

# Gezielte Kontrolle der Schaltzeiten eines Laserlichtes

von

**Stefanie Kirschner**

Bachelorarbeit in Physik  
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)  
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
am 4. Mai 2023

1. Gutachter: Prof. Dr. Patrick Windpassinger
2. Gutachter: Prof. Dr. Randolph Pohl

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

A handwritten signature in black ink that reads "S. Kirschner". The signature is written in a cursive style with a large, looped initial 'S'.

Mainz, den 04.05.2023

Stefanie Kirschner  
QUANTUM  
Institut für Physik  
Staudingerweg 7  
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz  
stkirsch@students.uni-mainz.de

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Gaußstrahl . . . . .	3
2.2. Phasen- und Amplitudenmodulation elektromagnetischer Strahlung . .	5
2.2.1. Beugung durch einen akusto-optischen Modulator . . . . .	5
2.2.2. Phasenverschiebung durch einen elektro-optische Modulation . .	7
2.2.3. Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers . . . . .	8
2.3. Frequenzverdopplung . . . . .	9
<b>3. Charakterisierung des AOM Schaltverhaltens</b>	<b>11</b>
3.1. Experimenteller Aufbau und Durchführung des Experimentes . . . . .	11
3.2. Messung des fokussierten Strahldurchmessers . . . . .	13
3.3. Charakterisierung der Schaltzeit eines akusto-optischen Modulators . .	14
<b>4. Charakterisierung des Schaltverhaltens eines Mach-Zehnder Interferometers</b>	<b>18</b>
4.1. Experimenteller Aufbau des Mach-Zehnder-Interferometers . . . . .	18
4.2. Justage des Mach-Zehnder-Interferometers . . . . .	20
4.3. Experimenteller Aufbau zur Frequenzverdopplung . . . . .	22
4.4. Optimierung der Verdopplungseffizienz . . . . .	22
<b>5. Fazit und Ausblick</b>	<b>25</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>26</b>
A.1. Datenblätter . . . . .	26
A.2. Zusätzliche Abbildungen . . . . .	26

# 1. Einleitung

Ein Atom absorbiert Energie in Form einer elektromagnetischen Welle und geht in einen Zustand höherer Energie über. Wird die einfallende Welle nun abrupt abgeschaltet, so fällt das Atom im statistischen Mittel nach Erreichen der Lebenszeit des angeregten Zustandes zurück in den Grundzustand. Dieser Prozess wird als spontane Emission bezeichnet, bei welchem die Energiedifferenz als Photon emittiert wird und somit als Fluoreszenzstrahlung detektierbar ist. Das emittierte Photon wird nach den Eigenschaften von Wellenlänge und Energie und Masse. Bei dem beschriebenen Vorgang treten Fluoreszenzphänomene auf [1].

Betrachtet man nun eine atomare Wolke angeregter Atome so erfolgt die Fluoreszenz isotrop und der Zerfall der abgestrahlten Intensität ist exponentiell. Dieses Verhalten ändert sich drastisch, sobald sehr viel höhere atomare Dichten erreicht werden, bei denen die Atome auf durchschnittliche atomare Distanzen kommen, die kleiner sind als die Wellenlänge des anregenden Lichtes. Durch die hohen Dichten kommt es zu elektrischen und magnetischen Interaktionen durch andere Atome, während ein Atom abstrahlt. Die einzelnen emittierten Photonen können nicht dem jeweiligen Emittor zugeordnet werden, da die Wellenlänge des Photons größer ist als der Abstand der Atome. Aufgrund der daraus folgenden Ununterscheidbarkeit der Emittoren werden daraus folgende Phänomene häufig als kollektive Effekte bezeichnet. Eine anschauliche Erklärung liefert hierbei das Bild der Synchronisation der Dipole. Durch elektrische und magnetische Interaktionen der Atome untereinander, während des Emissionsprozesses, kommt es zu einer Art Synchronisation der Dipolschwingungen. Dies führt zu Phänomenen, bei denen bei der Fluoreszenz, im Vergleich zum exponentiellen Zerfall, eine anfängliche kurze Lebenszeit (Superradianz) mit anschließender langen Lebenszeit (Subradianz) auftritt. Die Abstrahlung besitzt ein räumliches Profil, wobei die Fluoreszenz anisotrop entlang der langen Achse der Atomwolke erfolgt [2]. Diverse Experimente zur Messung dieser Fluoreszenzphänomene wurden mit Atomen, die einen kleinen magnetischen Dipolmoment besitzten untersucht. Die Superradianz wurde in [3] untersucht unter Verwendung der Fluoreszenz einer kalten Atomwolke, wobei im Niedrigintensitätsregime die erste Beobachtung von superradiantem Zerfall im Hohlraum beobachtet wurde. Die Subradianz wurde in [4] in einer großen Wolke kalter Atome untersucht, wobei die ersten direkten Signaturen von Subradianz in einem großen Resonanzsystem realisiert wurden. Um stärkere Einflüsse der magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung zu beobachten werden gleiche Experimente mit Atomen, die einen großen magnetischen Moment besitzen durchgeführt. Ein geeigneter Kandidat ist Dysprosium (Dy) mit einem magnetischen Moment von  $10\mu_B$ .

Die Phänomene von Super und Subradianz werden in Dysprosium untersucht für

## 1. Einleitung

die Übergänge von blauem Licht der Wellenlänge  $\lambda = 421nm$  und der Linienbreite  $\Gamma = 32.2MHz$  und infrarotem Licht der Wellenlänge  $\lambda = 626nm$  und der Linienbreite  $\Gamma = 136kHz$  untersucht werden. Der Übergang vom blauen Laser hat eine Lebensdauer von  $\tau = 4.94ns$  und der Übergang vom infraroten Laser eine Lebensdauer  $\tau = 1.2\mu s$  [5]. Für die Durchführung einer Messung ist eine sehr schnelle Abschaltzeit notwendig, aufgrund der kurzen Lebenszeiten.

Um die benötigten kurzen Schaltzeiten der genannten Laserwellenlängen zu erreichen wird zunächst ein akusto-optischer Modulator (AOM) verwendet. Diese werden seit jeher als Standardinstrumente zur Kontrolle von Laserlicht und Frequenzmodulation verwendet. Hierbei wird durch hochfrequente Positionsmodulation, innerhalb eines Kristalls, eine Materiewelle erzeugt, welche senkrecht zum einfallenden Laserlicht propagiert. Mittels präziser Kontrolle des Einfallswinkels des Lichtes kann mittels Bragg-Beugung das Licht mit hoher Effizienz auf diverse Beugungsordnungen verteilt werden. Wird die antreibende hochfrequente Positionsmodulation abrupt abgeschaltet, so werden auch die Beugungsordnungen verschwinden und das Licht ist ausgeschaltet. In dieser Arbeit wird durch genaues fokussieren in das AOM Medium die für die Materiewelle zurückzulegende Wegstrecke durch den Laser verkürzt um so sehr viel kürzere, Strahldurchmesser abhängige, Schaltzeiten zu erzielen.

Das Abschaltverhalten des AOMs wird durch die Schallgeschwindigkeit der Materiewelle im Medium beschränkt. Bei der elektro-optischen Modulation wird durch das Anlegen eines elektrisch geladenen Feldes die Atome verschoben, wodurch sich die Brechungsindex des Kristalls ändert. Aufgrund von Dispersion wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der einfallenden Welle verändert, wodurch eine Phasenmodulation statt findet.

Das Mach-Zehnder wird zum Abschalten aufgebaut, wobei ein Lichtstrahl aufgeteilt wird und zwei optische Pfade durchläuft. In einem der Pfade wird mit Hilfe des EOMs die Phase moduliert, wodurch es nach erneuter Überlagerung beider Strahlen zu Interferenz kommt [6]. Durch präzise Kontrolle der Phase ist es hierbei möglich die Intensität am Interferometerausgang zwischen vollständiger konstruktiver und destruktiver Interferenz zu schalten. Hierbei ist die Idee in dem Mach-Zehnder-Interferometer infrarotes Licht der Wellenlänge  $\lambda = 842nm$  zu verwenden, dieses entspricht der doppelten Wellenlänge des zu untersuchenden blauen Lichtes. Das Licht am Interferometerausgang wird durch einen nichtlinearen Kristall frequenzverdoppelt. Mit ausreichender Verdopplungseffizienz kann durch präzise Phasenmodulation das  $842nm$  Licht abgeschaltet werden. Das  $421nm$  Licht folgt hierbei dem infraroten Licht und wird gleichermaßen schnell ausgeschaltet.

Die Arbeit orientiert sich dementsprechend an folgendem Aufbau. Zunächst wird in Kapitel 2 die nötige Theorie zu Gaußstrahlen, sowie akusto- und elektro-optischer Modulation präsentiert. Darauf wird in Kapitel 3 die Fallzeit von  $\lambda = 421nm$  in Abhängigkeit zum fokussierten Strahldurchmesser untersucht, unter Verwendung des AOM. In Kapitel 4 wird auf den experimentellen Aufbau und auf die Messung des Schaltverhaltens unter Verwendung eines Mach-Zehnder-Interferometers eingegangen. Zur Untersuchung des Schaltverhaltens wird zusätzlich auf die Frequenzverdopplung eingegangen.

## 2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen und Zusammenhänge erklärt. Zu Beginn werden die mathematischen Grundlagen eines Gaußstrahles beschrieben. Anschließend wird auf die physikalischen Grundlagen bezüglich der kombinierten Phasen- und Amplitudenmodulation mit einem AOM und EOM eingegangen. Im Zusammenhang mit der elektro-optischen Modulation werden die Prinzipien und der Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers erläutert. Im letzten Teil erfolgt eine kurze Beschreibung der Grundlagen von Frequenzverdopplung, welche im letzten Teil dieser Arbeit Anwendung findet um kurze Schaltzeiten auch im blauen Spektralbereich zu erzielen.

### 2.1. Gaußstrahl

Im folgenden werden die theoretischen Grundlagen eines Gaußstrahls anhand der Beschreibung in [7] erläutert. Zum Verständnis eines Gaußstrahls wird als Ansatz eine ebene Welle gewählt, wobei eine komplexe Wellenfunktion beschrieben wird, wobei sich die Welle in z-Richtung ausbreitet.

Ein Gaußstrahl wird als monochromatische paraxiale Welle definiert

$$U(\vec{r}) = A(\vec{r}) \cdot \exp(-ikz), \quad (2.1)$$

mit  $k = 2\pi/\lambda$ .  $A(\vec{r})$  beschreibt die einhüllende Welle, welche sich über eine Entfernung der Wellenlänge  $\lambda$  approximal konstant ausbreitet. Zur Bestimmung der Lösung einer paraxialen Wellenfunktion muss die komplexe Amplitude  $U(\vec{r})$  die Helmholtzgleichung

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0 \quad (2.2)$$

und die einhüllende Welle  $A(\vec{r})$  die paraxiale Helmholtzgleichung

$$\nabla_t^2 A - i2k \frac{\delta A}{\delta z} = 0 \quad (2.3)$$

lösen. Durch Transformation, wobei sich die Strahltaile bei  $z=0$  befindet, kann die einhüllende Welle eines Gaußstrahls

$$A(\vec{r}) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left[-ik \frac{\rho^2}{2q(z)}\right] \quad (2.4)$$

## 2. Theoretische Grundlagen

ermittelt werden, wobei sich die Wellenfront entlang der  $z$ -Achse ausbreitet. Der radiale Abstand wird mit  $\rho^2 = x^2 + y^2$  definiert.  $A_1$  beschreibt die Amplitude und  $q(z)$  den sogenannten  $q$ -Parameter eines Strahlbündels mit  $q(z) = z + iz_0$  und der Rayleighlänge

$$z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}. \quad (2.5)$$

Die komplexe Einhüllende Welle wird umgeschrieben, wobei Imaginärteil und Realteil voneinander getrennt werden. Somit wird die Amplitude und Phase beschrieben durch

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi\omega^2(z)}, \quad (2.6)$$

indem  $\omega(z)$  den Radius des Strahlbündels und  $R(z)$  den Krümmungsradius der Wellenfront definieren

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right]. \quad (2.7)$$

Der Radius des Strahlbündels wird definiert durch den Punkt entlang der  $z$ -Achse an dem die Strahlintensität auf  $1/e^2 \approx 0.135$  sinkt. Der Fall der Divergenz tritt unter der Bedingung  $z \ll z_0$ , wobei der radiale Abstand definiert wird durch  $\rho = \omega(z)$  und der Krümmungsradius  $R(z)$  sich annähernd linear ausbreitet. Der Strahlradius  $\omega(z)$  wird als

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2} \approx \frac{\omega_0}{z_0} z = \Theta_0 z \quad (2.8)$$

beschrieben, wobei eine schematische Darstellung in Abb. 2.1 zu finden ist. Der Tailenradius  $\omega_0$  des Strahls nimmt linear ab bis der minimale Radius in der Ebene um  $z = 0$  erreicht ist. Die Strahltaile befindet sich an der Position, an welcher das Strahlbündel am stärksten gekrümmt ist und ist durch

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} \quad (2.9)$$

ber. Hinsichtlich dem Fall der oben beschriebenen Divergenz breitet sich die Wellenfront aus dem Zentrum kegelförmig aus mit dem Divergenzwinkel  $\Theta_0$ , wobei dieser proportional zur Wellenlänge  $\lambda$  ist. Der Taillendurchmesser  $2\omega_0$  ist antiproportional zum Divergenzwinkel, wodurch eine breite Taille das Resultat eines stark divergenten Strahles ist

$$\Theta_0 = \frac{\omega_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi\omega_0}. \quad (2.10)$$

Diese Beschreibung des Gaußstrahls kann nun zum Verständnis der im nächsten Teil folgenden Beschreibung der Phasenmodulation und des Schaltverhaltens herangezogen werden.

## 2. Theoretische Grundlagen

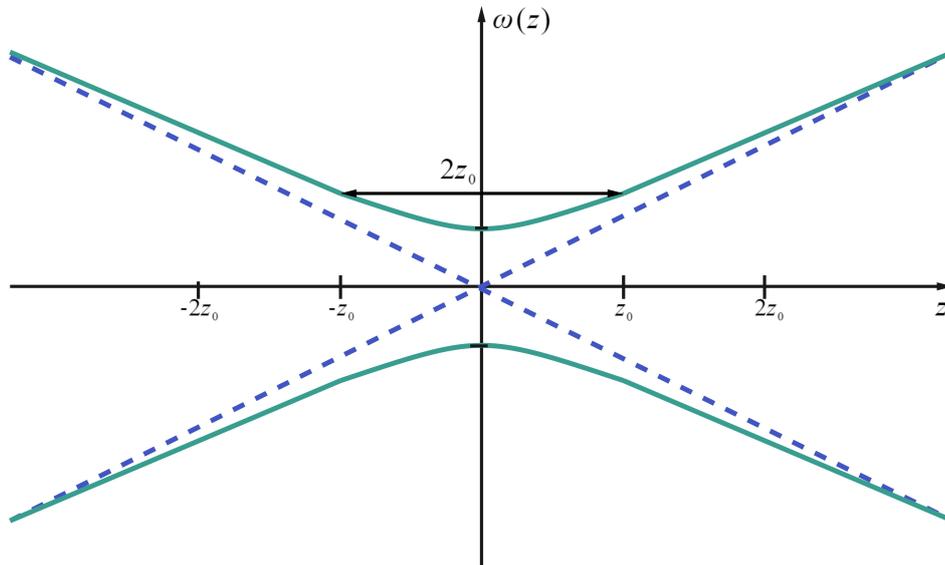


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung eines Gaußstrahls. Die gestrichelte Linie symbolisiert die Annäherung an einen linear ansteigenden Strahlradius für größere Distanzen vom Zentrum.

## 2.2. Phasen- und Amplitudenmodulation elektromagnetischer Strahlung

Die Beschreibung der Modulation von elektromagnetischer Strahlung orientiert sich an [8] und [9]. Dabei wird das Abschaltverhalten unter Verwendung eines AOMs und EOMs untersucht. Der AOM basiert darauf, dass akustische Wellen im Kristallmedium erzeugt werden, durch welche es zu Beugungseffekten kommen kann bei senkrechtem Einfall elektromagnetischer Strahlung. Dieses Verhalten wird im folgenden Unterkapitel genauer erläutert. Anschließend wird das Funktionsprinzip der Phasenmodulation durch das Anlegen externer Spannung innerhalb eines elektro-optischen Modulator beschrieben, welches im letzten Kapitel, für das Mach-Zehnder Interferometer, Anwendung findet.

### 2.2.1. Beugung durch einen akusto-optischen Modulator

Die Funktionsweise des AOM ist in Abb. 2.2 skizziert. Diese basiert auf der Interaktion von elektromagnetischen Wellen in Form von Photonen, mit dem Wellenvektor  $\vec{k}_i$  und der Frequenz  $\omega_i$ , und einer akustischen Welle mit dem Wellenvektor  $\vec{q}$  und der Kreisfrequenz  $\Omega$ . Das Licht das unter einem Winkel  $\Theta_B$  auf die akusto-optische Welle trifft wird gebeugt. Hinsichtlich der Wechselwirkung kommt es zur inelastischen Streuung von Photonen und Phononen. Das gestreute Photon besitzt den resultierenden Impuls

$$\hbar\vec{k} = \hbar\vec{k}_i + \hbar\vec{q} \quad (2.11)$$

## 2. Theoretische Grundlagen

mit der Energie

$$\hbar\omega = \hbar\omega_i + \hbar\Omega. \quad (2.12)$$

Aus Erhaltung von Energie und Impuls folgt für die Frequenzverschiebung  $\omega$ , die auf die Frequenz der elektromagnetische Welle  $\omega_i$  wirkt durch die akustische Modulation der Frequenz  $\Omega$

$$\omega = \omega_i \pm \Omega. \quad (2.13)$$

Die Beugung des Lichts muss dabei die Bragg-Bedingung erfüllen

$$\vec{k} = \vec{k}_i + \vec{q}. \quad (2.14)$$

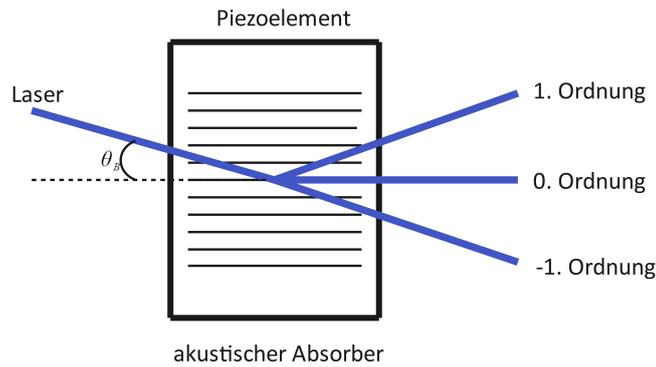


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines AOMs

Der Aufbau des AOMs basiert auf einem Kristall, bestehend aus einem akustischen Absorber und einem Piezoelement. Wenn elektromagnetische Strahlung unter einem bestimmten Einfallswinkel, der nicht parallel zur Propagationsrichtung der akustischen Wellen ist, kommt es zu Beugung der einfallenden Welle. Durch das Anlegen einer Radiofrequenz kommt es zur Vibration des piezoelektrischen Elements, wodurch eine periodische Dichteänderung zustande kommt. Diese Anordnung wird als Bragg-Zelle bezeichnet. Der Ablenkungswinkel ist nach der Bragg-Bedingung von der Wellenlänge des Lichts im Kristall  $\lambda$  und der Brechungsindexmodulation  $\Lambda$  abhängig

$$\sin\Theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda} = \frac{\lambda_0}{2n_0\Lambda}, \quad (2.15)$$

$$\Lambda = \frac{2\pi v_{ak}}{\Omega_d} \quad (2.16)$$

## 2. Theoretische Grundlagen

dabei entspricht  $\lambda_0$  der Vakuumwellenlänge des einfallenden Lichtes,  $\Omega_d$  der Doppler-Frequenzverschiebung,  $n_0$  dem Brechungsindex des Mediums,  $v_{ak}$  der Schallgeschwindigkeit und  $\Theta_B$  dem Bragg-Winkel.

Das Beugungsverhalten kann somit durch die angelegte Radiofrequenz gesteuert werden. Im Experiment wird hierbei die 1. Beugungsordnung beobachtet, während die Radiofrequenz ausgeschaltet wird. Die Schaltzeiten für verschiedene Strahldurchmesser im AOM Medium, können hiermit präzise untersucht werden.

### 2.2.2. Phasenverschiebung durch einen elektro-optische Modulation

Der EOM kann nach der Grundlage der Elektrooptik beschrieben werden, wobei durch das Anlegen eines elektrisch geladenen Feldes die Atome im Dopplungsbrechungskristall verschoben werden. Der Brechungsindex des Mediums wird durch den Vorgang verändern, wodurch das einfallende Licht eine langsame Geschwindigkeit im Medium hat  $c_n = c_0/n$  und dementsprechend zeitlich verzögert. Die Änderung des Brechungsindex durch anlegen eines externen elektrischen Feldes wird hierbei als elektrooptischer Effekt bezeichnet, wobei die Änderung als Taylorreihe um  $E = 0$  entwickelt wird

$$n(E) = n_0 + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots, \quad (2.17)$$

dabei ist  $n_0$  definiert als den anfänglichen Brechungsindex ohne angelegtes elektrisches Feld. Die Gleichung wird beschrieben durch die elektrooptischen Koeffizienten der elektrooptischen Konstanter  $= -2a_1/n^3$  und der polarisationsoptische Konstante  $s = -a_2 n^3$

$$n(E) = n_0 - \frac{1}{2} r n_0^3 E - \frac{1}{2} s n_0^3 E^2 + \mathcal{O}(E^3). \quad (2.18)$$

Ein EOM basiert aus den Grundlagen des elektrooptischen Effekts, wobei der Pockels-effekt, auch als linear elektro-optischer Effekt bezeichnet, ausgenutzt wird. Für die Beschreibung des Pockelseffektes wird der zweite Term aus Gl(2.18) vernachlässigt

$$n(E) \approx n_0 - \frac{1}{2} r n_0^3 E. \quad (2.19)$$

Diese polarisationsoptische Konstante verläuft parallel zum elektrischen Feld und somit wird sie vernachlässigt. Durch die Änderung der Brechungsindex kommt es zur Phasenmodulation in dem EOM, beim Durchgang einer elektromagnetischen Welle durch eine Pockelszelle der Länge  $L$  während ein elektrisches Feld angelegt wird. Folglich erfährt die elektromagnetische Welle eine Phasenverschiebung mit  $\phi = 2\pi n(E)L/\lambda_0$  die mit Gl.(2.20) zu

$$\phi \approx \phi_0 - \pi \frac{r n_0^3 E L}{\lambda_0} \quad (2.20)$$

## 2. Theoretische Grundlagen

mit  $\lambda_0$  als die Vakuumwellenlänge und  $\phi_0 = 2\pi n_0 L / \lambda_0$ . Für den Fall, dass eine Spannung  $V$  angelegt wird, kann das elektrische Feld definiert werden als  $E = V/d$  und die Phasenverschiebung kann ausgedrückt werden durch

$$\phi = \phi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (2.21)$$

mit

$$V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{r n_0^3}. \quad (2.22)$$

$V_\pi$  beschreibt die sogenannte Halbwellenspannung, wobei es zu einer Phasenverschiebung um  $\pi$  kommt.

### 2.2.3. Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers

Der typische Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers ist in Abb. 2.3 dargestellt. Der Interferometer-Eingang wird durch einen Strahlteiler realisiert, welcher das Licht in zwei Strahlen gleicher Intensität aufteilt. Beide Lichtwellen durchlaufen verschiedene optische Pfade, wobei eine Lichtwelle einen Phasenmodulator durchquert und somit eine Phasenverschiebung erfährt. Die beiden Strahlen ungleicher Phase werden über Spiegel in einem weiteren Strahlteiler überlagert. Hierdurch kommt es am Ausgang des Interferometers zu einer vom Phasenunterschied  $\Delta\phi$  abhängigen Interferenz. Das phasenabhängige Interferenzmuster kann mittels gezielter Modulation genutzt werden, um über Interferenz das Schaltverhalten zu kontrollieren.

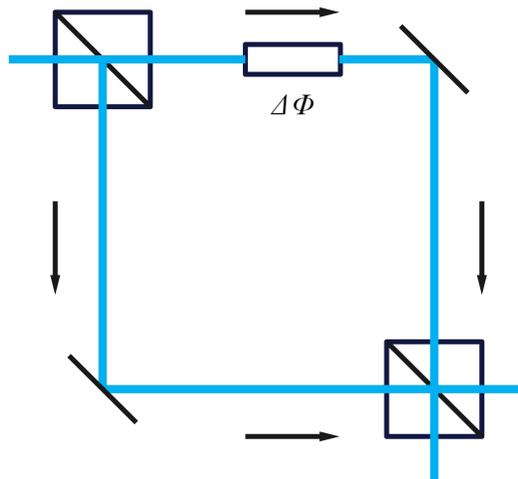


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung eines Mach-Zehnder-Interferometers

### 2.3. Frequenzverdopplung

Die Beschreibung der Frequenzverdopplung orientiert sich an [7] und [10]. Frequenzverdopplung kann tritt auf, bei dem Durchgang einer elektromagnetische Welle durch ein nichtlineares Medium. Ein nichtlineares Medium beschreibt ein Medium mit einer nichtlinearen Beziehung zwischen der Polarisierung  $P$  und dem einfallenden elektrischen Feld  $E$ . Die Polarisierung wird charakterisiert durch das Produkt des induzierten Dipolmoment  $p$ , infolge der Interaktion mit dem elektrischen Feld, und der Zahlendichte  $N$

$$P = Np. \quad (2.23)$$

Das elektrischen Feld wird anhand des Lorentzmodells durch einen anharmonischen Oszillator beschrieben. Durchquert eine fundamentale elektromagnetische Welle mit der Frequenz  $\omega$  ein nichtlineares Medium entsteht eine sekundäre Welle mit der Frequenz  $2\omega$ , wodurch ein Strahlungsfeld  $E_0$  entsteht. Für diesen Fall wird die Polarisierung beschrieben durch

$$|P| = \frac{\epsilon_0 E_0^2 \chi}{2} - \frac{\epsilon_0 E_0^2 \chi}{2} \cos(2\omega), \quad (2.24)$$

wobei  $\chi$  die dielektrische Suszeptibilität ist. Der erste Term beschreibt den konstante Dipol und der zweite Term beschreibt die oszillierende Dipole, wodurch die sekundäre Welle entsteht. Durch die Änderungen des Brechungsindizes tritt Dispersion auf, wobei die Frequenz und Ausbreitungsgeschwindigkeit abhängig ist vom Brechungsindex des Mediums. Die Frequenzverdopplung wird erreicht, durch Phasenanpassung der fundamentalen Welle, wodurch fundamentale und sekundäre Welle den gleichen Brechungsindex besitzen.

$$n_\omega = n_{2\omega}. \quad (2.25)$$

Im folgenden wird Näher auf die Technik der Skalaren Winkel Phasenanpassung eingegangen, wobei sich die Lichtwellen kollinear ausbreiten.

$$\mathbf{k}_\omega + \mathbf{k}'_\omega = \mathbf{k}_{2\omega} \quad (2.26)$$

In dem Experiment wird auf die unkritischen Phasenanpassung Typ I eingegangen. Für ein nichtlineares Medium entstehen durch Doppelbrechung eine ordinäre Welle  $n_o$  und eine extraordinäre Welle  $n_e(\Theta)$ , wobei  $\Theta$  die relative Richtung der extraordinären Welle zur Kristallachse beschreibt. Das Prinzip dieser Phasenanpassung ist in Abb. 2.4 dargestellt. Über die Rotation der Polarisierung der fundamentalen Welle kann der Brechungsindex der extraordinären Welle so angepasst werden, dass der selbe Brechungsindex für den ordinären Anteil des frequenzverdoppelten Lichtes erreicht wird. Einfallendes s-polarisiertes Licht der fundamentalen Welle würde somit p-polarisiertes Licht der sekundären Welle erzeugen, für eine entsprechende Orientierung der Kristallachse bezüglich der Polarisierung des einfallenden Lichtes.

## 2. Theoretische Grundlagen

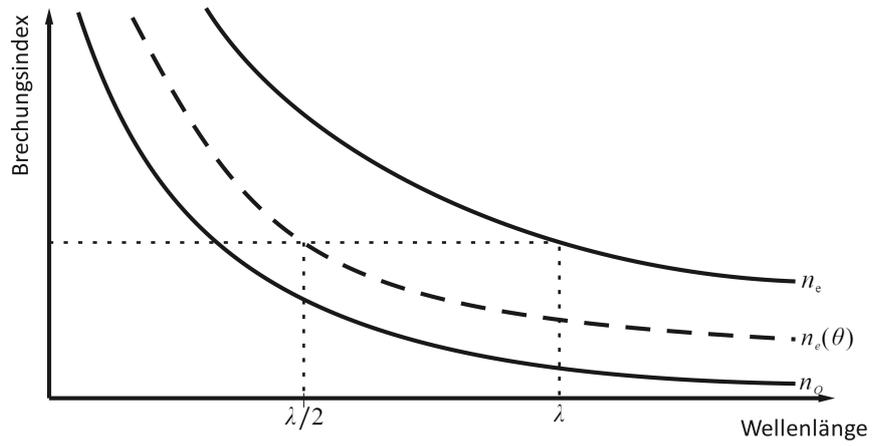


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung von dem Verlauf eines gewöhnlichen Brechungsindex und einer außergewöhnlichen Brechungsindex

## 3. Charakterisierung des AOM Schaltverhaltens

Zur Untersuchung von Dysprosium wird die Superradianz im Übergang von  $\lambda = 421nm$  untersucht, durch das Abschaltverhalten von blauem Licht, wobei im folgenden Kapitel ein akusto-optischer Modulator verwendet wird. Der AOM ist zur Kontrolle von Laserlicht geeignet, da bei Streuung von Laserlicht mit akustischen Wellen Beugung entsteht, wie in Abschnitt 2.2.1 erklärt. Die erste Ordnung des AOMs wird durch ausschalten der antreibenden Radiofrequenz abgeschaltet. Das folgende Experiment wird mit einem für die zu untersuchende Wellenlänge von  $\lambda = 421nm$  geeigneten AOM Model:3080-125 des Herstellers Gooch & Housego [11] durchgeführt. Das Schaltverhalten wird anhand der Abhängigkeit der Fallzeit des Signals, in der ersten Beugungsordnung, von dem Strahldurchmesser im AOM Medium charakterisiert. Zur Bestimmung der Fallzeit wird die erste Ordnung des AOMs observiert mit Hilfe einer Photodiode, während die antreibende Radiofrequenz abgeschaltet wird. Die Fallzeit wird minimiert durch das fokussieren des Strahls auf die Mitte des piezoelektrischen Kristalls. Der Strahldurchmesser wird durch Messung des Strahlprofils entlang der Strahlachse ermittelt.

### 3.1. Experimenteller Aufbau und Durchführung des Experimentes

Das zur Bestimmung der Schaltzeit des AOMs verwendete Licht bei  $\lambda = 421nm$  wird mittels Frequenzverdopplung in einem, im Dysprosium Experiment bereits verbauten, Bowtie-Resonator erzeugt. Hierzu wird Licht bei  $\lambda = 842nm$  von einem Toptica DL pro Diodenlaser mittels Trapezverstärkers auf circa  $2W$  Laserleistung verstärkt und passiert innerhalb des Resonators mehrfach einen  $\beta$ -Bariumborat (BBO) Kristall. Das hiermit erzeugte Licht bei  $\lambda = 421nm$  wird mittels optischer Faser zum experimentellen Aufbau gekoppelt.

Mit einer Faser wird eine Intensität von rund  $I = (500 \pm 5)\mu W$  zum Experiment transportiert. In Abb. 3.1 ist der experimentelle Aufbau abgebildet. Der Strahldurchmesser wird zunächst mit einem Teleskop verkleinert, was der Anpassung des Strahldurchmessers auf die Apertur des AOMs dient. Hierbei wird mit einer Linse der Brennweite  $f = 150mm$  und einer Linse der Brennweite  $f = 50mm$  der Strahl um einen Faktor 3 verkleinert. Hiernach passiert das Licht eine  $\lambda/2$ -Platte und wird über zwei Spiegel auf die in den AOM fokussierende Linse gelenkt. Die

### 3. Charakterisierung des AOM Schaltverhaltens

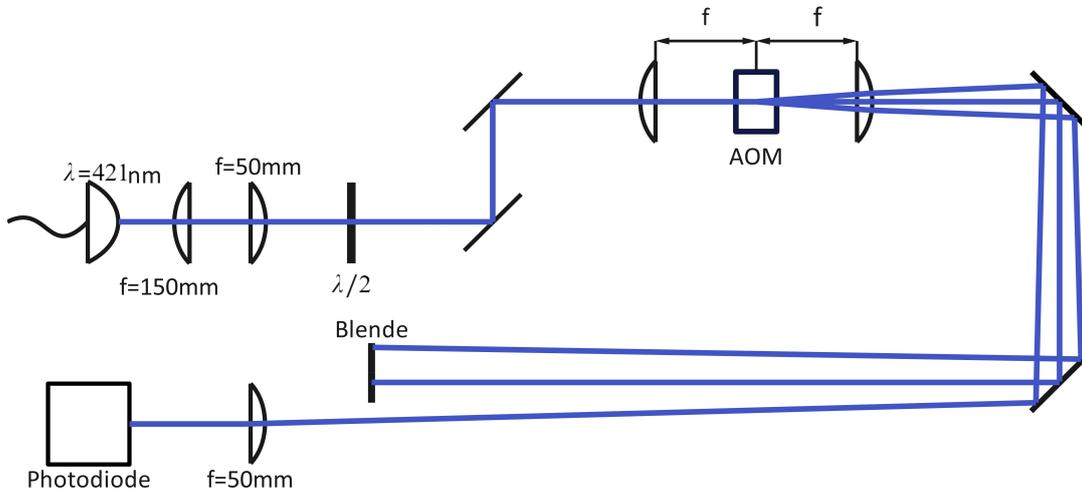


Abbildung 3.1.: Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der Laserlicht-Schaltzeit mit Hilfe eines AOMs im Strahlengang

Wellenplatte ist aufgrund der Abhängigkeit der Beugungseffizienz von der einfallenden Polarisation nötig. Das Experiment wird mit einem AOM der Bandbreite von  $25 \text{ MHz}$  und der Mittenfrequenz von  $80 \text{ MHz}$  durchgeführt. Zur Erreichung einer optimalen Beugungseffizienz wird der AOM bei der vom Hersteller empfohlenen zentralen Radiofrequenz von  $80 \text{ MHz}$  betrieben. Die benötigte Leistung von  $32 \text{ dBm}$  wird von einem selbstgebaute Radiofrequenztreiber erzeugt.

Mit einem Frequenzgenerator wird eine periodische Signalform erzeugt. Der Output dieses Frequenzgenerators, mit einer gepulsten Rechteckspannung der Amplitude  $V_{pp} = 5 \text{ V}$  und einem Offset von  $V_{DC} = 2.5 \text{ V}$ , wird an den TTL Eingang des AOM-Treibers angeschlossen. Hiermit wird der im AOM Treiber verbaute Optokoppler angesteuert, welcher somit die Spannungsversorgung des Treibers und damit den Radiofrequenzausgang ausschalten kann. Das Rechtecksignal wird hierbei auf eine Frequenz von  $\nu = 1 \text{ Hz}$  eingestellt und neben dem TTL Eingang des AOM Treibers, auch als Trigger-Eingang des Oszilloskops verwendet. Das Oszilloskop observiert hierbei das Signal der Photodiode.

Der AOM wird auf einer rotierbaren und in Strahlrichtung beweglichen Plattform montiert und im Fokus des Linsensystems platziert. Das Linsensystem besteht aus zwei Linsen gleicher Brennweite, wobei das Licht zentral in das AOM Medium fokussiert wird. Beim Austritt des Lasers aus dem AOM entstehen wie in Abschnitt 2.2.1 erklärt, durch Wechselwirkungen zwischen elektromagnetischer und akustischer Wellen Beugungsordnungen. Die zweite Linse gleicher Brennweite dient der Kollimation des Beugungsmusters, wodurch eine bessere visuelle Trennung der Ordnungen ermöglicht wird. Durch das fokussieren des Lasers ist eine klare Trennung der Ordnungen nur auf größere Distanzen möglich. Da die Wegstrecke durch die Maße des optischen Tisches begrenzt ist, werden zwei Spiegel eingesetzt, wodurch die aufkommenden Ordnungen möglichst gut voneinander getrennt werden. Eine Blende wird platziert, wobei nur die

### 3. Charakterisierung des AOM Schaltverhaltens

1.Ordnung die Blende passiert, da diese die höchste Intensität besitzt und somit die Detektion vereinfacht. Das Signal des Frequenzgenerators und des Photodiode Model PDA10A-EC des Herstellers Thorlabs [13] werden simultan mit einem Oszilloskop aufgenommen. Das verwendete Signal vom Frequenzgenerator wird mit dem AOM Treiber betrieben, wobei das abfallende Signal dementsprechend den AOM ausschaltet.

### 3.2. Messung des fokussierten Strahldurchmessers

Der fokussierte Strahldurchmesser wird zunächst experimentell bestimmt, damit in der späteren Messung der Fallzeit quantitative Aussagen der Abhängigkeit vom Strahldurchmesser getroffen werden können.

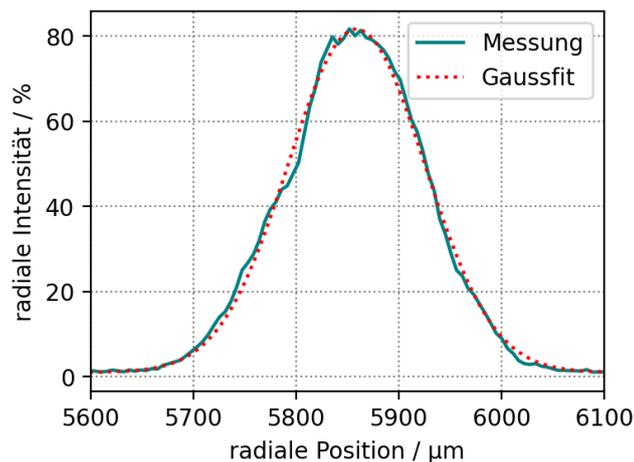


Abbildung 3.2.: Typisches Messung des Intensitätsprofils entlang der Strahlrichtung. Die Messung entspricht einem Messwert mit einer  $f = 200\text{mm}$  Linse an der Position des Fokus.

Für die Messung wird ein Strahlprofilmessgerät der Firma Edmund Optics Model 4M [14] eingesetzt. Mit der Kamera wird das Strahlprofil aufgenommen, dessen Intensitätsverteilung durch eine Gaußkurve beschrieben werden kann. Der Strahldurchmesser wird bei einer Gaußkurve definiert durch die Position, an der die radiale Intensitätsverteilung auf  $1/e^2 \approx 13.5\% \approx 2\sigma$  abgefallen ist. Damit ist der Strahldurchmesser definiert als  $\omega_0 = 4\sigma$  der Intensitätsverteilung einer Gaußkurve.

In der Abb. 3.2 ist eine Beispielmessung dargestellt für den Strahldurchmesser für die Linse der Brennweite  $f = 200\text{ mm}$ . Der Strahldurchmesser wird durch eine Gaußfunktion der Form  $A \cdot \exp(-(x - \mu)^2 / (2\sigma)^2)$  angenähert.

Zur experimentellen Bestimmung des Strahldurchmessers wird die Kamera auf eine Schiene montiert, die entlang der Strahlrichtung verschoben werden kann, wobei

### 3. Charakterisierung des AOM Schaltverhaltens

Messungen entlang des Fokusses aufgenommen werden. Die Werte für den Strahldurchmesser werden in Schritten von  $d = (1 \pm 0.5)$  mm um den Fokus vermessen. In größerer Distanz zum Fokus werden die Werte für den Strahldurchmesser in Schritten von  $d = (2 \pm 0.5)$  mm vermessen.

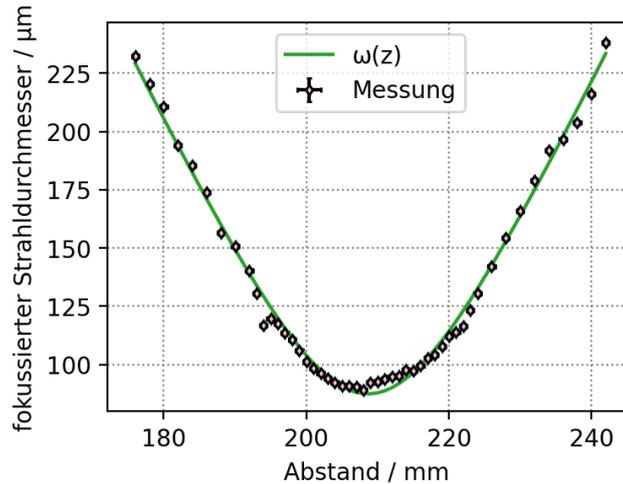


Abbildung 3.3.: Messwerte der Strahldurchmessers an verschiedenen Positionen

Der Fehler auf die gemessene Distanz wird als ein Skalenteil gemäß der Präzision der Translationsbühne abgeschätzt.

In Abb. 3.3 ist die Auswertung des Strahldurchmessers für die Linse  $f = 200\text{mm}$ . Da es sich hierbei um eine direkte Messung eines Gauß'schen Strahlprofils handelt, kann gemäß der Beschreibung in Kapitel 2.1, die entsprechende Funktion  $\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (z - b)/z_R)^2}$  an die Daten angepasst werden. Hierbei ergibt sich ein Strahldurchmesser von  $\omega_0 = (88 \pm 3)\mu\text{m}$ .

### 3.3. Charakterisierung der Schaltzeit eines akusto-optischen Modulators

Mit Hilfe der zuvor bestimmten Strahldurchmesser können nun quantitative Aussagen über die resultierenden Fallzeiten der zu observierenden Laserleistung getroffen werden. Die AOM Schaltzeit wird hierbei bestimmt durch die Materiewelle und wie schnell diese die Breite des Laserdurchmessers passieren kann. Daraus folgt, dass eine minimale Fallzeit realisiert wird, sofern der Fokus mittig im AOM Medium liegt.

Zur korrekten Positionierung wird der AOM in den Strahl platziert nahe der vermuteten Fokusposition. An dieser Stelle wird der AOM leicht rotiert, wodurch es zur Änderung des Einfallswinkel kommt. In guter Justage werden die verschiedenen Ordnungen nach erneuter Kollimation eindeutig getrennt observierbar. Mit Hilfe der

### 3. Charakterisierung des AOM Schaltverhaltens

vor dem AOM platzierten Spiegel wird die Leistung in der 1. Ordnung, für einen in der späteren Messung notwendigen guten Intensitätskontrast, optimiert.

Um sicher zu stellen, dass der AOM korrekt im Fokus platziert ist, wird entlang der einfallenden Strahlachse der AOM verschoben, um die kürzeste Fallzeit zu erreichen. Für jede Einstellung werden 10 Messungen aufgenommen, das Ergebnis der jeweiligen Einstellung ist dann durch den Mittelwert gegeben.

Die Fallzeit wird definiert als die Zeit, in dem der Wert von 90% auf 10% der Maximalspannung abgefallen ist. Eine Beispielmessung ist in Abb. 3.4 dargestellt, wobei die Fallzeit durch eine Gaußsche Fehlerfunktion  $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp^{-\tau^2} d\tau$  ermittelt aus dem Integral der Intensität eines Gaußstrahls.

Ergebnisse der Fallzeiten in Abhängigkeit vom Abstand zum Fokus für verschiedene Linsen ist in Abb. A.5 dargestellt. Da der einfallende Strahl gaußförmig ist, wird für das Schaltverhalten ebenfalls ein gaußförmiges Verhalten der Form der Form  $A \cdot \exp(-(x - \mu)^2 / (2\sigma)^2)$  erwartet. Dieses ist in der Abbildung grün dargestellt.

Das Ergebnis der Fallzeitbestimmung wird in Abb. 3.6 abgebildet, wobei die Fallzeit in Abhängigkeit vom Strahldurchmesser aufgetragen wird. Gemäß [15] wird eine lineare Abhängigkeit zwischen Fallzeit und Strahldurchmesser erwartet.

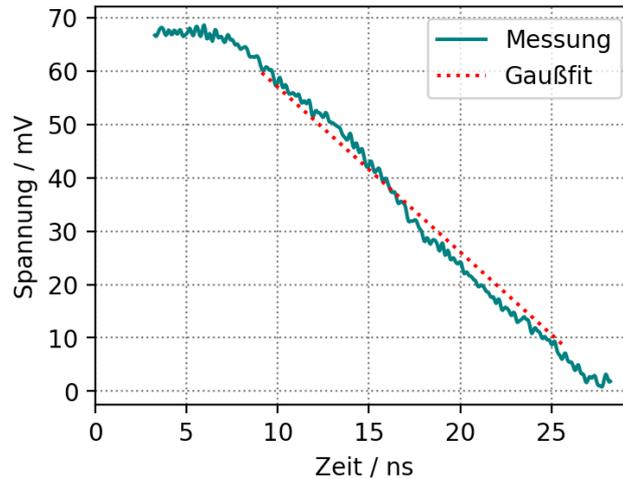


Abbildung 3.4.: Beispielmessung der Fallzeit für die Linse der Brennweite  $f = 250mm$ .

Die resultierende minimale Fallzeit beim kleinsten Strahldurchmesser unter Verwendung einer  $f = 50mm$  Linse wird für die lineare Abhängigkeit ignoriert. Grund hierfür ist das unterschreiten der vom Hersteller angegebenen Bandbreite von  $150MHz$  und der damit einhergehenden Limitierung der Fallzeitmessung. Diese Bandbreite entspricht einer maximal auflösbaren Fallzeit von circa  $6.7ns$ , sodass für diesen Strahldurchmesser keine verlässliche und stabile Messung stattfinden konnte [13].

Somit konnte mit dem AOM keine Fallzeit  $t_F < 5ns$  aufgenommen werden, wie es für

### 3. Charakterisierung des AOM Schaltverhaltens

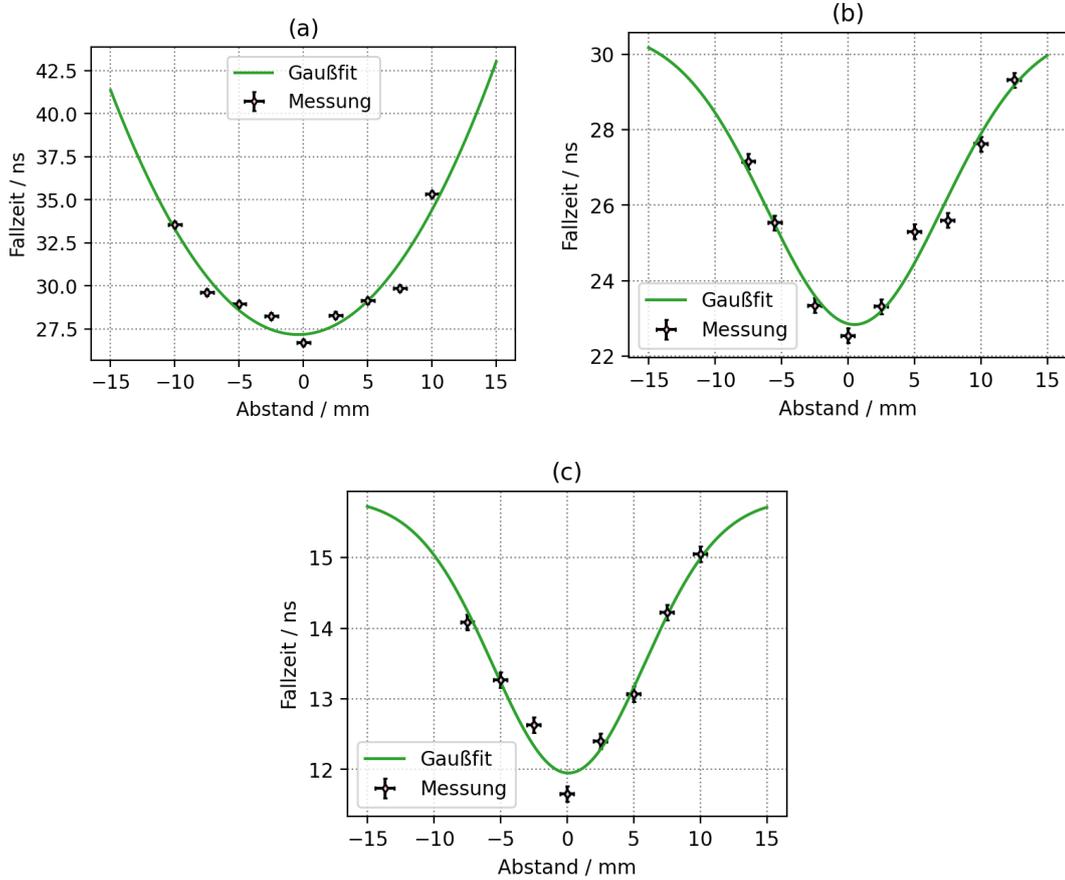


Abbildung 3.5.: Fallzeitbestimmung für den Strahldurchmesser: (a)  $\omega_0 = (134 \pm 3)\mu m$   
 (b)  $\omega_0 = (109 \pm 2)\mu m$  (c)  $\omega_0 = (75 \pm 3)\mu m$

die Observierung von Superradianz bei  $421nm$  nötig wäre. Wie in Kapitel 1 diskutiert, wird das Abschaltverhalten von  $\lambda = 421nm$  untersucht, um die Superradianz zu untersuchen. Jedoch konnte eindeutig gezeigt werden, dass durch fokussieren in den AOM, Schaltzeiten weit unter der Lebenszeit von  $\tau = 1.3\mu s$  des  $626nm$  Zustandes erreicht werden können, da kein signifikanter Unterschied der Fallzeit im Vergleich zu  $\lambda = 421nm$  erwartet wird, da für größere Wellenlänge kleinere fokussierte Strahldurchmesser zu erwarten sind was somit sogar zu kürzeren Fallzeiten führen sollte.

In den geplanten Experimenten zur Untersuchung von kollektivem Verhalten der Fluoreszenzstrahlung können die Atome somit durch einen mittels AOM kontrollierten  $\lambda = 626nm$  Lichtpuls angeregt und die darauf folgende Fluoreszenz beobachtet werden, sodass eine klare zeitliche Trennung von Anregung durch den Laserpuls und Beginn des Zerfalls des angeregten Zustandes existiert.

Um die Abhängigkeit der Schaltzeit von der Schallgeschwindigkeit im AOM Medium zu umgehen, wird im nächsten Kapitel ein Mach-Zehnder-Interferometer Aufbau ver-

### 3. Charakterisierung des AOM Schaltverhaltens

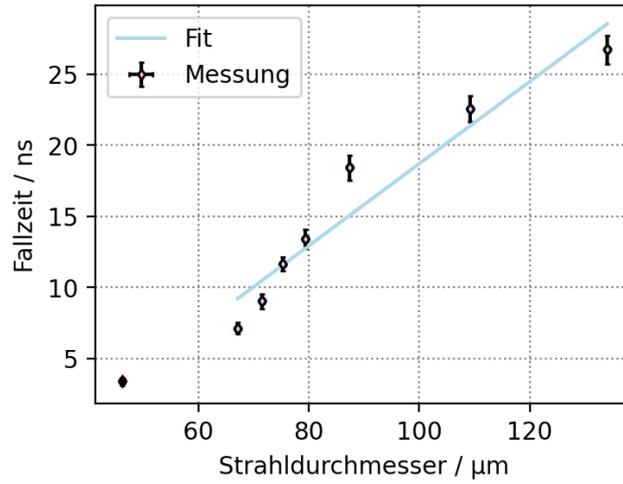


Abbildung 3.6.: Ergebnis des Fallzeitbestimmung in Abhängigkeit vom Strahldurchmesser

wendet. In diesem wird mittels elektro-optischer Phasenmodulation konstruktive und destruktive Interferenz der beiden Interferometer-Pfade ausgenutzt um Schaltzeiten weit unter  $5\text{ns}$  für  $\lambda = 421\text{nm}$  zu erreichen.

## 4. Charakterisierung des Schaltverhaltens eines Mach-Zehnder Interferometers

In diesem Kapitel wird der Aufbau und die Justage des Mach-Zehnder-Interferometers vorgestellt. Als Lichtquelle wird ein monochromatischer Diodenlaser der Wellenlänge  $\lambda = 842nm$  verwendet, wobei das Licht zunächst auf die beiden Interferometerpfade aufgeteilt wird, sodass eine zusätzliche Phasenmodulation in einem der Pfade möglich ist. Die Wellenlänge des infraroten Lichtes wird so gewählt, dass es bei anschließender Frequenzverdopplung zur Erzeugung von, mit den Dysprosium Atomen resonanten,  $421nm$  Licht kommt, wobei eine Schaltzeit kleiner als  $5ns$  erreicht werden soll.

Innerhalb des experimentellen Aufbaus des Mach-Zehnder-Interferometers kommt es durch aktive Kontrolle des Phasenmodulators für bestimmte Eingangsspannungen zu einer Phasendifferenz von  $\pi$ , was zu destruktiver Interferenz am Interferometerausgang führt. Bei einer perfekten Überlagerung der interferierenden Strahlen kann somit das Schaltverhalten über den Phasenmodulator präzise kontrolliert werden. Der Output des Interferometers wird für die Verdopplung genutzt, mit der Absicht ein Ausschalten in Phase für das  $\lambda = 421nm$  Licht zu erreichen. Zur Frequenzverdopplung wird ein  $\beta$ -Bariumborat-Kristall (BBO-Kristall) genutzt, da dieser geeignet ist für die verwendete Wellenlänge [16] und bereits erfolgreich im Dysprosium Experiment verwendet wird.

### 4.1. Experimenteller Aufbau des Mach-Zehnder-Interferometers

Ein Mach-Zehnder-Interferometer wird wie in Abb. 4.1 aufgebaut, wobei das einfallende Licht in zwei Strahle gleicher Intensität aufgeteilt wird. Beide Strahlen durchlaufen verschiedene optische Pfade, wobei in einem Pfad ein Phasenmodulator platziert wird [?]. Nach dem Mach-Zehnder-Interferometer wie in Abb. A.3 wird das Licht zum experimentellen Aufbau zur Frequenzverdopplung weitergeführt, wobei die fundamentale Welle durch ein nichtlineares Medium zu einer sekundären Welle wird, wobei das Abschaltverhalten der sekundären Welle untersucht wird.

Das  $842nm$  Licht wird durch einen Trapezverstärker auf  $2W$  Leistung verstärkt, wobei ein Teil davon über einen polarisierende Strahlteiler (PBS) und Faser kontrolliert zum Mach-Zehnder Interferometer geführt werden kann. Ein PBS nutzt Doppelbrechung, um eine Polarisationsrichtung total zu reflektieren während die Polarisation senkrecht

#### 4. Charakterisierung des Schaltverhaltens eines Mach-Zehnder Interferometers

dazu transmittiert wird. Wie in Abschnitt 2.2.3 erklärt wird nach dem Auskopplung der Faser ein 50:50 Strahlteiler positioniert, wodurch beide optische Strecken des Interferometers die gleiche Intensität erhalten. In einem der Pfade wird der Strahl in einen elektro-optischen Phasenmodulator Model NIR-MPX800- LN-0.1-00-PP- FA-FA [17] der Firma iXblue gekoppelt. Aufgrund der Polarisationsabhängigkeit des EOMs wird eine Wellenplatte vor dem Faserkoppler positioniert. Bei der Überlagerung der beiden optischen Strahlen ist eine gleiche Polarisation essentiell, dafür wird nach der Auskopplung aus dem EOM eine  $\lambda/2$ -Platte mit einem PBS platziert. Die Wellenplatten verstellen die auf den PBS einfallende Polarisation, sodass die reflektierte Leistung des PBS maximal ist. Der s-polarisierte Strahl wird mit einer Linse der Brennweite  $f = 100\text{mm}$  zentral in einen weiteren 50:50 Strahlteiler fokussiert. Der unmodulierte Pfad wird von dem Strahl passiert, der von dem ersten 50:50 Strahlteiler reflektiert wird. Hier wird ebenfalls eine Wellenplatte vor dem PBS aufgestellt, wodurch eine gleiche Intensität der beiden Strahlen erreicht wird. Das transmittierte Licht wird geblockt und der reflektierte s-polarisierte Strahl wird mit einer Linse der Brennweite von  $f = 100\text{mm}$  fokussiert. Die Linse befindet sich auf einer 2D Translationsbühne zur Optimierung der Fokusüberlappens (siehe Abschnitt 4.2). Ein Ausgang des Mach-Zehnder-Interferometers wird zur Frequenzverdopplung genutzt während der andere Ausgang blockiert wird.

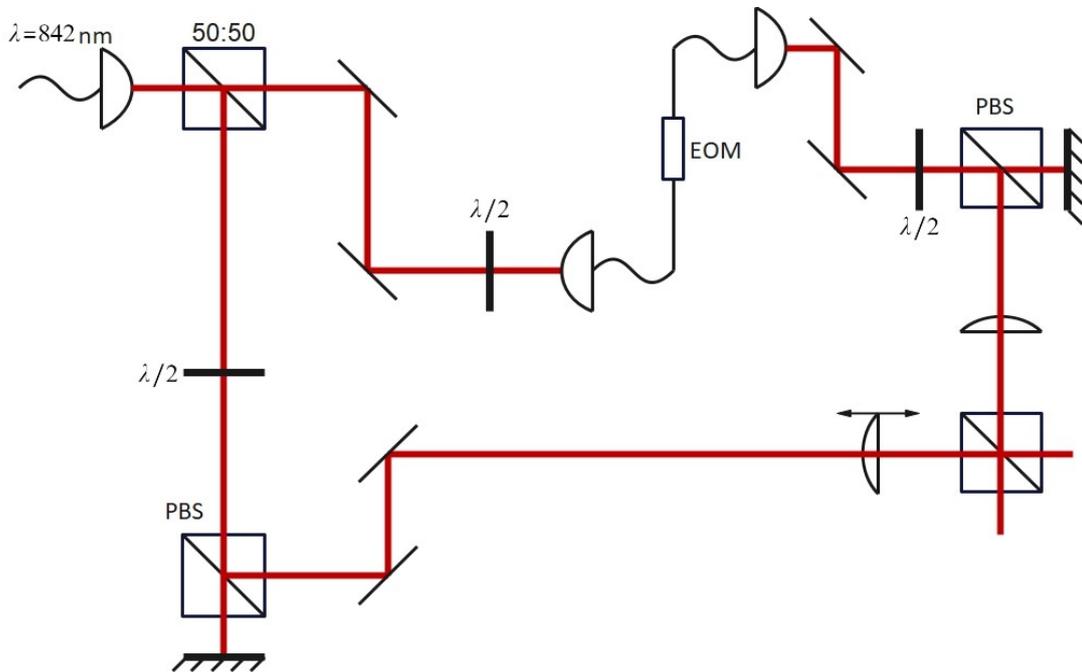


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus eines Mach-Zehnder-Interferometers für den Interferenzkontrast

## 4.2. Justage des Mach-Zehnder-Interferometers

Eine maximale Leistung von circa  $25mW$  dürfen in den Phasenmodulator eingekoppelt werden, um Schäden zu vermeiden. Aus dem Grund wird mit einer Faser eine Intensität von  $I = 43mW$  zum experimentelle Aufbau transportiert. Durch den 50:50 Strahlteiler wird das Licht aufgeteilt, wodurch beide Strahlen eine Intensität von  $I \approx 21.5mW$  besitzen. Nach dem EOM wird eine Wellenplatte positioniert, wodurch die Intensität des s-polarisierten Licht maximiert wird auf eine Leistung von  $I = 10mW$ . An dem EOM muss die Halbwellenspannung angelegt werden, um eine Phasendifferenz von  $\pi$  zu beobachten. Vom Hersteller wird für dieses Model die Formel

$$V_{\pi} \approx (1 + 2.76 \cdot 10^{-9} \nu) \cdot 1.54 \quad (4.1)$$

zur Berechnung der Halbwellenspannung angegeben. Eine Frequenz von  $\nu = 100MHz$  wird testweise an den Phasenmodulator angeschlossen, um ein möglichst schnellen Abschaltverhalten zu beobachten. Daraus ergibt sich eine Halbwellenspannung von  $V_{\pi} = 1.965V$ . Somit wird an dem Frequenzgenerator eine Amplitude von  $V_{pp} = 1.965V$  und ein Offset von  $V_{DC} = 0V$  eingestellt, um eine Phasendifferenz von  $\pi$  in der optischen Strecke zu erhalten. Zur Realisierung von Interferenz ist eine Phasendifferenz von  $\pi/2$  ausreichend. Für Demonstrationszwecke wird die gesamte Phasendifferenz von  $\pi$  durchgefahren, wobei durch das Schaltverhalten eine Sinuskurve oberviert wird. Ein hoher Interferenzkontrast ist für eine Verbesserung des Abschaltens notwenidg, dem sogenannten Extinktionsverhältnis. Der Interferenzkontrast ist Abhängig von der minimalen und maximalen Leistung und wird durch

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.2)$$

definiert [18]. Das Extinktionsverhältnis  $r_{ext}$  beschreibt ein Maß für die Effizienz eines Polarisators

$$r_{ext} = \frac{I_1}{I_2}. \quad (4.3)$$

Die Intensität  $I_1$  wird von einem unpolarisierten Licht gemessen, nachdem dieser durch zwei in Serie geschaltene Polarisatoren durchquert wurde. Eine Restintensität von  $I_2$  wird in der Realität gemessen, wenn ein Polarisator abgedeckt wird, obwohl die Durchlassrichtung senkrecht zueinander steht [19].

Mit den  $\lambda/2$ -Platten in der zweiten optischen Pfaden, wird aus dem Grund die gleiche Intensität von  $I = 10mW$  eingestellt.

Für einen hohen Interferenzkontrast ist es wichtig, dass beide im 50:50 Strahlteiler eintreffenden Wellen möglichst planar sind. Dies verhindert das Entstehen von Interferenzringen höherer Ordnung und wird durch optimalen Fokusüberlapp beider Strahlen erreicht. Im Fokus eines Gaußstrahles kann die Wellenfront unabhängig von der Divergenz als planar angenommen werden. Beim experimentellen Aufbau des Mach-Zehnder-Interferometers wird nach jedem optischen Bauelement mit zwei Blenden kontrolliert, dass der Strahl sich in gleicher Höhe und gleichem Winkel ausbreitet, da auch

#### 4. Charakterisierung des Schaltverhaltens eines Mach-Zehnder Interferometers

für minimale Abweichungen der optimalen Justage es zur Verschlechterung des Fokusüberlappes und damit zur Verringerung des Interferenzkontrastes kommt.

Bei gleichzeitiger Observierung des Strahles unter Bewegung der Linse im phasenunmodulierten Pfad, wird das Interferenzsignal optimiert. Dafür wird an dem Ausgang des 50:50 Strahlteiler eine Photodiode [13] aufgestellt. Die Photodiode wird an ein Oszilloskop angeschlossen, wodurch ein zum phasenmodulierenden  $\nu = 100\text{MHz}$  Signal proportionales Interferenzsignal beobachtet werden kann.

In Abb. 4.2 wird das Signal vom Oszilloskop mit dem besten erreichten Interferenzkontrast dargestellt, wobei eine Sinuskurve der Form  $A\sin(bx) + c$  dargestellt wird, für die minimalen und maximalen Werte.

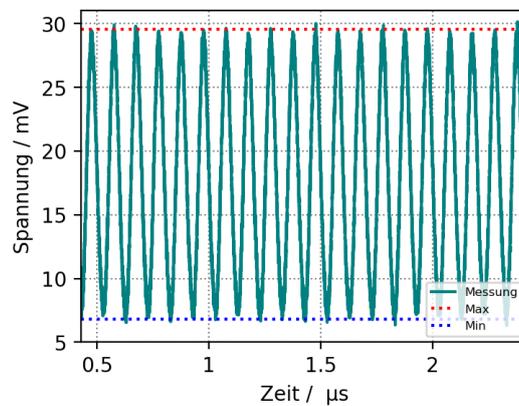


Abbildung 4.2.: Interferometersignal zur Bestimmung der Interferenzkontrast des Mach-Zehnder-Interferometers mit einer Phasenverschiebung von  $\pi$

Aus Gl(4.2) wird ein Interferenzkontrast von

$$K = (87.5 \pm 1.3)\% \quad (4.4)$$

bestimmt, wobei die maximale Intensität der maximalen Sinuskurve entspricht und die minimalen Intensität der minimalen Sinuskurve entspricht.

Für eine perfekte Justage des Mach-Zehnder-Interferometers wird ein Interferenzkontrast von 100% erwartet, wobei vollständige destruktive Interferenz beobachtet werden kann. Grund dafür, dass eine perfekte Justage nicht erreicht wurde ist die Optimierung der Überlagerung der Strahlen.

Mit dem Ergebniss des Experimentes folgt, dass bei einem freistehende Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers Fehler Abweichungen entstehen, bei minimaler Abweichung von Fokusposition und Einfallswinkel der Wellenfronten. Der Aufbau kann in Zukunft durch ein fasergekoppeltes Mach-Zehnder Interferometer ersetzt werden. Mit diesen können typischer Weise Extinktionsverhältnisse von  $>30$  dB bis  $<40$  dB erreicht werden. [20]. Nichtsdestotrotz kann die generell angedachte Funktion, dass das

#### 4. Charakterisierung des Schaltverhaltens eines Mach-Zehnder Interferometers

verdoppelte Licht dem Interferometersignal folgt, weiterhin überprüft werden. Hierfür ist ein hoher Interferenzkontrast irrelevant.

### 4.3. Experimenteller Aufbau zur Frequenzverdopplung

Für den Aufbau der Frequenzverdopplung wird der transmittierte Strahl des Mach-Zehnder Interferometers verwendet und durch einen BBO-Kristall fokussiert Abb. 4.3. Der BBO-Kristall wird in einen Aluminiumhalter eingeklebt und zur späteren Justage auf eine 5-Achsen Plattform montiert, wobei die Kristallachsenorientierung nicht relevant ist, da bei der Phasenanpassung siehe Abschnitt 2.3 zur die relative Richtung zur Kristallachse entscheidend ist.

Das zuvor in den 50:50 Strahlteiler fokussierte Licht wird mit einer Linse der Brennweite  $f = 75\text{mm}$  erneut kollimiert. Daraufhin wird der Strahl mit einer  $500\text{mm}$  Linse fokussiert. Zur Optimierung der Verdopplungseffizienz ist ein möglichst schmaler Strahl über die gesamte Kristalllänge notwendig. Daraus resultiert eine hohe Leistungsdichte und eine möglichst kleine Strahldivergenz, welche eine möglichst plane Wellenfront über den gesamten Kristall zur Folge hat. Dies ist zur Einhaltung der Phasenanpassungsbedingung unbedingt nötig. Der darauffolgende PBS wird genutzt, um einen kleinen Teil des  $842\text{nm}$  Lichtes auf einer Photodiode zu beobachten. Eine Linse mit Brennweite  $f = 30\text{mm}$  Brennweite wird ca.  $15\text{cm}$  nach der Fokusposition der  $500\text{mm}$  Linse platziert. Dies sorgt für den zuvor erwähnten schmalen und nicht stark divergenten Strahl. Ein Bandpassfilter mit  $\lambda = 420 \pm 2\text{nm}$  wird zuletzt platziert, wodurch lediglich das frequenzverdoppelte blaue Licht bei  $\lambda = 421\text{nm}$  transmittiert wird.

### 4.4. Optimierung der Verdopplungseffizienz

Die Phasenanpassung eines nicht linearen Mediums wird nach der Theorie in Abschnitt 2.3 durchgeführt. Der BBO-Kristall wird auf eine Temperatur von  $T = 58$  Grad erhitzt, da der Kristall leicht reaktiv ist und dementsprechend leicht eine Verbindung mit Wasser eingeht, was zu einer Degradierung der Endflächen führt.

Die Phasenanpassung des BBO-Kristalls wird als Typ I unkritische bezeichnet, wobei gleiche Brechungsindizes für die fundamentale Welle, durch Polarisation und sekundäre Welle erreicht wird. Die Endflächen des BBO-Kristall ist auf  $90$  Grad geschnitten, damit es zur unkritischen Phasenanpassung kommt.

Zur Optimierung der Verdopplungseffizienz, wird nach dem BBO-Kristall die Profilkamera aufgestellt. Die Justage des einfallenden Lichtes, sowie die Ausrichtung des Kristalls konnten unter Beobachtung der blauen Strahlintensität auf der Kamera optimiert werden. Das Strahlprofil des verdoppelten Lichtes ist in Abb. 4.4 dargestellt. Die Frequenzkonversion steigt an für steigende Intensitäten, wodurch die Frequenz-

#### 4. Charakterisierung des Schaltverhaltens eines Mach-Zehnder Interferometers

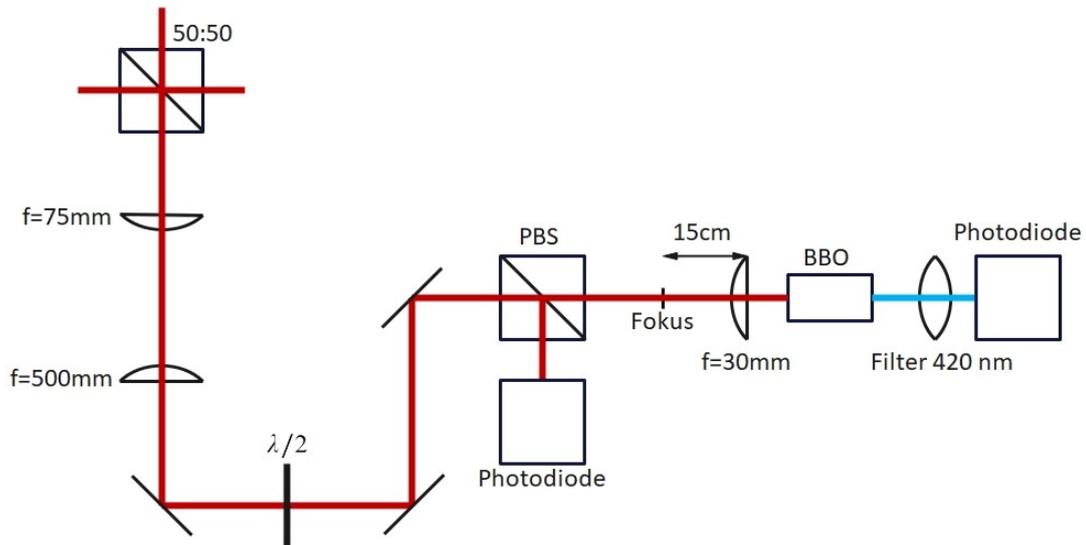


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Frequenzverdopplung

verdopplung abhängig von der Intensität der fundamentalen Welle ist. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen der fundamentalen Welle und dem nichtlinearem Medium entstehen zur fundamentalen Frequenz schwingende Polarisationsanteile, die als Frequenzkonversion bezeichnet wird [21].

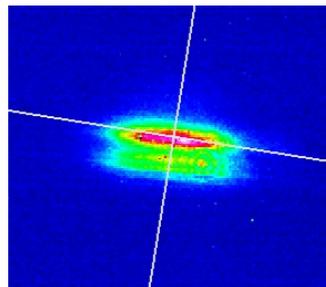


Abbildung 4.4.: Aufnahme der Strahlrofilkamera von der frequenzverdoppelten Welle

Mit dem Leistungssensor konnte an der Grenze der Empfindlichkeit im blauen Spektralbereich nach der Optimierung nur eine Leistung von  $I < 50nW$  abgeschätzt werden, welche mit dem Auge observierbar ist, aber nicht mit einer handelsüblichen Photodiode. Stand der Anfertigung dieser Arbeit, eine nicht ausreichend hohe Verdopplungseffizienz erreicht, um mit den verfügbaren Photodioden ein Signal zu vermessen. Grund dafür ist die Limitierung der Intensität durch Leistungsobergrenzen innerhalb des Phasenmodulators im Mach-Zehnder-Interferometer. Hierdurch erreicht nicht ge-

#### 4. Charakterisierung des Schaltverhaltens eines Mach-Zehnder Interferometers

nügend Leistung den Verdopplungskristall, um ein messbares Signal zu erzeugen. Wie in Abschnitt 4.2 erwähnt, kann eine maximale Intensität von  $I = 25mW$  in den EOM eingekoppelt werden. Des Weiterem kann aufgrund der geringen blauen Intensität die Justage des Kristalles bezüglich des einfallenden Lichtes nur erschwert optimiert werden. Die Verdopplungseffizienz könnte optimiert werden, indem als Laserquelle zunächst nur der nicht modulierte Pfad des Interferometers allein verwendet wird. Hierbei ist es dann möglich die Leistung auf bis zu  $I = 2W$  zu erhöhen und nach Optimierung der Justage auf die maximale blaue Leistung, die einfallende Leistung zu verringern. Danach wäre eine erneute Überlagerung der Interferometerpfade wieder möglich.

## 5. Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei experimentelle Aufbauten zur Untersuchung des Abschaltverhaltens von  $\lambda = 421nm$  realisiert.

Die Fallzeit wurde zunächst mit einem AOM untersucht, wobei eine Abschaltzeit von kleiner als  $4.94ns$  realisieren werden soll. Damit sollen zukünftig die besonderen Fluoreszenzphänomene von Superradianz untersucht werden. Um eine möglichst geringe Fallzeit zu realisieren, wurden Linsen verschiedener Brennweite genutzt. Das lineare Verhalten zwischen fokussiertem Strahldurchmesser und Fallzeit konnte wie erwartet vermessen werden, da Linsen verschiedener Brennweiten genutzt wurden, um verschiedenen kleinen Strahldurchmesser zu erreichen. Für kurze Brennweite und dementsprechend schmalen Strahldurchmesser konnten kürzere Fallzeiten beobachtet werden. Durch die Nutzung schnellerer Photodioden könnten in Zukunft kleinere Strahldurchmesser vermessen werden, wodurch eine Fallzeit im Bereich  $5ns$  realisiert werden kann.

Um eine schnellere Schaltzeit zu erreichen wurde im zweiten Aufbau ein Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut, um das Abschaltverhalten zu untersuchen, wobei Licht der Wellenlänge  $\lambda = 842nm$  verwendet wurde. Durch das Platzieren eines fasergekoppelten Phasenmodulators wurde ein Mach-Zehnder-Interferometer realisiert mit welchem am Ausgang des Interferometers ein Interferenzkontrast von  $K = (87.5 \pm 1.3)\%$  erzielt wurde. Dieser Wert wurde als ausreichend eingestuft, um im späteren Verlauf zu beobachten, ob das frequenzverdoppelte blaue Licht dem einfallenden infraroten Licht im Schaltverhalten folgt. Hierzu wurde das Licht am Ausgang des Interferometers für Frequenzverdopplung innerhalb eines BBO-Kristalles genutzt.

Hierbei konnte blaues Licht mit einer Intensität, die auf  $I < 50nW$  abgeschätzt wurde, beobachtet werden. Diese Intensität war zu gering, um von einer der verfügbaren Photodioden observiert zu werden, sodass die zuvor geplante Messung nicht vorgenommen wurde. In Zukunft kann ein fasergekoppeltes Mach-Zehnder-Interferometer verwendet werden, welches einen großen Teil der Justage vereinfacht und so auch höhere Ausgangsleistung ermöglicht. Zusätzlich wird es hierdurch möglich, Extinktionsverhältnisse von bis zu  $> 30dB$  zu erreichen. Für eine bessere Optimierung der blauen Leistung kann der Kristall bei höheren Leistungen bis zu  $2W$  einjustiert werden, um anschließend die Leistung auf den Phasenmodulator anzupassen.

# A. Anhang

## A.1. Datenblätter

SPECIFICATIONS			
AO Medium		TeO2	
Acoustic Velocity		4.2 mm/ $\mu$ s	
Active Aperture*	2.5 mm 'L' X	2 mm 'H'	
Center Frequency (Fc)		80 MHz	
RF Bandwidth	25 MHz @	-9 dB Return Loss	
Input Impedance		50 Ohms Nominal	
VSWR @ Fc		1.3:1 Max	
Wavelength		442-633 nm	
Insertion Loss		5 % Max	
Reflectivity per Surface		1 % Max	
Anti-Reflection Coating		MIL-C-48497	
Optical Power Density		250 W/mm <sup>2</sup>	
Contrast Ratio		1000:1 Min	
Polarization		90 ° To Mounting Plane	

PERFORMANCE VS WAVELENGTH			
<b>Wavelength (nm)</b>	<b>515</b>	<b>633</b>	
Saturation RF Power (W)	0.65	1.0	
Bragg Angle (mr)	4.9	6	
Beam Separation (mr)	9.8	12	

PERFORMANCE VS BEAM DIAMETER			
<b>Beam Diameter (<math>\mu</math>m)</b>	<b>125</b>	<b>200</b>	<b>400</b>
at Wavelength (nm)	633	633	633
Diffraction Efficiency (%)	65	80	90
Rise Time (nsec)	23	34	65
Modulation Bandwidth	20	12	6
Beam Ellipticity	NA	NA	NA

**Outline Drawing: Package AOMO 3080-125**

info@amstechnologies.com  
www.amstechnologies-webshop.com

**amstechnologies**  
where technologies meet solutions

**Contact us**

Notes:

THIS DOCUMENT IS THE PROPERTY OF CRYSTAL TECHNOLOGY, INC. IT IS NOT TO BE REPRODUCED OR DISCLOSED IN WHOLE OR IN PART OTHER THAN BY EMPLOYEES CRYSTAL TECHNOLOGY AND ITS CONTRACTED REPRESENTATIVES AND DISTRIBUTORS. ANY EXCEPTION REQUIRES THE WRITTEN CONSENT OF AN AUTHORIZED REPRESENTATIVE OF CRYSTAL TECHNOLOGY.

DATES: XX = 01 JXXX = 005	DR: A. Camp 6/12/2002	Crystal Technology, Inc. <b>AOMO 3080-125</b>
MATERIAL:	CHK:	DESCRIPTION:
FINISH:	APP:	PART NUMBER:
APP:	97-01598-01	REV: C SHEET 1 OF 1

\*Active Aperture: Aperture over which performance specifications apply.

Abbildung A.1.: Datenblatt des Herstellers Gooch & Housego für den AOM Model 3080-125

## A.2. Zusätzliche Abbildungen

## A. Anhang

**THORLABS** PO Box 366, 435 Route 206N, Newton, NJ 07860  
Ph (973) 579-7227, Fax (973) 300-3600, <http://www.thorlabs.com>



### PDA10A Operating Manual - Wideband Amplified Silicon Detector

#### Description:

The PDA10A is a wideband amplified, silicon detector designed for detection of light signals from DC to 150 MHz. A buffered output drives a 50Ω input impedance up to 5 volts. The PDA10A housing includes a removable threaded coupler that is compatible with any number of Thorlabs 1" and ½" threaded accessories. This allows convenient mounting of external optics, light filters, and apertures, as well as providing an easy mounting mechanism using the Thorlabs cage assembly accessories.

The PDA10A has two 8-32 tapped mounting hole with a 0.25" mounting depth and includes a 120VAC AC/DC power supply. The PDA10A-EC has two M4 tapped mounting holes and includes a 230VAC AC/DC power supply.

#### Specifications:

Electrical:	
Detector	Silicon
Active Area	0.8mm <sup>2</sup> (∅1.0mm)
Response	200 to 1100 nm
Peak Response (typ)	0.45 A/W (750nm)
Small Signal Bandwidth <sup>1</sup>	150MHz (min.)
NEP (960 nm)	5.5x10 <sup>-11</sup> W/√Hz (max.)
Noise (RMS)	2.0mV (max.)
Dark Offset	20mV (max.)
Output Voltage (50Ω)	0 to 5V
Output voltage	0 to 10V
Transimpedance Gain	
Hi-Z	1 x 10 <sup>4</sup> V/A
50Ω	5 x 10 <sup>3</sup> V/A

General:	
On / Off Switch	Slide
Output	BNC
Optical Head Size	2.8"x1.9" x 0.83" 70mm x 48mm x 21mm
Weight	60 grams
Accessories	SM1T1 Coupler SM1RR Retainer Ring
Storage Temp	-25 to 70°C
Operating Temp	10 to 50°C
AC Power Supply	AC - DC Converter
Input Power	100-120VAC (220-240VAC -EC version) 50-60Hz, 5W

1. The small signal bandwidth was measured with output amplitude of 200mV and a dc offset of 200mV, driving a 50Ω load termination.
2. All measurements performed with 50Ω load unless stated otherwise.

#### Setup

- Unpack the optical head, install a Thorlabs TR-series ½" diameter post into one of the 8-32 (M4 on -EC version) tapped holes, located on the bottom and side of the sensor, and mount into a PH-series post holder.
- Connect the power supply 3-pin plug into the mating receptacle on the PDA10A.
- Plug the power supply into a 50-60Hz, 100-120VAC outlet (220-240VAC for -EC version).
- Attach a 50Ω coax cable (i.e. RG-58U) to the output of the PDA. When running cable lengths longer than 12" we recommend terminating the opposite end of the coax with a 50Ω resistor (Thorlabs p/n T4119) for maximum performance.

#### Operation

- The PDA10A is switched on by the 'POWER' Slide switch, located on the top of the optical sensor.
- The light to voltage conversion can be estimated by factoring the wavelength-dependent responsivity of the Silicon detector with the transimpedance gain as shown below:  
[E.g. output in volts / watt = transimpedance gain (V/A) x responsivity (A/W)]
- The maximum output of the PDA10A is 10 volts for high impedance loads (5V for 50Ω loads). The output signal should be below the maximum output voltage to avoid saturation. If necessary, use external neutral density filters to reduce the input light level.
- For maximum linearity performance when measuring focused beams, fiber outputs, or small diameter beams, do not exceed a maximum intensity of 10mW/cm<sup>2</sup>.
- Because of the finite gain-bandwidth performance common to all amplifier circuits, the bandwidth of the PDA10A decreases with increased output signal levels.

## A. Anhang

MODULATOR | NIR-MPX800-LN SERIES | 2/6

### NIR-MPX800-LN-0.1

300 MHz Phase Modulator

#### Electrical Characteristics

Parameter	Symbol	Condition	Min	Typ	Max	Unit
Electro-optical bandwidth	$S_{21}$	-	100	150	-	MHz
Usable electro-optical bandwidth	$S_{21}$	-	-	300	-	MHz
V <sub>π</sub> RF @50 kHz	$V_{\pi \text{ RF50 kHz}}$	-	-	2	4	V
RF input impedance	$Z_{in-RF}$	-	-	10 000	-	Ω

#### Optical Characteristics

Parameter	Symbol	Condition	Min	Typ	Max	Unit
Crystal	-	-	Lithium Niobate X-Cut Y-Prop			
Wavelength	-	-	Proton exchange			
Operating wavelength	$\lambda$	-	780	850	890	nm
Insertion loss	IL	Without optical connectors*	-	3.5	4.5	dB
Optical return loss	ORL	-	-40	-45	-	dB

All specifications given at 25 °C, 850 nm, unless differently specified.

\* Consider an extra-loss up to 0.6 dB for each FC/APC optical connector

#### Absolute Maximum Ratings

Stresses in excess of the absolute maximum ratings can cause permanent damage to the device. These are absolute stress ratings only. Functional operation of the device is not implied at these or any other conditions in excess of those given in the operational sections of the data sheet. Exposure to absolute maximum ratings for extended periods can adversely affect device reliability.

Parameter	Symbol	Min	Max	Unit
Modulation voltage range	$EV_{in}$	-20	+20	V
Optical input power (CW mode)	$OP_{in}$	-	+14	dBm
Operating temperature	OT	0	+70	°C
Storage temperature	ST	-40	+85	°C

contact.photonics@exail.com | www.exail.com



Abbildung A.3.: Datenblatt des Herstellers exail für das Model NIR-MPX800-LN-0.1

## A. Anhang

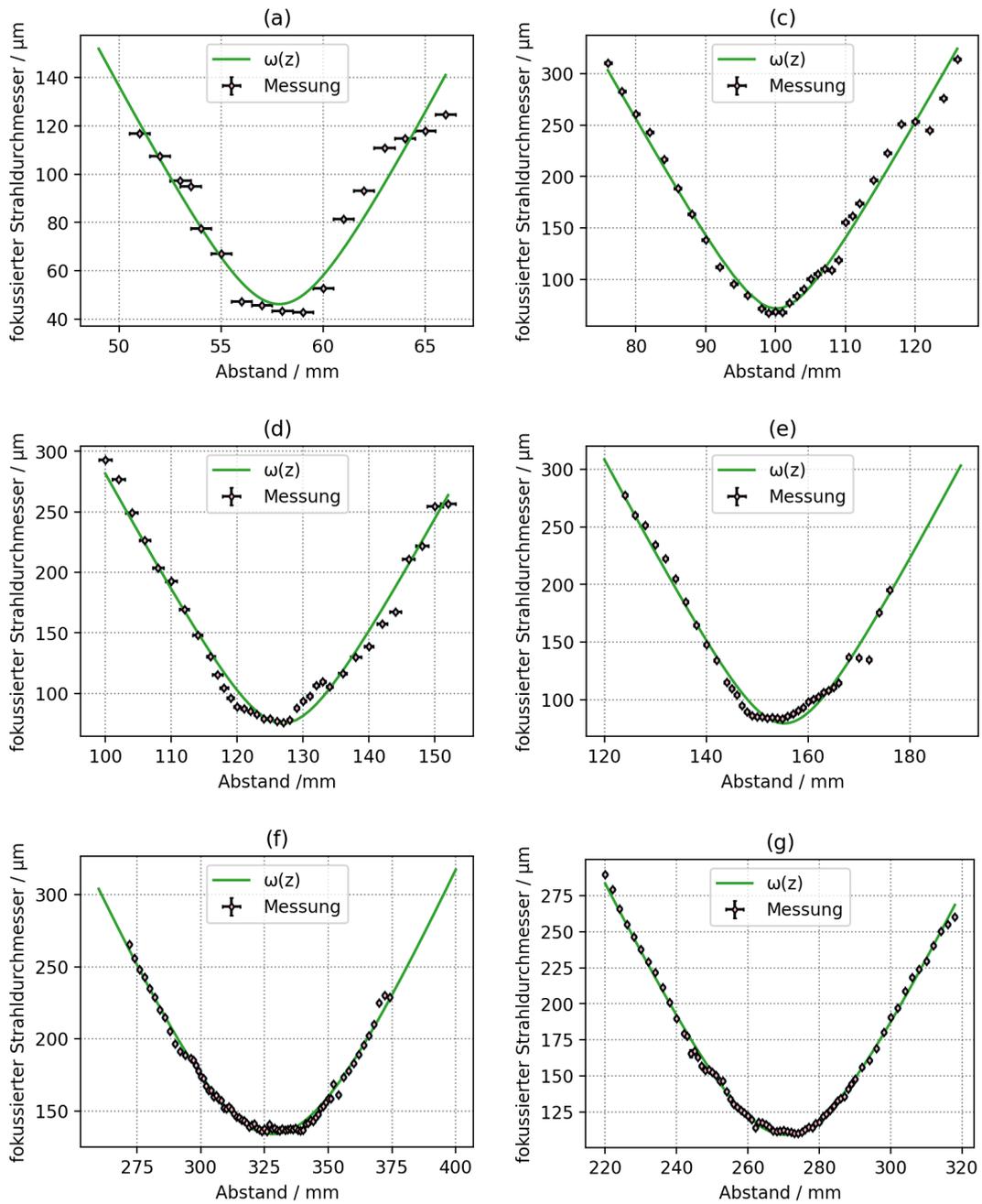


Abbildung A.4.: Bestimmung der Strahldurchmesser für die Linsen (a)  $f = 50\text{mm}$  (b)  $f = 75\text{mm}$  (c)  $f = 100\text{mm}$  (d)  $f = 125\text{mm}$  (e)  $f = 150\text{mm}$  (f)  $f = 300\text{mm}$  (g)  $f = 250\text{mm}$

A. Anhang

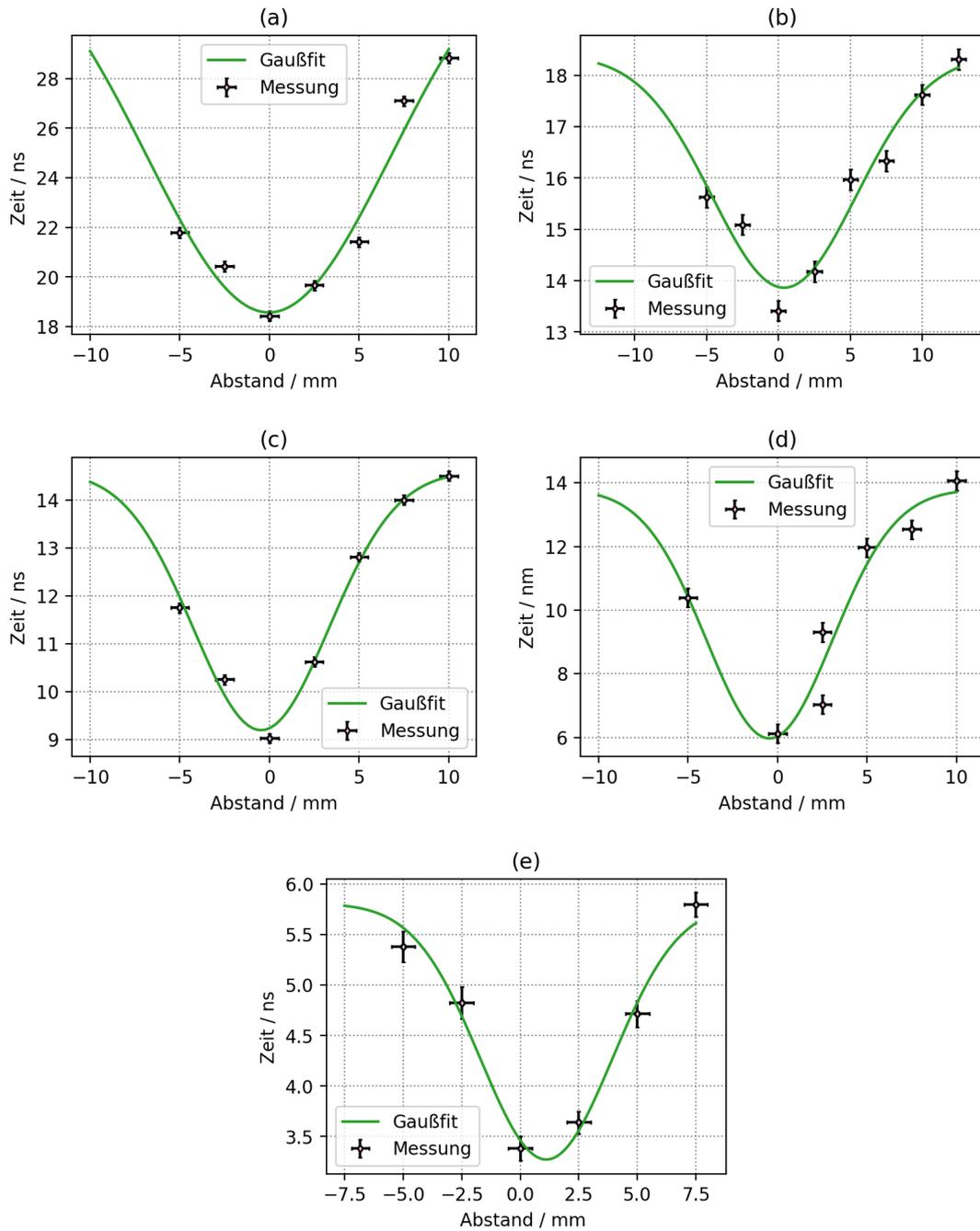


Abbildung A.5.: Bestimmung der Fallzeit für die Linsen (a)  $f = 200\text{mm}$  (b)  $f = 150\text{mm}$  (c)  $f = 100\text{mm}$  (d)  $f = 75\text{mm}$  (e)  $f = 50\text{mm}$

## Literaturverzeichnis

- [1] Werner Lieber, 'Leuchtende Kristalle Wissenswertes über Fluoreszenz', Vetter Verlag, Wiesloch
- [2] S.L. Bromley et al., Nat. Commun. 7, 11039 (2016)
- [3] Michelle O. Araújo, Ivor Krešić, Robin Kaiser, William Guerin, 'Super-radiance in a Large and Dilute Cloud of Cold Atoms in the Linear-Optics Regime', Université Côte d'Azur, September 5, 2016
- [4] William Guerin, Michelle O. Araújo, Robin Kaiser, 'Subradiance in a Large Cloud of Cold Atoms', Institut Non Linéaire de Nice, March 24, 2016
- [5] N. Petersen, M. Trümper, and P. Windpassinger, arXiv:1907.05754 (2019)
- [6] Ludwig Zehnder: Ein neuer Interferenzrefraktor. In: Zeitschrift für Instrumentenkunde.
- [7] Bahaa E. A. Saleh, Marvin Carl Teich, 'Fundamentals of Photonics', WILEY-VCH Verlag 3.Auflage, Weinheim 2020, ISBN 978-3-527-34723-0
- [8] Klemmens Jesse, 'Femtosekundenlaser Einführung in die Technologie der ultrakurzen Lichtimpulse', Springer-Verlag 2.Auflage, Heidelberg 2026, ISBN 978-3-662-49567-4
- [9] Georg A.Reider, 'Photonik Eine Einführung in die Grundlagen', Springer-Verlag,3.Auflage, Wien 2012, S.297 ISBN 978-3-70091-1520-6
- [10] Richard L.Sutherland, 'Handbook of Nonlinear Optics', Marcel Dekker,Inc, 2.Auflage, New York 2003, ISBN 0-8247-4243-5
- [11] Datenblatt AOM Model 3080-125, <https://gandh.com/products/acousto-optics/modulators/aomo-3080-125>
- [12] Florian Mühlbauer<sup>1</sup>, Niels Peters, Carina Baumgärtner, Lena Maskel, Patrick Windpassinger, 'Systematic optimization of laser cooling of dysprosium', Springer-Verlag GmbH Germany, May 2018
- [13] Datenblatt: Thorlabs PDA10A-EC - Si Fixed Gain Detector, 200-1100 nm, 150 MHz BW, 0.8 mm<sup>2</sup>, M4 Taps, <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PDA10A-EC>
- [14] Datenblatt Edmund Optics Strahlprofilmessgerät 4M <https://www.edmundoptics.de/p/edmund-optics-beam-profiler-4m/39992/>
- [15] Robert G. Hunsperger, 'Integrated Optics Theory and Technology', Springer-Verlag, 6. Auflage, New York 2009, ISBN 9781441928023
- [16] BBO-Kristall – Beta-Bariumborat-Kristall [https://www.crysmite.com/BB0.html?gclid=EAIaIQobChMIpY04\\_4jK\\_gIVjPh3Ch1ZEwOuEAAYASAAEgJU3\\_D\\_BwE, Stand:04/2023](https://www.crysmite.com/BB0.html?gclid=EAIaIQobChMIpY04_4jK_gIVjPh3Ch1ZEwOuEAAYASAAEgJU3_D_BwE, Stand:04/2023)

# Literaturverzeichnis

- [17] Datenblatt NIR-MPX800-LN-0.1-00-PP-FA-FA, <https://www.ixblue.com/store/nir-mpx800-ln-0-1-00-p-p-fa-fa/>, Stand: 05/2023
- [18] 'Interferenzkontrast', <https://de.wikipedia.org/wiki/Interferenzkontrast>, Stand:05/2023
- [19] Bayerische Akademie der Wissenschaft, Kapitel 3 - Die Polarisation von Licht [https://www.wmi.badw.de/fileadmin/WMI/Lecturenotes/Physics\\_3/Gross\\_Physik\\_III\\_Kap\\_3.pdf](https://www.wmi.badw.de/fileadmin/WMI/Lecturenotes/Physics_3/Gross_Physik_III_Kap_3.pdf) Stand 05/2023
- [20] 'Pulse Application using LiNbO3 modulators and matching components', iXblue, [https://www.ixblue.com/wp-content/uploads/2022/01/Pulse\\_Application\\_using\\_LiNb03\\_modulators\\_and\\_matching\\_components\(1\).pdf](https://www.ixblue.com/wp-content/uploads/2022/01/Pulse_Application_using_LiNb03_modulators_and_matching_components(1).pdf), Stand: 05/2023
- [21] Dipl.-Phys. Gerd Priebe, 'Optische Frequenzkonversion in optisch nichtlinearen, polymeren Wellenleitern mit Quasiphasenanpassung ', Technischen Universität Berlin, 2004