprüfen, bestimmt. Die Peaks wurden statistisch ausgewertet und der Fehler als prozentueller Fehler über die Fehlerfortpflanzung als der Fehler für die Graphen angenommen. In Kapitel 3.2 reicht dieser Fehler jedoch nicht aus, um die Abweichung zwischen den beiden Hologrammen mit identischer Schreibleistung und -dauer abzudecken. In diesem Fall ist die Abweichung also deutlich größer als der statistische Fehler. Andere Fehlerquellen, wie Messunsicherheiten oder die Tatsache, dass die Summe beider aufgezeichneten Intensitäten keine exakte Gerade bilden, wie bei konstanter Lichtleistung anzunehmen wäre, sind dem gegenüber vernachlässigbar. Die größten Fehlerursachen sind somit Erschütterungen und Luftbewegungen, die außerhalb des beeinflussbaren Rahmens liegen.

Daten, die aus den Fits gewonnen wurden, sind nicht mit diesem Fehler behaftet. Bei ihnen wird rein der Fehler, der durch das Fitten entstanden ist, angegeben. Das betrifft die Brechwertmodulation, die Dicke der holographischen Gitter und in weiterer Folge Raumladungsfelder und somit alle Grafiken, die diese enthalten.

3.2 Reduktion des Einflusses von Vibrationen und Luftbewegungen

Als methodisch ersten Schritt galt es, die Umgebungseinflüsse zu minimieren. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf Luftbewegungen und Vibrationen gelegt. Alle Hologramme wurden in einem abgeschlossenen, verdunkelten Labor ohne die Anwesenheit von Personen geschrieben. Darüber hinaus bestand die Möglichkeit den Tisch vom Boden zu entkoppeln und auf Luftkissen schweben zu lassen. Die Frage, ob das zu besseren oder schlechteren Ergebnissen führen würde, wurde mithilfe von Messungen der Vibrationen am Tisch in der Nähe des Rotationstisches beantwortet. Es stellte sich heraus, dass der Lüfter des externen Kühlers des Lasers Störungen verursachte. Bei ausgeschaltetem Laser war es wesentlich besser, den Tisch zu entkoppeln. Bei eingeschaltetem Laser war das hingegen von Nachteil. (Siehe Abb. 3.8) Aus diesem Grund wurde der Lüfter des Lasers auf Polyethylenplatten gestellt und mit diesen abgedeckt. Danach wurde noch der Luftzug durch große Kartonageplatten blockiert. (Siehe Abb. 3.9 und 3.10) Damit wurde erreicht, dass der entkoppelte Tisch in Verbindung mit diesem Verbau zu optimalen Ergebnissen führte. (Siehe Abb. 3.11)

Es wurde auch nach der optimalen Tageszeit für das Einschreiben von Hologrammen gesucht. Dazu wurde vom Abend an bis in den nächsten Morgen jede halbe Stunde automatisch eine Messung durchgeführt. Aus dieser Fülle wurde verglichen und es stellte sich heraus, dass (mit einer Ausnahme) immer zwischen 4 und 5 Uhr Morgen die geringsten Vibrationen gemessen wurden. Die Unterschiede zwischen Tag und Nacht sind in Abb. 3.12 dargestellt. Leider konnten aus diesen Ergebnissen für die folgenden Experimente aus praktischen Gründen kein Nutzen gezogen werden. Die Hologramme wurden demnach alle tagsüber eingeschrieben.

Schließlich wurde auch überprüft, ob die Kartonbox überhaupt einen Vorteil bringt. Das ist eindeutig der Fall. Es wurden Hologramme unter ansonsten gleichen Bedingungen mit und ohne diese Box geschrieben und deren Rockingkurven verglichen. Die Ergebnisse sprachen für die Verwendung dieser Box, da mit der Box der Beugungswirkungsgrad immer höher war. (Siehe Abb. 3.13)

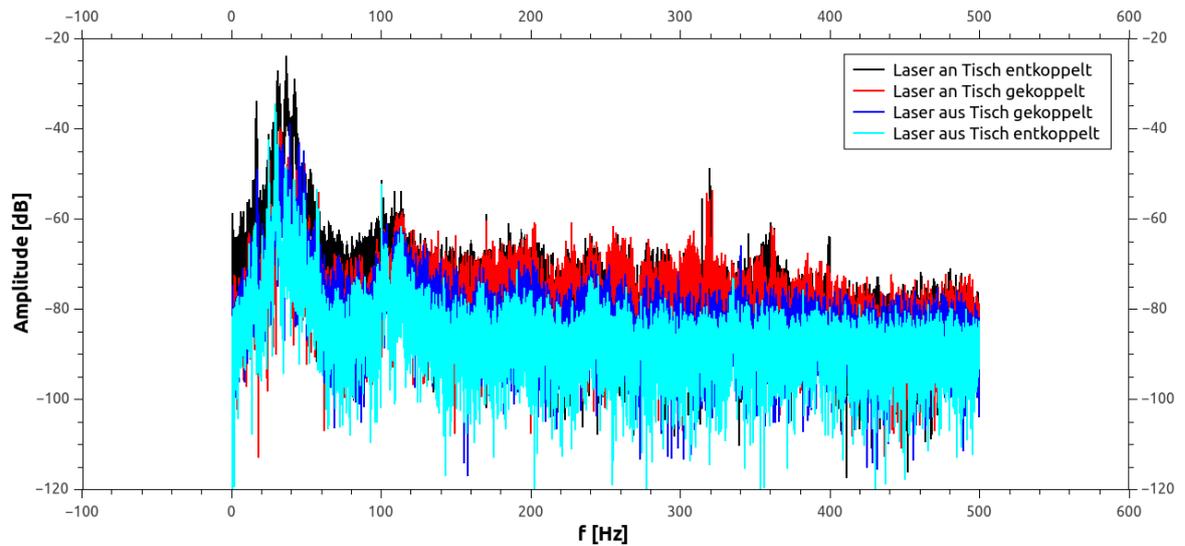


Abbildung 3.8: Vergleich der gemessenen Vibrationen bei ein- und ausgeschaltetem Laser, sowie vom Boden ge- und entkoppeltem Tisch. Die Messungen wurden mit einem digitalen Oszilloskop aufgezeichnet und mittels FFT (Flat Top) ausgewertet. Es ist eindeutig zu sehen, dass zusätzliche Maxima im Bereich zwischen 300 und 400Hz durch den Lüfter hervorgerufen werden. Der Effekt ist stärker, wenn der Tisch schwebt. Ist der Lüfter inaktiv, so weist der schwebende Tisch hingegen ein wesentlich geringeres Vibrationslevel auf.



Abbildung 3.9: Um den Einfluss des Lüfters zu minimieren, wurde er mit Polyethylenplatten eingedeckt.



Abbildung 3.10: Es wurden zusätzlich Kartonplatten verwendet, um Luftbewegungen, die durch die Lüfter verursacht werden, vom Tisch abzuschirmen.

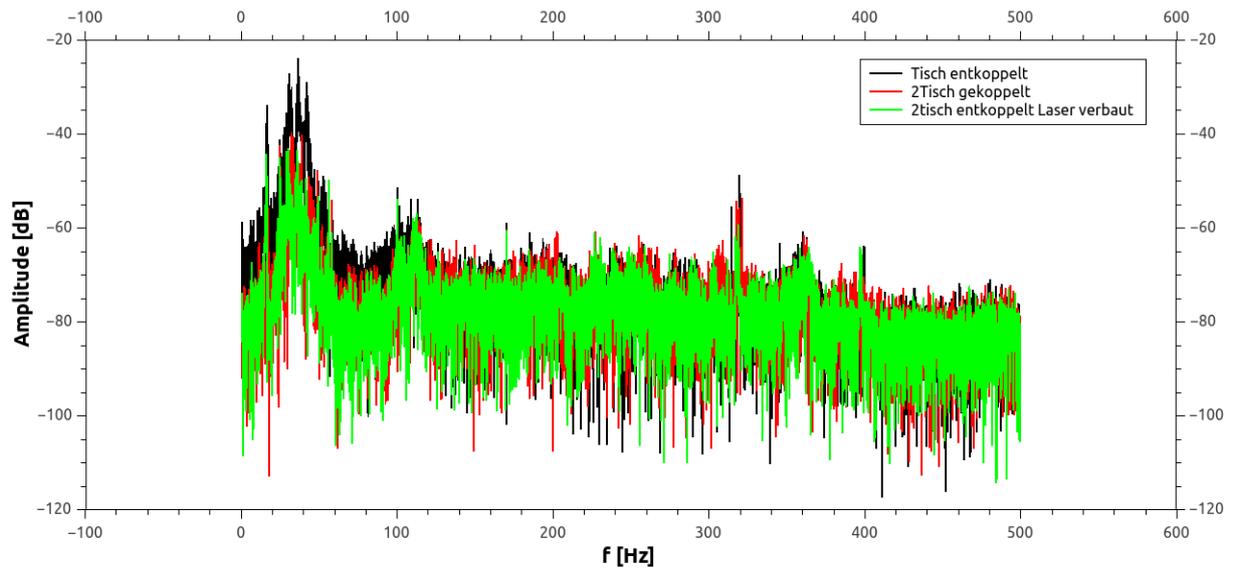


Abbildung 3.11: Hier wurde bei eingeschaltetem Laser die Effektivität des Verbaues überprüft. Es zeigt sich, dass die Maxima wesentlich geringer ausgeprägt sind. Speziell nahe 300Hz.

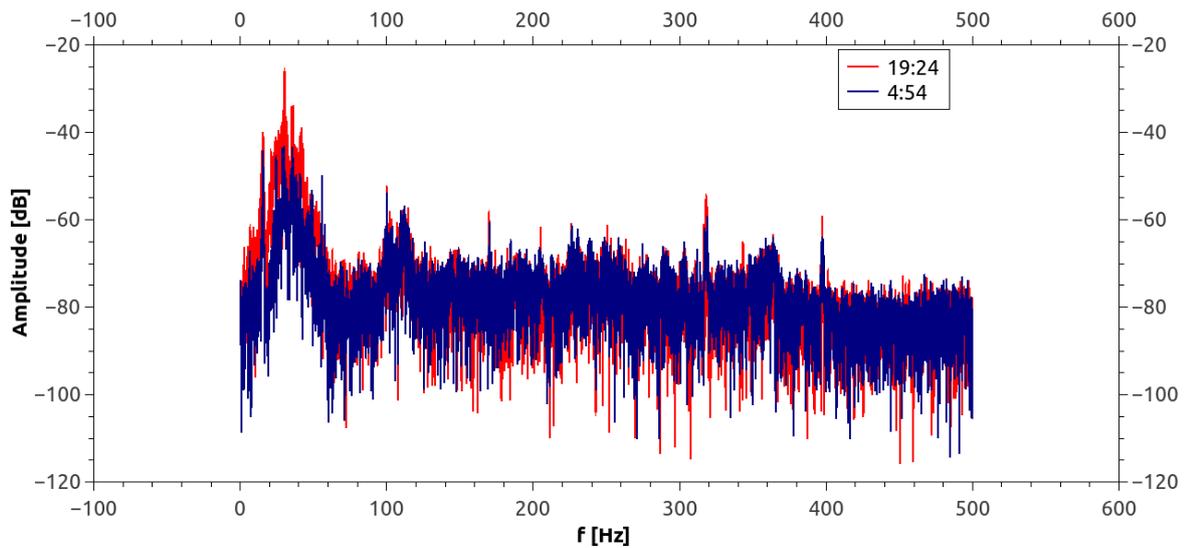


Abbildung 3.12: Es sind hier das beste und das schlechteste Ergebnis von der Nacht vom 27.3.2018 zum 28.3.2018 dargestellt. Im Graphen ist die jeweilige Uhrzeit angegeben.

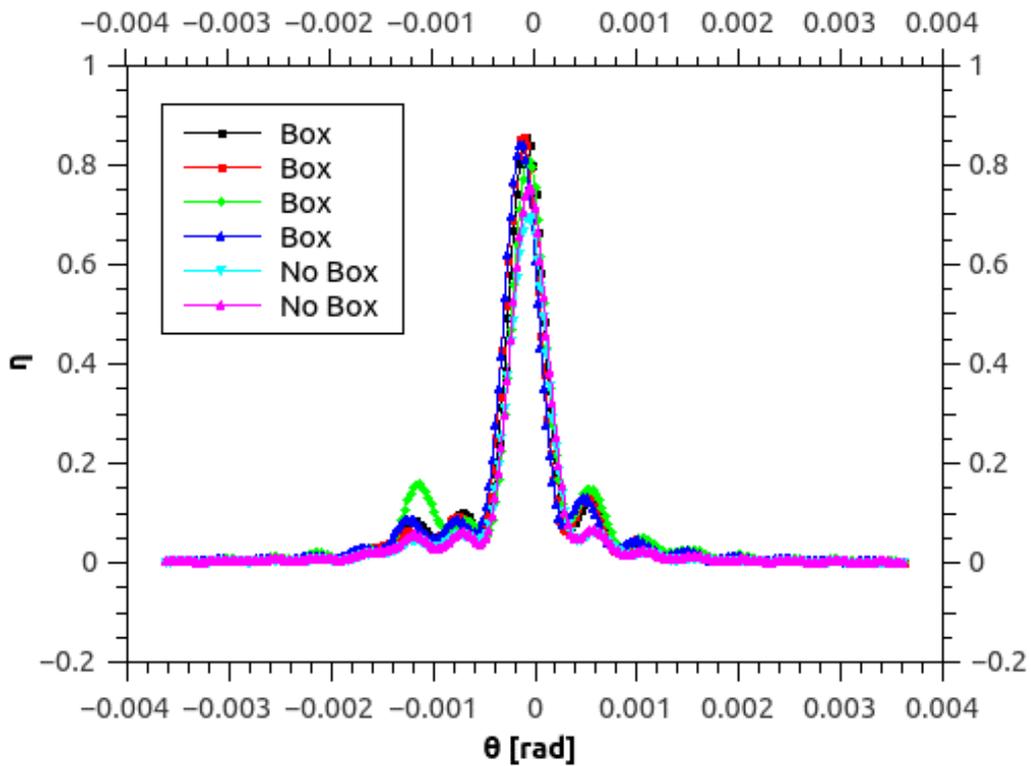
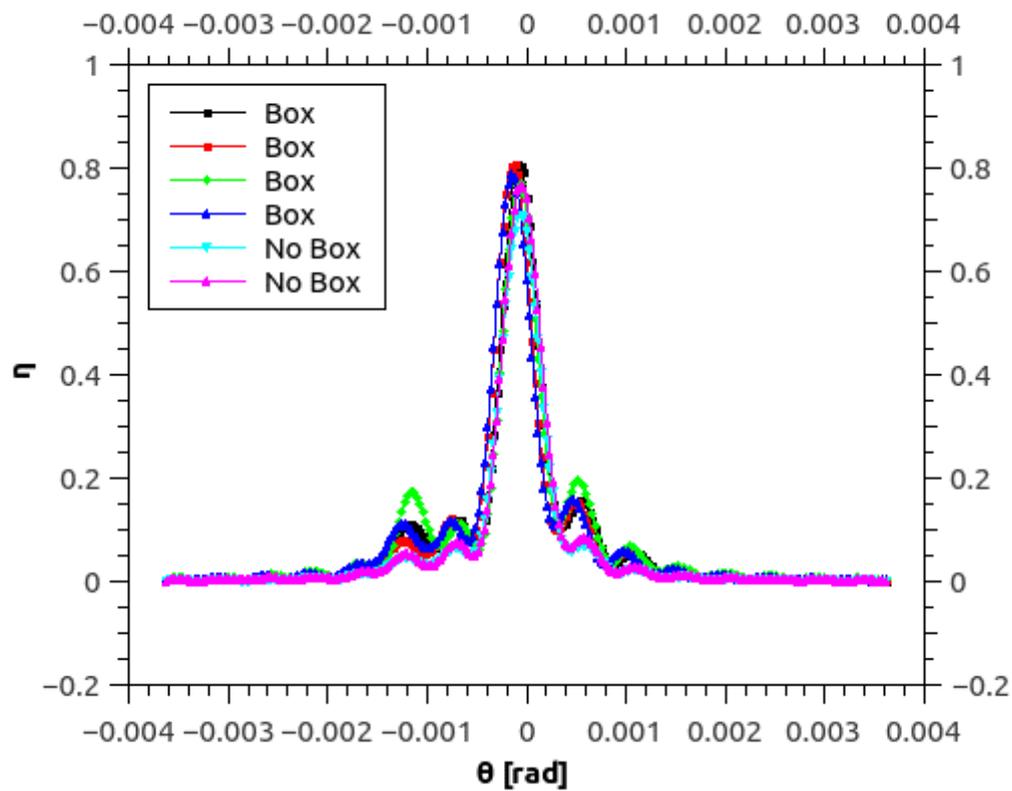


Abbildung 3.13: Es wird verglichen, ob der Beugungswirkungsgrad mit der Kartonbox über dem Interferometer höher ist. Die Hologramme, die ohne Box eingeschrieben wurden, haben den niedrigsten Beugungswirkungsgrad. Der erste Graph bezeichnet den Strahl mit der Ordnung +1 und der zweite den mit der Ordnung -1 (zur Erklärung dieser Notation siehe Kapitel 2). Das Hologramm wurde mit einer Belichtungszeit von $t=100\text{s}$ mit einer Leistung von 265mW geschrieben.

3.3 Das optimale Verhältnis von eingestrahelter Leistung und Belichtungszeit

Es wurde versucht festzustellen, bei welchem Verhältnis von Leistung und Belichtungszeit für eine näherungsweise gleiche Belichtung das beste Ergebnis erzielt werden konnte. Die Vorhersage war, dass es keinen Unterschied geben würde und demnach eine kürzere Belichtungszeit bei höherer Intensität zu bevorzugen wäre aufgrund geringerer Störanfälligkeit. Das stellte sich als Irrtum heraus. Die Belichtung wurde über die Ausgangsintensität des Lasers bestimmt. Die angegebenen Werte sind hingegen die Summe von Intensitätsmessungen unmittelbar vor dem Kristall. Das Verhältnis ist leider nicht exakt linear, weshalb die Belichtung etwas schwankt. Auf die Aussagekraft der Ergebnisse hat dieser Umstand jedoch keinen Einfluss. Die verwendeten Werte sind in Tabelle 3.1 eingetragen.

P [mW]	t [s]
189	50
238	40
265	36
299	32
375	25
483	20
540	18

Tab. 3.1: Die verwendeten Lichtleistungen und Belichtungszeiten beim Schreiben der Hologramme.

In Abb. 3.14 sind die Beugungswirkungsgrade der Peaks verzeichnet. In Abb. 3.15 wurden die Beugungswirkungsgradintegrale I_η aufgetragen um eine Aussage über die Fläche unter der Kurve zu erhalten. Das ist deshalb von Vorteil, weil durch die starke Asymmetrie der Rockingkurven die Aussagekraft der Peaks deutlich geringer ist als in den Modellen von Kogelnik und Uchida [26]. Die Beugungswirkungsgradintegrale sind definiert durch:

$$I_\eta = \frac{d}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(\theta, n_1) d\theta \quad (3.1)^{11}$$

Für die hier verwendeten Daten wurden die gemessenen Rockingkurven der Beugungswirkungsgrade numerisch über die Trapezmethode integriert.

In Abb. 3.16 schließlich sind die Raumladungsfelder, die durch die Fits gewonnen wurden, aufgetragen. Für die x-Achse wurde die Belichtungsintensität gewählt. Dabei handelt es sich um die Summe der Messergebnisse für beide einfallende Strahlen vor der Probe.

Die Messreihen wurden für zwei unterschiedliche Gitterkonstanten durchgeführt: 456nm und 571nm. Es ist klar erkennbar, dass es vorteilhaft ist, mit Leistungen um die 250mW einzuschreiben. Nach einem Abfall des maximalen Beugungswirkungsgrades bzw. der Beugungswirkungsgradintegrale kommt es wieder zu einem leichten Anstieg. Der Blick auf die erhaltenen Raumladungsfelder bestätigt dies und lässt die Entscheidung klar erscheinen. Bei 456nm liegt das Optimum bei einer Schreibintensität von 299mW (obwohl die maximalen Beugungswirkungsgrade zunächst noch auf 265mW hindeuten), während bei 571nm das Optimum bei 238mW liegt.

¹¹ Es ist möglich, diesen Ausdruck in ein bestimmtes Integral zu überführen, das Waller-Integral. [27]

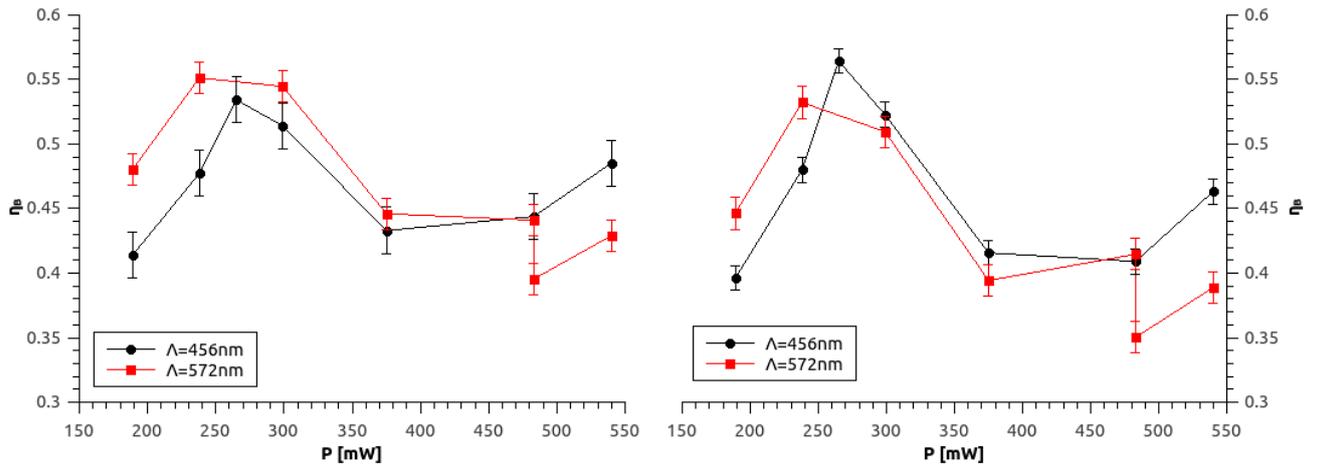


Abbildung 3.14: Die Peaks der Beugungswirkungsgrade sind gegen die Leistung des einfallenden Lichtes beim Schreiben aufgetragen. Die Schreibdauer ist jeweils so gewählt, dass die Belichtung $Q=It$ näherungsweise konstant ist. Links sind die Ergebnisse für die +1. Ordnung und rechts für die -1. zu sehen.

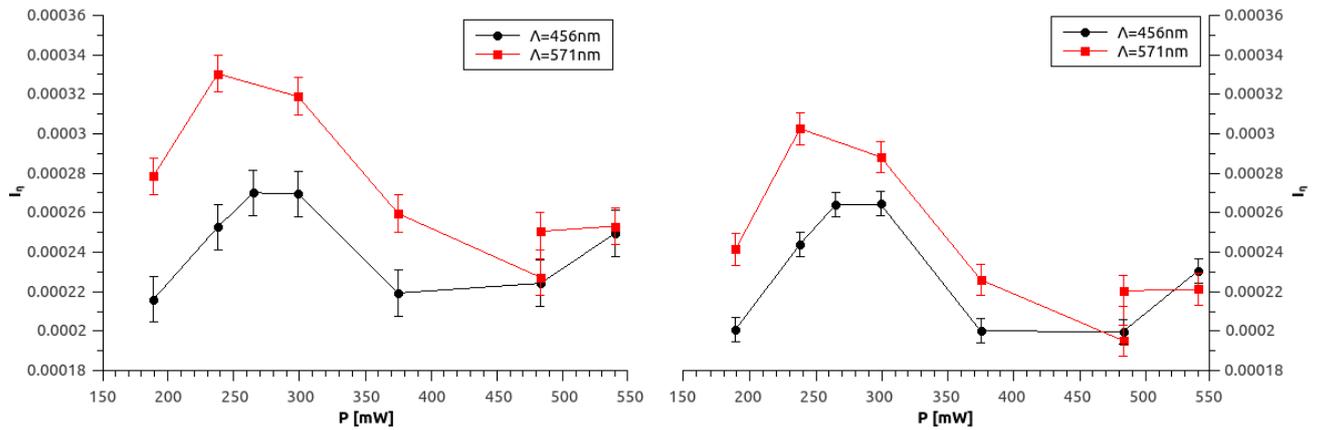


Abbildung 3.15: Die Beugungswirkungsgradintegrale aufgetragen gegen die Leistung. Links sind die Ergebnisse für die +1. Ordnung und rechts für die -1. zu sehen.

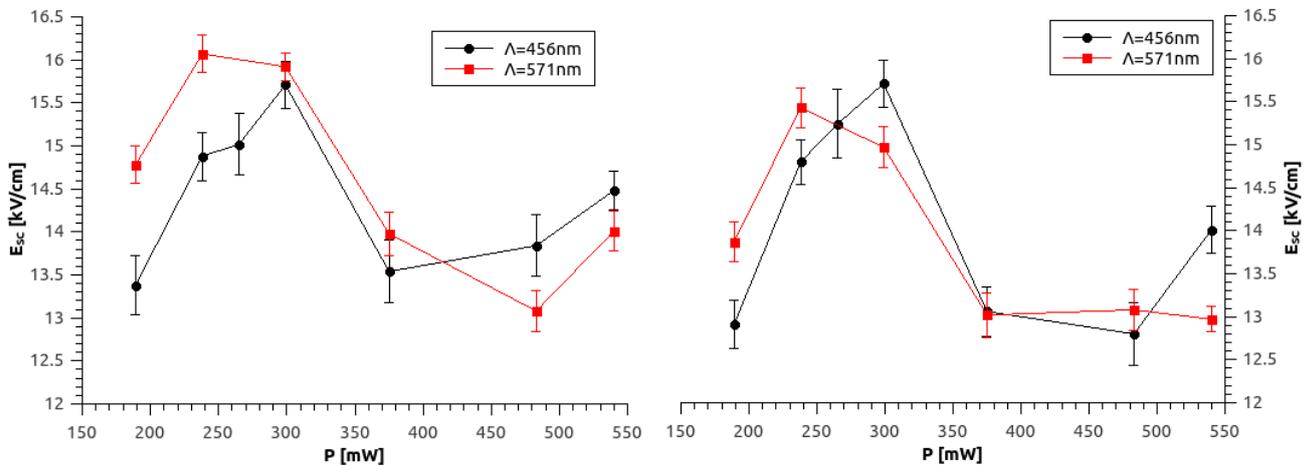


Abbildung 3.16: Die Raumladungsfelder aufgetragen gegen die eingestrahlte Lichtleistung. Links sind die Ergebnisse für die +1. Ordnung und rechts für die -1. zu sehen.

3.4 Einfluss der Belichtungszeit

Es wurden drei Messreihen angefertigt. Bei einer Gitterkonstante von 571nm wurden mit jeweils 265mW und mit 540mW Hologramme mit in 10s-Schritten ansteigender Belichtungszeit geschrieben. Zunächst wurde festgestellt, bis zu welcher Schreibdauer die Ergebnisse noch reproduzierbar sind. Für die maximale zur Verfügung stehende Leistung von 540mW sind 70s die Grenze, für 265mW 140s, wobei bereits 100s eine große Verbesserung sind. Es wurden zwei Messreihen angefertigt, um zu überprüfen, ob die im letzten Abschnitt besprochenen Ergebnisse nicht aufgrund der größeren Schreibdauer hinfällig werden. Für die Gitterkonstante von 456nm war dieser Schritt nicht mehr notwendig und es wurde mit 265mW geschrieben. Dort war die Grenze aber bereits bei 100s erreicht.¹²

In Abb. 3.17 wurden zunächst erneut die Beugungswirkungsgrade der Peaks der Rockingkurven gegen die Belichtungszeit aufgetragen. Da jedoch mit unterschiedlichen Belichtungen gearbeitet wurde, sind zur besseren Übersicht auch die Peaks gegen die Belichtung $Q=tP$ aufgetragen, wie in Abb. 3.18 zu sehen.

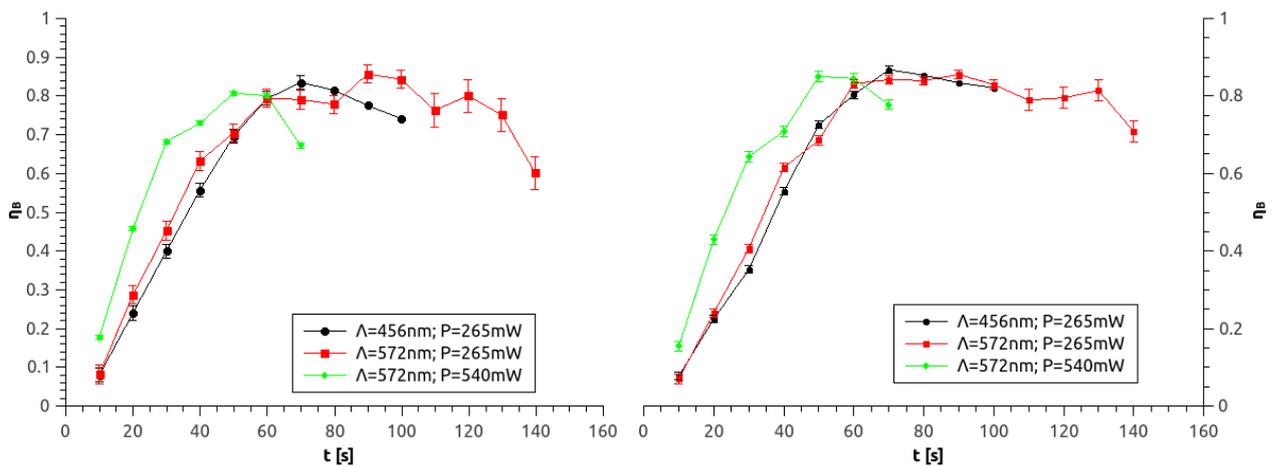


Abbildung 3.17: Der Beugungswirkungsgrad der Peaks der Rockingkurven aufgetragen gegen die Belichtungszeit. Rechts befinden sich die Ergebnisse für die +1. Ordnung und links für die -1.

¹² Die betreffenden Rockingkurven befinden sich im Anhang.

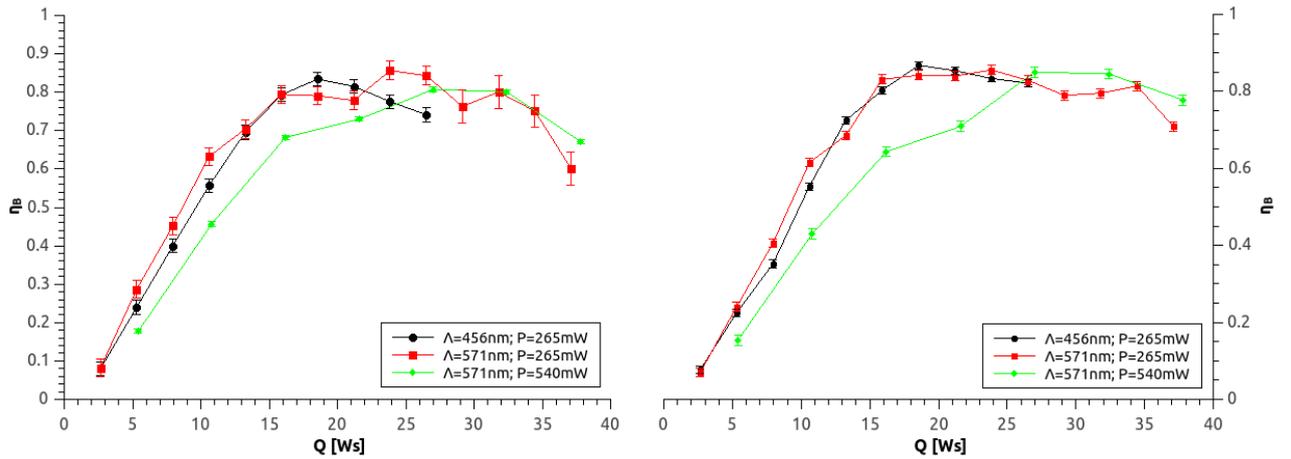


Abbildung 3.18: Der Beugungswirkungsgrad der Peaks der Rockingkurven aufgetragen gegen die Belichtung $Q=Pt$. Rechts befinden sich die Ergebnisse für die +1. Ordnung und links für die -1.

Danach wurden Beugungswirkungsgradintegrale gebildet und in Abb. 3.19 ebenfalls gegen die Belichtungszeit aufgetragen. In Abb. 3.20 wurden sie erneut gegen die Belichtung aufgetragen.

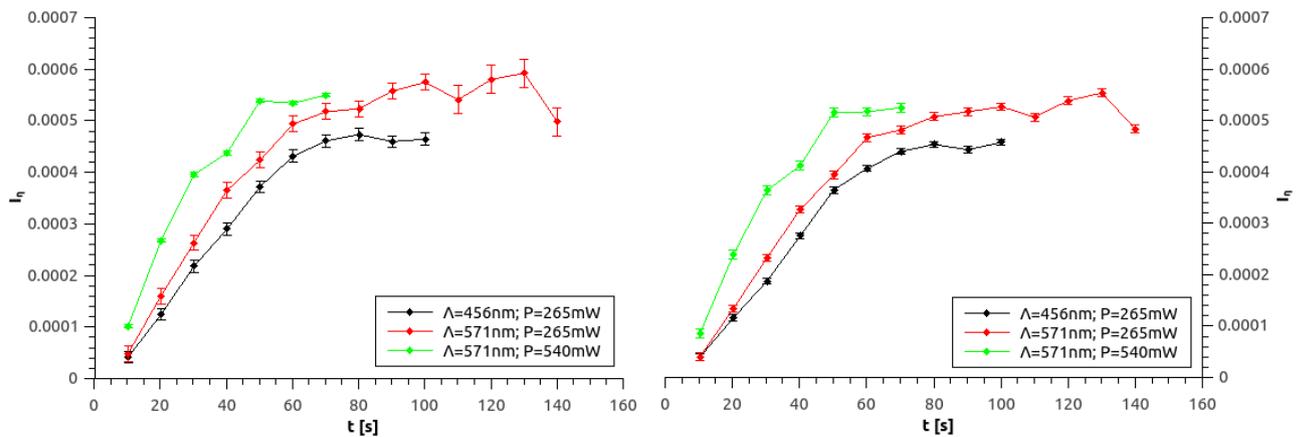


Abbildung 3.19: Die Beugungswirkungsgradintegrale über die Rockingkurven aufgetragen gegen die Belichtungszeit. Rechts befinden sich die Ergebnisse für die +1. Ordnung und links für die -1.

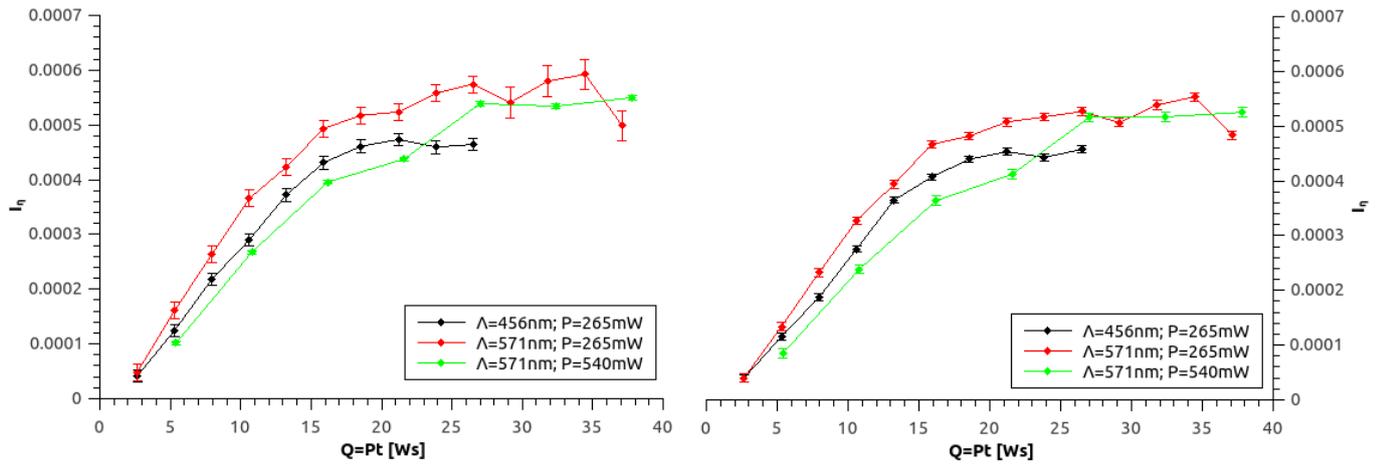


Abbildung 3.20: Die Beugungswirkungsgradintegrale über die Rockingkurven aufgetragen gegen die Belichtung $Q=Pt$. Rechts befinden sich die Ergebnisse für die +1. Ordnung und links für die -1.

In Abb. 3.21 sind die Ergebnisse für die Raumladungsfelder gegen die Belichtungszeit und in Abb. 3.22 wieder gegen die Belichtung aufgetragen.

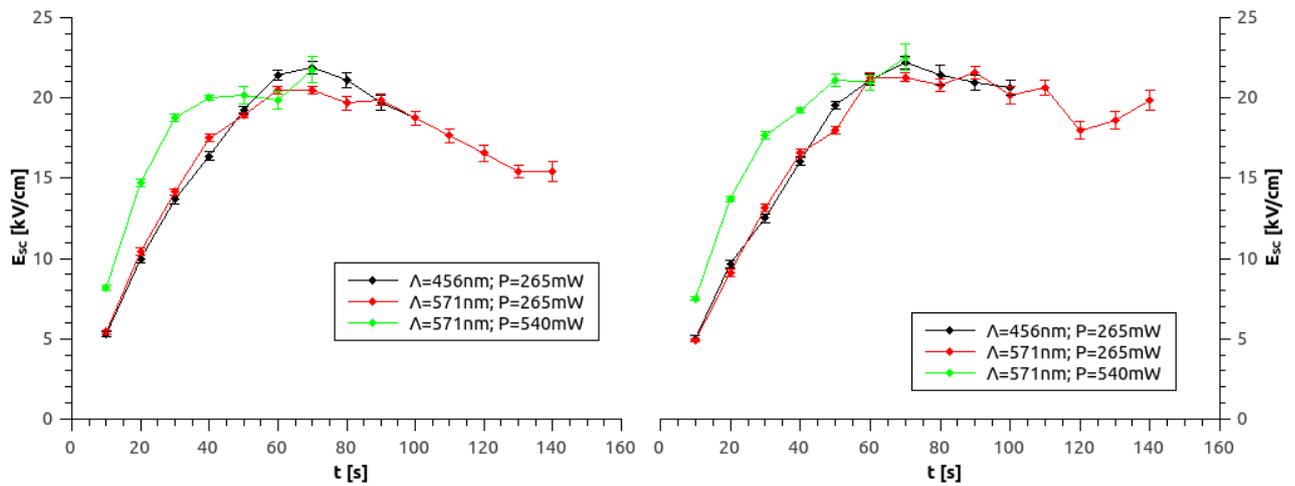


Abbildung 3.21: Die durch fitten gewonnen Raumladungsfelder der Hologramme aufgetragen gegen die Belichtungszeit. Rechts befinden sich die Ergebnisse für die +1. Ordnung und links für die -1.

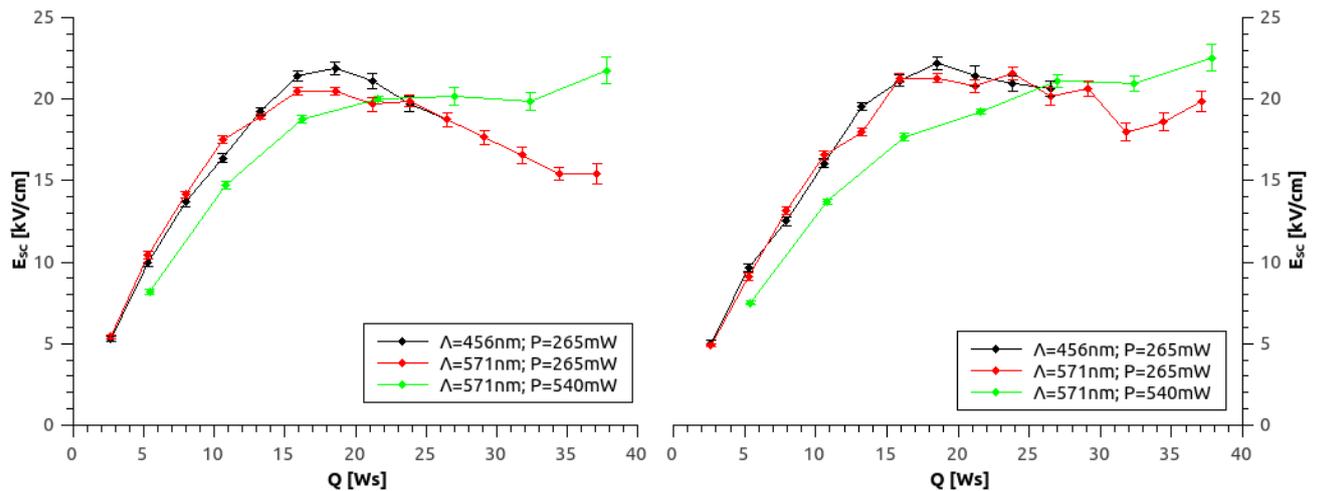


Abbildung 3.22: Die durch fitten gewonnene Raumladungsfelder der Hologramme aufgetragen gegen die Belichtung $Q=Pt$. Rechts befinden sich die Ergebnisse für die +1. Ordnung und links für die -1.

Betrachtet man die Maxima der Beugungswirkungsgrade, so erscheint es, dass die Verwendung von größeren Lichtintensitäten weniger effektiv ist, um große Raumladungsfelder zu erzeugen. Die Peaks der Rockingkurven beginnen bei den jeweils längsten Belichtungszeiten bereits abzufallen.

Die Beugungswirkungsgradintegrale hingegen weisen darauf hin, dass die Gitterkonstante ausschlaggebend sein könnte. Die beiden Kurven mit 571nm heben sich deutlich von der für 456nm ab. Bei einer Schreibleistung von 265mW kommt es ab einer Belichtung von etwa 35Ws zu einem Abfall der Kurve. Für 540mW ist dies nicht festzustellen, hier steigt die Kurve (abgesehen von einem minimalen Knick) stetig.

Ein Blick auf die ausgewerteten Raumladungsfelder relativiert alle diese Aussagen wieder. Höhere Lichtintensitäten bewirken, dass der Aufbau der Raumladungsfelder im Hinblick auf die eingehende Belichtung langsamer abläuft, wie aus Abb. 3.22 klar hervorgeht. Bei einer eingehenden Lichtleistung von 265mW sind die Raumladungsfelder unabhängig von der Gitterkonstante für beide gemessene Fälle fast ident. Für ein Λ von 456nm wurden sogar geringfügig höhere Raumladungsfelder gemessen. Bei der Leistung nehmen die Raumladungsfelder jedoch bereits jenseits einer Belichtungszeit von 70s wieder ab. Bei der maximalen Schreibleistung von 540mW ist in Abb. 3.21 und 3.22 ein Anstieg der Kurve über den gesamten gemessenen Bereich zu sehen. So ist das mit $(22,53 \pm 0,81)\text{kV/cm}$ größte Raumladungsfeld der beschriebenen Versuche auch mit einer Leistung von 540mW und einer Belichtungszeit von 70s geschrieben worden. Rockingkurve und Fit für dieses Hologramm sind in Abb. 3.23 zu sehen. Das zweitbeste größte Raumladungsfeld beträgt $(22,22 \pm 0,39)\text{kV/cm}$ und wurde ebenfalls für 70s mit einer Leistung von 265mW und einer Gitterkonstante von 456nm erstellt. Fit und Rockingkurve sind in Abb. 3.24 dargestellt.

Auf den Abb. 3.23 und 3.24 ist zu sehen, dass die Gitter für das Hologramm mit der größeren Belichtung wesentlich stärker gekrümmt sind. Die Rockingkurve ist hochgradig asymmetrisch, der Beugungswirkungsgrad ist geringer, der Peak jedoch breiter. Die Rockingkurve in Abb. 3.24 ist zwar immer noch asymmetrisch, jedoch nur im Hinblick auf einige Nebenmaxima und in wesentlich geringerem Ausmaß. Das Bending der Gitter nimmt mit steigender Belichtung zu.

Die ausgewerteten Ergebnisse für hier besprochenen Hologramme finden sich in der Tabelle A1 des Anhangs. Sie verraten uns, dass die Stärke des Raumladungsfeldes mit der Decaylength L in

Korrelation steht, nicht aber mit der Dicke des Gitters, die mit zunehmender Belichtung tendenziell zunimmt, was jedoch von L nicht gesagt werden kann. Es wurde auch eine Abnahme von L bei längeren Belichtungszeiten festgestellt.

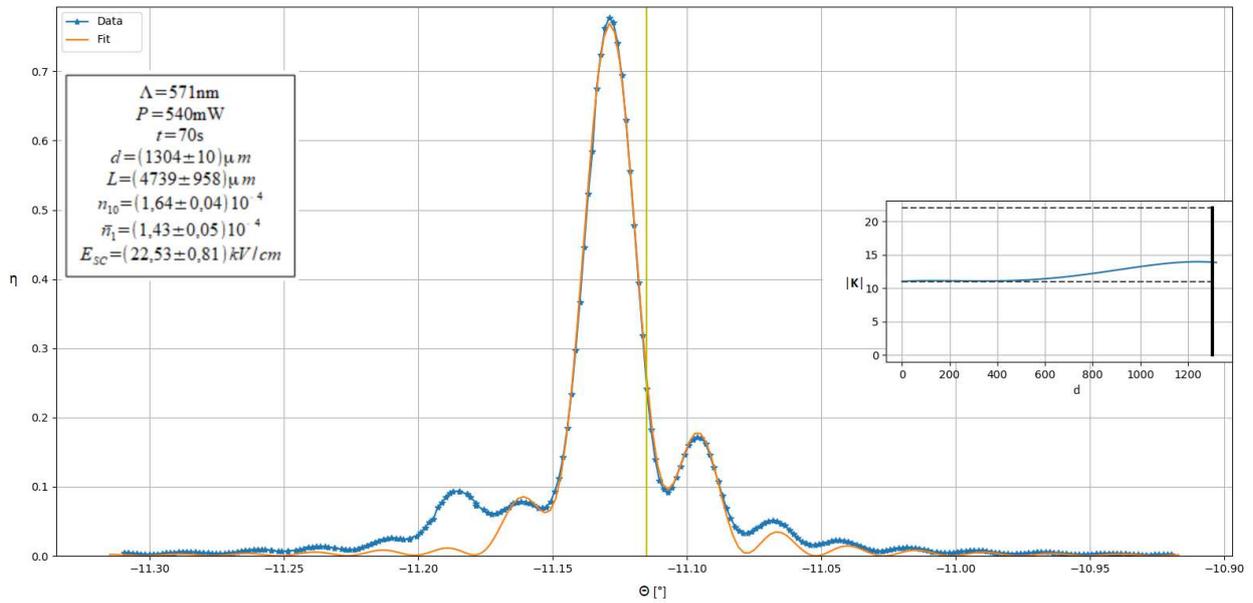


Abbildung 3.23: Es handelt sich hierbei um die -1. Ordnung des Hologrammes, das mit 540mW 70s eingeschrieben wurde und eine Gitterkonstante von 571nm aufweist. Die Dicke des Gitters ist $d=(1304\pm 10)\mu m$ und die Decaylength $L=(4739\pm 958)\mu m$. Die kleinere Abbildung stellt die Krümmung des Gitters dar. Die Nebenmaxima können mit zusätzlichen Ordnungen im Ausdruck für $\Psi(z)$ besser approximiert werden. Jedoch hat dies nur noch einen extrem geringen Einfluss auf die Brechwertmodulation, hingegen einen extrem großen Einfluss auf die benötigte Rechenzeit für den Fit, weshalb darauf verzichtet wurde. Die hier abgebildete Rockingkurve ist eindeutig asymmetrisch. Der hervorgehobene Strich in der Mitte markiert den Braggwinkel, von dem der höchste Peak deutlich abweicht. Die angegebenen Winkel geben den Braggwinkel im Medium an, um den gefittet wurde.

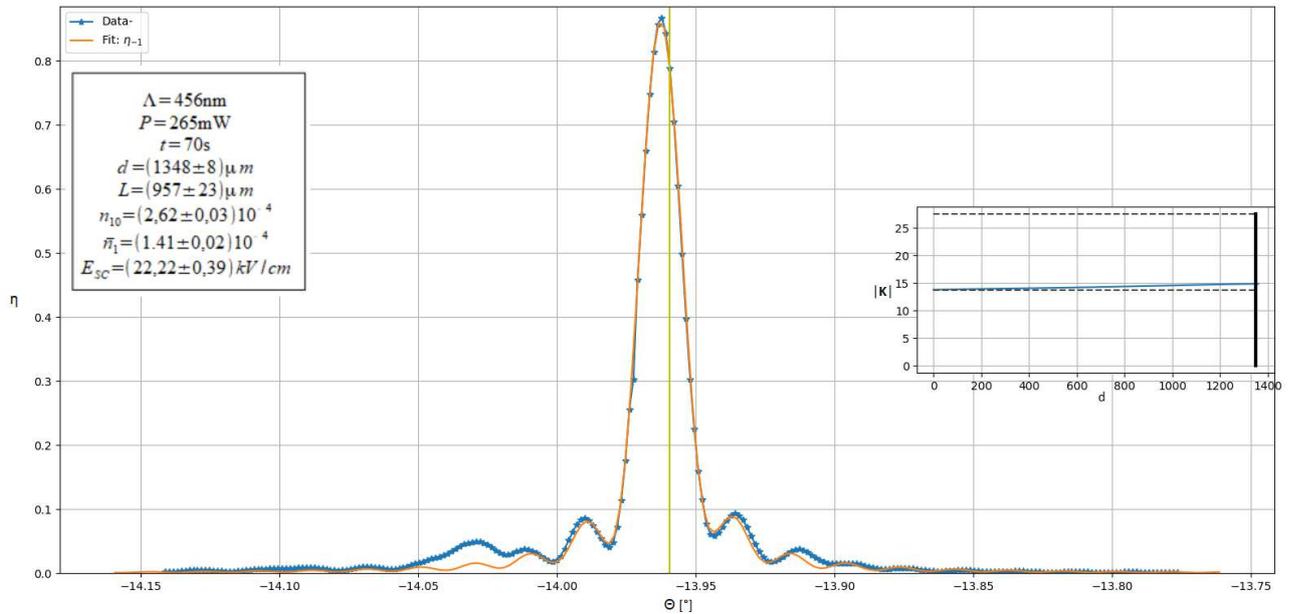


Abbildung 3.24: Es handelt sich hierbei um die -1. Ordnung des Hologrammes, das mit 540mW 70s eingeschrieben wurde und eine Gitterkonstante von 571nm aufweist. Die Dicke beträgt: $d=(1332\pm 9)\mu m$ und die Decaylength $L=(799\pm 16)\mu m$. Die kleinere Abbildung stellt die Krümmung des Gitters dar. Der hervorgehobene Strich in der Mitte markiert den Braggwinkel. Die angegebenen Winkel geben den Braggwinkel im Medium an, um den gefittet wurde.

Unter den geschriebenen Hologrammen ist jenes, das mit 540mW 70s lang bei einer Gitterkonstante von 571nm geschrieben wurde, in Abb. 3.23 somit das beste erzielte Gitter. Generell ist anzunehmen, dass jenseits dieser Belichtungszeit bessere Ergebnisse erzielt werden könnten. Dann ist jedoch die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse nicht mehr garantiert. Eine Verbesserung könnte es noch geben, wenn nachts zwischen 4:00 und 5:00 Uhr geschrieben wird.

4. Fazit

Ziel war es, die Bedingungen zu finden, um in einen Lithiumniobatkristall aus isotopenreinem Lithium-7 ein Hologramm einzuschreiben, das ein maximales Raumladungsfeld aufweist. Dazu wurde zunächst versucht, die Einflüsse von Vibrationen und Luftbewegungen auf den Schreibvorgang zu reduzieren. Es wurden Vibrationsmessungen am Tisch vorgenommen und festgestellt, dass der Tisch am Besten auf Luftpolstern schwebend vom Boden entkoppelt genutzt wird. Der Lüfter des Lasers erwies sich als Störfaktor und wurde nach besten Möglichkeiten vom Tisch abgeschirmt. Eine speziell preparierte Vorrichtung aus Kartonage konnte erfolgreich zur Abschirmung von Luftbewegungen eingesetzt werden. Die optimale Tageszeit, um Hologramme einzuschreiben wurde auf den Zeitraum zwischen 4:00 und 5:00 festgelegt. Die Experimente konnten jedoch nur tagsüber durchgeführt werden.

Es wurden zwei Gitterkonstanten für die Versuche herangezogen: 456nm und 571nm. Im ersten Schritt wurde versucht, das optimale Verhältnis von Belichtungszeit und der Leistung des einfallenden Lichtes zu finden. Das wurde getan, indem verschiedene Kombinationen mit gleicher Belichtung miteinander verglichen wurden. Es stellte sich heraus, dass für eine Belichtung von 20Ws für $\lambda=456\text{nm}$ das Optimum bei 299mW und für $\lambda=571\text{nm}$ bei 238mW liegt.

Im nächsten Schritt war festzustellen, bis zu welchen Grenzen die Hologramme reproduzierbar sind. Dazu wurden Hologramme unter identischen Bedingungen wiederholt geschrieben, ausgelesen und verglichen. Für $\lambda=571\text{nm}$ waren die Grenze bei einer Leistung von 540mW 70s und bei einer Leistung von 265mW 140s. Bei $\lambda=456\text{nm}$ waren es bei einer Leistung von 265mW nur 100s.

Schließlich wurde versucht, die optimale Belichtungszeit zu finden. Dazu wurden drei Messreihen angefertigt und miteinander verglichen. Es wurden jeweils Hologramme mit 540mW und 265mW mit einer Gitterkonstante von 571nm mit Belichtungszeiten von 10s aufsteigend in 10s-Schritten bis zur jeweils bestimmten Grenze von 70s bzw. 140s geschrieben. Ebenso für 456nm und 265mW von 10s bis 100s. Auf diesem Wege konnten mehrere Faktoren, wie Gitterkonstante, Leistung und Belichtungszeit auf einmal verglichen werden. Es hat sich herausgestellt, dass das höchste Raumladungsfeld bei $P=540\text{mW}$, $\lambda=571\text{nm}$ und $t=70\text{s}$ erzielt wurde. Für eine Leistung von 265mW fielen die Raumladungsfelder mit steigender Belichtungszeit wieder ab. Für 540mW hingegen konnte kein Abfall gemessen werden. Es ist also anzunehmen, dass sich das Raumladungsfeld bei höherer Lichtintensität langsamer im Hinblick auf die Belichtung (nicht die Zeit) aufbaut. Das Zweitbeste Ergebnis wurde ebenfalls bei einer Belichtungszeit von 70s mit einer Gitterkonstante von 456nm erzielt.

Das optimale Ergebnis im Rahmen der durchgeführten Messungen konnte identifiziert werden. Ein Ansatzpunkt für weitere Optimierungen wäre eine längere Schreibdauer für hohe Leistungen zu testen. Dazu ist es empfehlenswert die Grenzen der Reproduzierbarkeit zu verschieben, indem etwa

nachts geschrieben wird. Es ist anzunehmen, dass bessere Ergebnisse bei einer Belichtungszeit von 80s oder 90s erzielbar wären. Diese müssen dann aber auch verlässlich sein. Ein weiterer Hinweis wäre zu testen, ob bei einer Gitterkonstante von 456nm bessere Ergebnisse mit hohen Schreibleistungen erzielt werden könnten.

Anhänge

Ergebnisse für die Raumladungsfelder aus den Fits

$\Lambda \sim 456\text{nm}$							
	O.	Λ [nm]	$n_{10} (\cdot 10^{-4})$	d [μm]	L [μm]	\bar{n}_1	E _{sc}
540mW 18s	+1	456,478	1,90 +/- 0.3	1324 +/- 11	786 +/- 19	9.19e-05 +/- 1.46e-05	14,48 +/- 2,30
	-1	456,478	1,76 +/- 0,02	1327 +/- 10	847 +/- 21	8.89e-05 +/- 1.69e-06	14,01 +/- 0,27
483mW 20s	+1	456,454	1,73 +/- 0,03	1319 +/- 12	849 +/- 27	8.78e-05 +/- 2.28e-06	13,84 +/- 0,36
	-1	456,454	1,58 +/- 0,03	1355 +/- 13	892 +/- 31	8.12e-05 +/- 2.28e-06	12,80 +/- 0,36
375mW 25s	+1	456,454	1,68 +/- 0,03	1323 +/- 12	862 +/- 28	8.59e-05 +/- 2.27e-06	13,54 +/- 0,36
	-1	456,454	1,53 +/- 0,02	1334 +/- 9	966 +/- 31	8.29e-05 +/- 1.82e-06	13,06 +/- 0,29
299mW 32s	+1	456,454	1,95 +/- 0,02	1288 +/- 8	840 +/- 19	9.97e-05 +/- 1.70e-06	15,71 +/- 0,27
	-1	456,454	1,86 +/- 0,02	1293 +/- 7	917 +/- 22	9.97e-05 +/- 1.71e-06	15,71 +/- 0,27
265mW 36s	+1	456,454	1,91 +/- 0,03	1359 +/- 12	850 +/- 25	9.53e-05 +/- 2.30e-06	15,02 +/- 0,36
	-1	456,454	1,79 +/- 0,03	1379 +/- 11	992 +/- 36	9.67e-05 +/- 2.53e-06	15,24 +/- 0,40
238mW 40s	+1	456,454	1,89 +/- 0,02	1292 +/- 10	810 +/- 20	9.44e-05 +/- 1.76e-06	14,88 +/- 0,28
	-1	456,454	1,80 +/- 0,02	1289 +/- 8	881 +/- 20	9.45e-05 +/- 1.63e-06	14,89 +/- 0,26
189mW 50s	+1	456,454	1,70 +/- 0,03	1309 +/- 12	819 +/- 24	8.49e-05 +/- 2.15e-06	13,38 +/- 0,34
	-1	456,454	1,57 +/- 0,02	1326 +/- 12	896 +/- 27	8.19e-05 +/- 1.79e-06	12,91 +/- 0,28
265mW 10s	+1	456,478	0,728 +/- 0,015	1349 +/- 19	740 +/- 26	3.35e-05 +/- 1.07e-06	5,28 +/- 0,17
	-1	456,478	0,676 +/- 0,016	1396 +/- 21	788 +/- 33	3.17e-05 +/- 1.17e-06	5,00 +/- 0,18
265mW 20s	+1	456,478	1,23 +/- 0,02	1286 +/- 9	847 +/- 23	6.33e-05 +/- 1.45e-06	9,97 +/- 0,23
	-1	456,478	1,17 +/- 0,02	1287 +/- 10	879 +/- 27	6.14e-05 +/- 1.51e-06	9,68 +/- 0,24
265mW 30s	+1	456,454	1,79 +/- 0,02	1253 +/- 10	748 +/- 18	8.68e-05 +/- 1.66e-06	13,68 +/- 0,26
	-1	456,454	1,57 +/- 0,02	1270 +/- 11	815 +/- 25	7.95e-05 +/- 1.80e-06	12,53 +/- 0,28
265mW 40s	+1	456,478	1,99 +/- 0,02	1299 +/- 8	875 +/- 22	1.04e-04 +/- 1.84e-06	16,39 +/- 0,29
	-1	456,478	1,85 +/- 0,02	1303 +/- 8	981 +/- 28	1.02e-04 +/- 1.91e-06	16,07 +/- 0,30
265mW 50s	+1	456,454	2,47 +/- 0,02	1293 +/- 6	799 +/- 12	1.22e-04 +/- 1.52e-06	19,23 +/- 0,24
	-1	456,454	2,34 +/- 0,02	1303 +/- 6	902 +/- 15	1.24e-04 +/- 1.59e-06	19,54 +/- 0,25
265mW 60s	+1	456,454	2,71 +/- 0,02	1297 +/- 7	823 +/- 15	1.36e-04 +/- 1.83e-06	21,43 +/- 0,29
	-1	456,454	2,48 +/- 0,03	1320 +/- 7	950 +/- 21	1.34e-04 +/- 2.31e-06	21,11 +/- 0,36
265mW 70s	+1	456,454	2,86 +/- 0,03	1332 +/- 9	799 +/- 16	1.39e-04 +/- 2.32e-06	21,90 +/- 0,37
	-1	456,454	2,62 +/- 0,03	1348 +/- 8	957 +/- 23	1.41e-04 +/- 2.48e-06	22,22 +/- 0,39
265mW 80s	+1	456,454	2,96 +/- 0,04	1349 +/- 14	723 +/- 18	1.34e-04 +/- 2.99e-06	21,12 +/- 0,47
	-1	456,454	2,68 +/- 0,05	1376 +/- 15	883 +/- 32	1.36e-04 +/- 3.93e-06	21,43 +/- 0,62
265mW 90s	+1	456,454	2,92 +/- 0,04	1378 +/- 16	681 +/- 16	1.25e-04 +/- 2.85e-06	19,70 +/- 0,45
	-1	456,454	2,63 +/- 0,04	1396 +/- 12	891 +/- 26	1.33e-04 +/- 3.11e-06	20,96 +/- 0,49
265mW 100s	+1	456,478	3,06 +/- 0,04	1389 +/- 21	599 +/- 13	1.19e-04 +/- 2.82e-06	18,75 +/- 0,44
	-1	456,478	2,80 +/- 0,04	1394 +/- 13	782 +/- 19	1.31e-04 +/- 2.87e-06	20,64 +/- 0,45

$\Lambda \sim 571\text{nm}$							
	O.	Λ	n_{10}	d [μm]	L [μm]	\bar{n}_1	Esc
540mW 18s	+1	570,354	1,79 +/- 0,02	1292 +/- 8	802 +/- 16	8.89e-05 +/- 1.49e-06	14,01 +/- 0,23
	-1	570,354	1,59 +/- 0,01	1317 +/- 6	877 +/- 15	8.23e-05 +/- 9.78e-07	12,97 +/- 0,15
483mW 20s	+1	571,224	1,50 +/- 0,02	1340 +/- 6	1008 +/- 24	8.30e-05 +/- 1.52e-06	13,08 +/- 0,24
	-1	571,224	1,50 +/- 0,02	1340 +/- 6	1008 +/- 24	8.30e-05 +/- 1.52e-06	13,08 +/- 0,24
375mW 25s	+1	571,224	1,76 +/- 0,02	1315 +/- 9	837 +/- 19	8.87e-05 +/- 1.60e-06	13,97 +/- 0,25
	-1	571,224	1,58 +/- 0,02	1321 +/- 9	895 +/- 23	8.26e-05 +/- 1.62e-06	13,02 +/- 0,26
299mW 32s	+1	571,224	2,04 +/- 0,01	1315 +/- 6	812 +/- 11	1.01e-04 +/- 9.98e-07	15,92 +/- 0,16
	-1	571,224	1,85 +/- 0,02	1337 +/- 7	878 +/- 17	9.50e-05 +/- 1.50e-06	14,97 +/- 0,24
238mW 40s	+1	571,144	2,13 +/- 0,02	1305 +/- 7	764 +/- 12	1.02e-04 +/- 1.42e-06	16,07 +/- 0,22
	-1	571,144	1,90 +/- 0,02	1336 +/- 7	882 +/- 16	9.79e-05 +/- 1.48e-06	15,43 +/- 0,23
189mW 50s	+1	570,986	1,85 +/- 0,02	1300 +/- 6	835 +/- 14	9.38e-05 +/- 1.39e-06	14,78 +/- 0,22
	-1	570,986	1,57 +/- 0,02	1323 +/- 5	1020 +/- 20	8.80e-05 +/- 1.44e-06	13,87 +/- 0,23
265mW 10s	+1	571,184	0,761 +/- 0,011	1342 +/- 14	717 +/- 18	3.44e-05 +/- 6.17e-07	5,42 +/- 0,10
	-1	571,184	0,625 +/- 0,010	1371 +/- 12	853 +/- 26	3.11e-05 +/- 5.89e-07	4,90 +/- 0,09
265mW 20s	+1	570,986	1,30 +/- 0,02	1362 +/- 10	879 +/- 23	6.61e-05 +/- 1.46e-06	10,42 +/- 0,23
	-1	570,986	1,16 +/- 0,02	1396 +/- 13	875 +/- 28	5.80e-05 +/- 1.52e-06	9,14 +/- 0,24
265mW 30s	+1	571,224	1,82 +/- 0,02	1308 +/- 7	802 +/- 14	8.97e-05 +/- 1.40e-06	14,14 +/- 0,22
	-1	571,224	1,63 +/- 0,02	1330 +/- 7	872 +/- 16	8.36e-05 +/- 1.38e-06	13,17 +/- 0,22
265mW 40s	+1	570,986	2,18 +/- 0,02	1320 +/- 6	856 +/- 13	1.11e-04 +/- 1.44e-06	17,49 +/- 0,23
	-1	570,986	1,86 +/- 0,02	1374 +/- 7	1070 +/- 28	1.05e-04 +/- 1.81e-06	16,55 +/- 0,29
265mW 50s	+1	571,224	2,49 +/- 0,01	1329 +/- 5	784 +/- 8	1.20e-04 +/- 9.40e-07	18,91 +/- 0,15
	-1	571,224	2,29 +/- 0,02	1372 +/- 7	849 +/- 14	1.14e-04 +/- 1.54e-06	17,96 +/- 0,24
265mW 60s	+1	571,144	2,78 +/- 0,02	1359 +/- 6	768 +/- 9	1.30e-04 +/- 1.40e-06	20,49 +/- 0,22
	-1	571,144	2,47 +/- 0,02	1369 +/- 5	1005 +/- 18	1.35e-04 +/- 1.71e-06	21,27 +/- 0,27
265mW 70s	+1	570,986	2,97 +/- 0,02	1353 +/- 8	686 +/- 9	1.30e-04 +/- 1.54e-06	20,49 +/- 0,24
	-1	570,986	2,56 +/- 0,02	1383 +/- 6	948 +/- 17	1.35e-04 +/- 1.74e-06	21,27 +/- 0,27
265mW 80s	+1	570,986	3,00 +/- 0,04	1389 +/- 17	658 +/- 14	1.25e-04 +/- 2.74e-06	19,70 +/- 0,43
	-1	570,986	2,79 +/- 0,03	1406 +/- 11	803 +/- 16	1.32e-04 +/- 2.28e-06	20,80 +/- 0,36
265mW 90s	+1	571,303	3,04 +/- 0,03	1388 +/- 12	742 +/- 14	1.26e-04 +/- 2.20e-06	19,86 +/- 0,35
	-1	571,303	2,73 +/- 0,03	1411 +/- 11	855 +/- 19	1.37e-04 +/- 2.45e-06	21,59 +/- 0,39
265mW 100s	+1	571,332	3,17 +/- 0,04	1391 +/- 16	684 +/- 15	1.19e-04 +/- 2.67e-06	18,75 +/- 0,42
	-1	571,332	2,78 +/- 0,04	1432 +/- 17	787 +/- 23	1.28e-04 +/- 3.21e-06	20,17 +/- 0,51
265mW 110s	+1	571,184	3,12 +/- 0,04	1380 +/- 18	620 +/- 13	1.12e-04 +/- 2.58e-06	17,65 +/- 0,41
	-1	571,184	2,74 +/- 0,04	1396 +/- 14	788 +/- 20	1.31e-04 +/- 2.93e-06	20,64 +/- 0,46

265mW 120s	+1	571,184	3,23 +/- 0,05	1467 +/- 31	609 +/- 17	1.05e-04 +/- 3.39e-06	16,55 +/- 0,53
	-1	571,184	2,90 +/- 0,05	1472 +/- 27	681 +/- 20	1.14e-04 +/- 3.50e-06	17,96 +/- 0,55
265mW 130s	+1	571,184	3,45 +/- 0,04	1419 +/- 28	535 +/- 11	9.78e-05 +/- 2.63e-06	15,41 +/- 0,41
	-1	571,184	2,93 +/- 0,05	1473 +/- 24	714 +/- 22	1.18e-04 +/- 3.57e-06	18,59 +/- 0,56
265mW 140s	+1	571,293	2,97 +/- 0,06	1427 +/- 42	539 +/- 17	9.79e-05 +/- 3.98e-06	15,43 +/- 0,63
	-1	571,293	2,55 +/- 0,05	1439 +/- 23	767 +/- 28	1.26e-04 +/- 4.01e-06	19,86 +/- 0,63
540mW 10s	+1	571,224	1,05 +/- 0,01	1334 +/- 10	822 +/- 19	5.19e-05 +/- 9.05e-07	8,18 +/- 0,14
	-1	571,224	0,908 +/- 0,013	1353 +/- 9	923 +/- 26	4.76e-05 +/- 7.72e-07	7,50 +/- 0,12
540mW 20s	+1	571,144	1,76 +/- 0,02	1286 +/- 6	895 +/- 18	9.34e-05 +/- 1.50e-06	14,72 +/- 0,24
	-1	571,144	1,62 +/- 0,01	1316 +/- 5	940 +/- 16	8.72e-05 +/- 9.84e-07	13,74 +/- 0,16
540mW 30s	+1	571,184	2,30 +/- 0,02	1309 +/- 5	874 +/- 13	1.19e-04 +/- 1.47e-06	18,75 +/- 0,23
	-1	571,184	2,15 +/- 0,02	1321 +/- 6	896 +/- 15	1.12e-04 +/- 1.52e-06	17,65 +/- 0,24
540mW 40s	+1	571,184	2,57 +/- 0,01	1299 +/- 5	798 +/- 9	1.27e-04 +/- 1.04e-06	20,01 +/- 0,16
	-1	571,184	2,44 +/- 0,01	1312 +/- 4	820 +/- 9	1.22e-04 +/- 9.64e-07	19,23 +/- 0,15
540mW 50s	+1	571,184	2,94 +/- 0,05	1426 +/- 20	721 +/- 20	1.28e-04 +/- 3.48e-06	20,17 +/- 0,55
	-1	571,184	2,79 +/- 0,03	1418 +/- 11	828 +/- 18	1.34e-04 +/- 2.40e-06	21,12 +/- 0,38
540mW 60s	+1	571,184	2,93 +/- 0,05	1424 +/- 21	704 +/- 20	1.26e-04 +/- 3.51e-06	19,86 +/- 0,55
	-1	571,184	2,71 +/- 0,04	1417 +/- 12	863 +/- 23	1.33e-04 +/- 2.99e-06	20,96 +/- 0,47
540mW 70s	+1	571,184	1,78 +/- 0,05	1301 +/- 12	2447 +/- 267	1.38e-04 +/- 5.34e-06	21,75 +/- 0,84
	-1	571,184	1,64 +/- 0,04	1304 +/- 10	4739 +/- 958	1.43e-04 +/- 5.17e-06	22,53 +/- 0,81

Tab. A1: Die Ergebnisse der Fits für die jeweiligen Hogramme. Mit O. wird die Ordnung abgekürzt. Ausgewertet wurde jeweils die +1. und die -1. Ordnung um die Schreibposition. Die Gitterkonstante wurde über die Braggbedingung aus einer weiteren gemessenen -1. Ordnung bestimmt, wie in Kapitel 2 beschrieben. Die Werte für n_{10} , d und L wurden durch einen Fit der Amplitude der Signalwelle S auf die Rockingkurven des Beugungswirkungsgrades über ein System von Differentialgleichungen gewonnen, wie in Kapitel 2 beschrieben wurde. Damit konnte \bar{n}_1 berechnet werden und schließlich E_{sc} .

Thermisch fixiertes Hologramm

Wie in der Einleitung erwähnt, befand sich im Kristall ein thermisch fixiertes Gitter, welches am 11.2.2016 als Elektronengitter geschrieben und anschließend zur Neutronenstreuung eingesetzt wurde. Zu Beginn der Arbeiten 30.1.2018 war dieses Gitter als thermisch fixiertes Hologramm immer noch im Kristall. Wie es zu dieser thermischen Fixierung kam, ist unbekannt. Untenstehend sind eine Auswertung von 2016 (Abb. A1), die mir von Martin Fally zur Verfügung gestellt wurde, und die gemessenen Reste von 2018 abgebildet (Abb. A2). Die Gitterkonstante betrug $398\text{nm} \pm 1\text{nm}$.

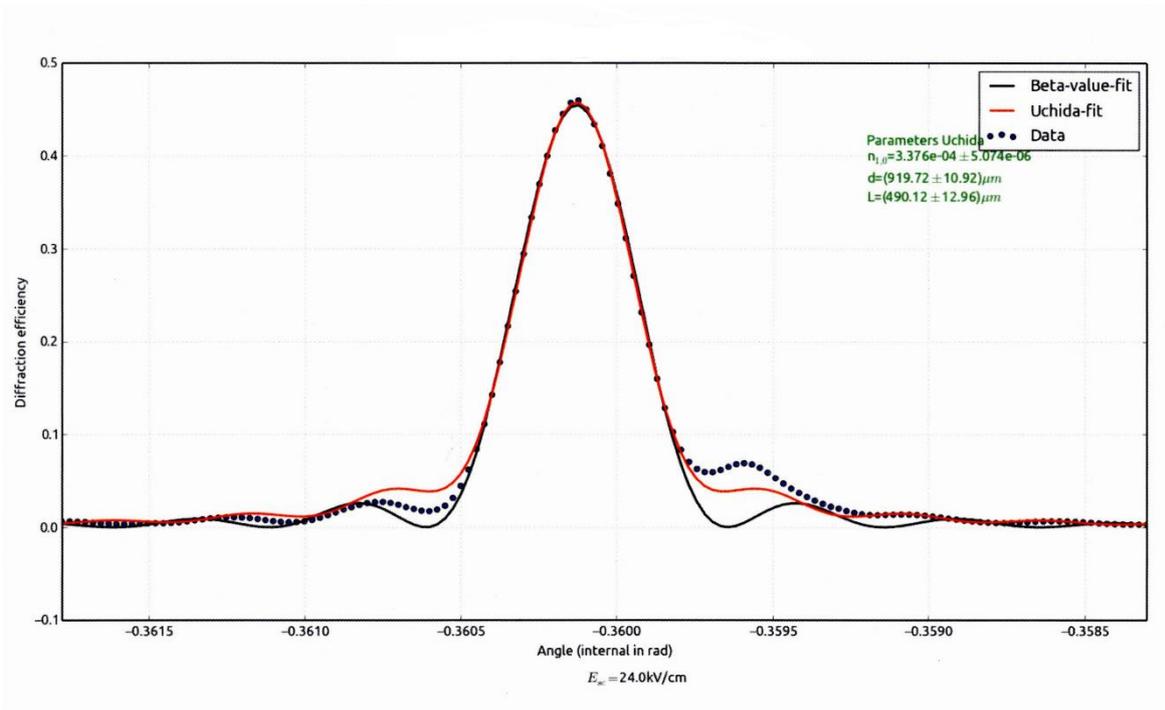


Abbildung A1: Diese Grafik wurde mir von Martin Fally zur Verfügung gestellt. Hier wird eine Rockingkurve des am 11.2.2016 eingeschriebenen Gitters mit zwei Auswertungen gezeigt.

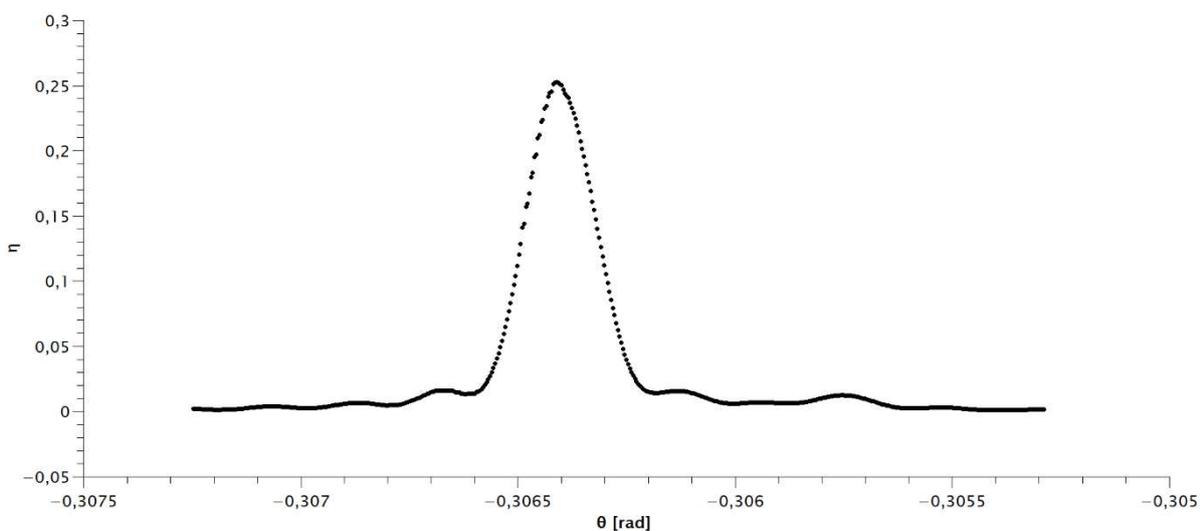


Abbildung A2: Hierbei handelt es sich um die am 30.1.2018 gemessene Rockingkurve eines thermisch fixierten Gitters. Der Beugungswirkungsgrad hat erwartungsgemäß abgenommen, die Gitterkonstante ist jedoch identisch. Es wurden natürlich andere Winkel gemessen, weshalb es schwierig war, die richtigen Winkel zu rekonstruieren. Die unterschiedlichen Winkel kommen daher, dass die erste Rockingkurve mit rot und die zweite mit grün eingelesen wurden.

Literaturverzeichnis

- [1] R. A. Rupp, M. Fally, F. Havermeyer, I. Nee, and R. P. May. *The electro-neutron-optic coefficient in LiNbO₃*. In: P. E. Andersen, P. M. Johansen, H. C. Pedersen, P. M. Petersen, and M. Saffman, eds., *Trends in Optics and Photonics - Advances in Photorefractive Materials, Effects and Devices*, vol. 27, 140. OSA, Washington DC (1999).
<http://homepage.univie.ac.at/Martin.Fally/Reprints/Rupp-osa99.pdf>
- [2] R. A. Rupp. *The photorefractive effect for neutrons and synchrotron radiation*. *Opt. Mater.* **4**, 276 (1995). Doi:[10.1016/0925-3467\(94\)00073-5](https://doi.org/10.1016/0925-3467(94)00073-5)
- [3] M. Fally. *The photo-neutronrefractive effect*. *Appl. Phys. B* **75**, 405 (2002). doi:[10.1007/s00340-002-1035-0](https://doi.org/10.1007/s00340-002-1035-0).
- [4] P. Hariharan. *Basics of Holography*. Cambridge University Press, Cambridge (2002)
- [5] K. Buse, E. Soergel, *Holographie in Wissenschaft und Technik*. *Physik Journal* **2**, 37 (2003)
- [6] M. Imlau, M. Fally, G. W. Burr, G. T. Sincerbox. *Holography and Optical Storage*. In F. Träger (Ed.) *Springer Handbook of Lasers*. Cham, Springer (2007) p.1205ff.
- [7] K. Buse, *Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals I: Models and experimental methods*. *Appl. Phys. B* **64**, 273–291 (1997). doi:[10.1007/s003400050175](https://doi.org/10.1007/s003400050175)
- [8] E. Krätzig. *Photorefractive effects and photoconductivity in LiNbO₃ : Fe*. *Ferroelectrics* **21**, 635 (1978). doi: [10.1080/00150197808237350](https://doi.org/10.1080/00150197808237350)
- [9] K. Buse. *Thermal gratings and pyroelectrically produced charge redistribution in BaTiO₃ and KNbO₃*. *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1266 (1993). doi: [10.1364/JOSAB.10.001266](https://doi.org/10.1364/JOSAB.10.001266)
- [10] K. Buse, R. Pankrath, E. Krätzig: *Opt. Lett.* **19**, 260 (1994)
- [11] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odoulov, M. S. Soskin, V. L. Vinetskii. *holographic storage in electrooptic crystals. I. steady state*. *Ferroelectrics* **22**, 949 (1979). doi: [10.1080/00150197908239450](https://doi.org/10.1080/00150197908239450)
- [12] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odoulov, M. S. Soskin, V. L. Vinetskii. *holographic storage in electrooptic crystals. II. beam coupling—light amplification*. *Ferroelectrics* **22**, 961 (1979). doi: [10.1080/00150197908239451](https://doi.org/10.1080/00150197908239451)
- [13] N. V. Kukhtarev. *Kinetics of recording and erasure of holograms in electrooptical crystals*. *Sov. Tech. Phys. Lett.* **2**, 438 (1976)
- [14] K. Buse, *Lightinduced charge transport processes in photorefractive crystals II: Materials*. *Appl. Phys. B* **64**, 391–407 (1997). doi: [10.1007/s003400050190](https://doi.org/10.1007/s003400050190)
- [15] V. L. Vinetskii, N. V. Kukhtarev. *Theory of the conductivity induced by recording holographic grating in nonmetallic materials*. *Phys. Sov. Solid State* **16**, 2414 (1975)
- [16] A.M. Glass, D. von der Laue, T.J. Negran. *High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO₃*. *Appl. Phys. Lett.* **25**, 233 (1974). doi: [10.1063/1.1655453](https://doi.org/10.1063/1.1655453)

- [17] H. Kogelnik. *Coupled wave theory for thick hologram gratings*. AT&T Tech. J. **48**, 2909 (1969). doi: [10.1002/j.1538-7305.1969.tb01198.x](https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1969.tb01198.x)
- [18] M. Prijatelj, J. Klepp, Y. Tomita, and M. Fally. *Far-off-Bragg reconstruction of volume holographic gratings: A comparison of experiment and theories*. Phys. Rev. A **87**, 063810:1 (2013). doi:[10.1103/PhysRevA.87.063810](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.87.063810).
- [19] N. Uchida. *Calculation of diffraction efficiency in hologram gratings attenuated along the direction perpendicular to the grating vector*. J. Opt. Soc. Am. **63**, 280 (1973). doi:[10.1364/JOSA.63.000280](https://doi.org/10.1364/JOSA.63.000280).
- [20] J. T. Sheridan. *A comparison of diffraction theories for off-bragg replay*. J. Mod. Optic **39**, 1709 (1992). doi:[10.1080/713823578](https://doi.org/10.1080/713823578).
- [21] T. Kubota, *The Bending of Interference Fringes inside a Hologram*. J. Mod. Optic **26**, 731 (1979). doi: [10.1080/713820058](https://doi.org/10.1080/713820058)
- [22] T. Kubota, *Characteristics of thick hologram grating recorded in absorptive medium*. Opt. Act. **25**, 1035. doi: [10.1080/713819718](https://doi.org/10.1080/713819718)
- [23] L. Solymar, D. J. Webb, A Grunnet-Jepsen. *The Physics and Applications of Photorefractive Materials*. Oxford Series in Optical and Imaging Sciences 11. Clarendon Press, Oxford (1996)
- [24] Landolt-Börnstein. *Ferroelectrics and related substances : Subvol. a, oxides : 2. oxides other than perovskite-type and LiNbO₃ family*. In: Y. Shiozaki, E. Nakamura, and T. Mitsui, eds., *Numerical data and functional relationships in science and technology*, vol. 30 of *Group III - Condensed Matter*, chap. 6C-d2. Springer-Verlag, Heidelberg (2002).
- [25] D. E. Zelmon, D. L. Small, and D. Jundt. *Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol.% magnesium oxide-doped lithium niobate*, J. Opt. Soc. Am. B **14**, 3319-3322 (1997) doi:[10.1364/JOSAB.14.003319](https://doi.org/10.1364/JOSAB.14.003319)
- [26] F. Havermeier, *Licht- und Neutronenbeugung an holographischen Gittern*. Dissertation, Universität Osnabrück (2000).
- [27] I. Waller. *Zur Theorie der Röntgenreflexion*. Annalen der Physik **384**, 261 (1926)

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war, das beim Schreiben eines Hologramms mit Zweistrahlinterferenz entstehende Raumladungsfeld zu maximieren. Zunächst wurde der Einfluss von Vibrationen und Luftbewegungen auf den Schreibprozess reduziert. Danach wurde versucht, das optimale Verhältnis von Lichtintensität und Belichtungszeit zu bestimmen, indem mehrere Hologramme, geschrieben mit näherungsweise gleicher Belichtung aber unterschiedlichen Intensitäten und Schreibdauern, verglichen wurden. Schließlich wurde die optimale Belichtungsdauer bestimmt. Diese Experimente wurden für die Gitterkonstanten 456nm und 571nm durchgeführt.

Es wurde festgestellt, dass die Intensität des einfallenden Lichtes einen großen Einfluss auf die Rate des Anstieges des Raumladungsfeldes mit zunehmender Belichtung hat. Für eine Lichtleistung von 265mW konnte ein klares Maximum bei den Raumladungsfeldern gefunden werden. Das stärkste gemessene Feld wurde jedoch mit 540mW 70s bei einer Gitterkonstante von 571nm eingeschrieben. Bessere Ergebnisse könnten jedoch noch mit 80s oder 90s Belichtungszeit erzielt werden, sollte es gelingen, Vibrationen beim Schreibvorgang weiter einzudämmen.

Abstract

The objective was to maximize the holographic space-charge field in a lithium-nobate-crystal using two-beam-interference. First, the influence of vibrations and airmovement on the writingprocess were reduced. Next a series of holograms with identical exposure to light but a varying relation between time und intensity was created to determine the optimal relation between these two factors. At last the optimal exposure time was determined. These experiments have been conducted for gratings with 456nm and 571nm grating spacing.

The results show, that the intensity of the ingoing light has a huge influence on the rate the space-charge field rises with the exposure. For an intensity of 265mW a clear maximum was found. Yet the highest space-charge field was achieved at an 540mW and 70s for 571nm grating spacing. The data indicates that better results might still be possible at 80s or 90s if the influence of vibrations can further be reduced.