

Experiment F86: Optik - Yago Obispo Gerster und Lennart Bederke

```
In [ ]: # Relevante Module importieren
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from scipy.optimize import curve_fit
import math
```

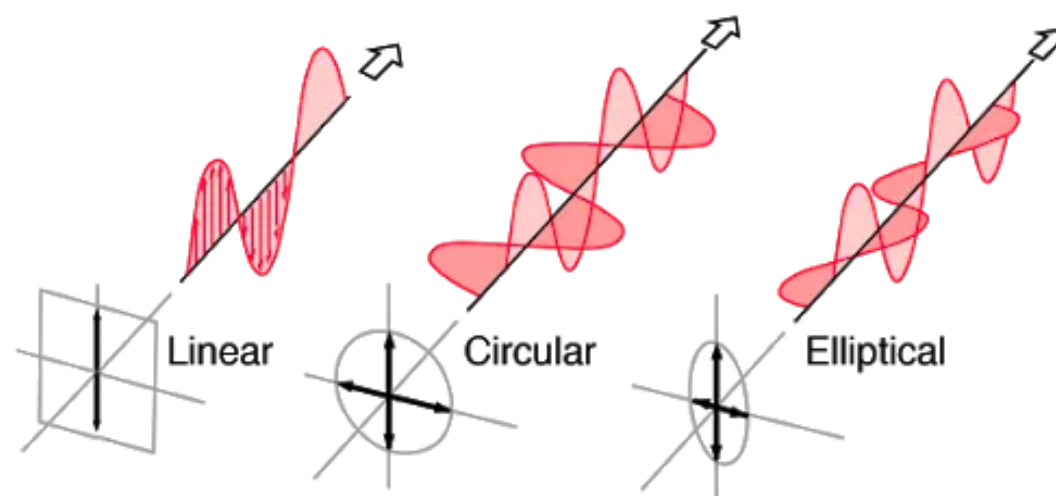
Teil 1: Allgemeine Polarisationsoptik

1.0 Einleitung, Physikalische Grundlagen und Motivation für den ersten Versuchsteil

Das Feld der Optik hat sich im Laufe der Zeit stark weiterentwickelt. Im frühen 19. Jahrhundert beobachtete Maclaurin erstmals, wie sich die Intensität des reflektierten Sonnenlichts durch einen Kristall von Islandspat veränderte, wenn er den Kristall drehte. Diese Beobachtung führte ihn schließlich dazu, das berühmte Maclaurin-Gesetz aufzustellen, das eine Beziehung zwischen der Intensität des durch einen Polarisator übertragenen Lichts und seiner Polarisation beschreibt. Im Laufe der Jahre haben sich viele Physiker für dieses Gebiet interessiert und eine grundlegende Beobachtung der untergehenden Sonne durch einen Islandspat zu den faszinierenden Techniken und Geräten weiterentwickelt, die heute in der Quantenoptik und -technologie verwendet werden.

Allgemein gesprochen kann Licht als eine elektromagnetische Welle beschrieben werden, die in z-Richtung reist. Der elektrische Feldvektor, der magnetische Feldvektor und der Vektor, der der Ausbreitungsrichtung entspricht, bilden ein orthogonales System. Wir definieren die Polarisation als die Richtung, in der das elektrische Feld der Lichtwelle schwingt. Es gibt drei mögliche Arten der Polarisation.

1. Linear: Das elektrische Feld schwingt auf einer geraden Linie.
2. Elliptisch: Das elektrische Feld beschreibt eine Ellipse.
3. Zirkular: Das elektrische Feld beschreibt einen Kreis (Spezialfall der elliptischen Polarisation).



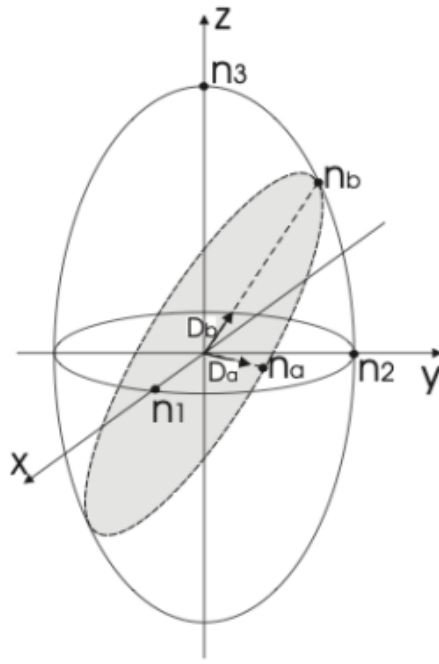
(Abbildung 1: Visualisierung der Polarisationstypen - Quelle: <https://www.secretsofuniverse.in/polarized-light/>)

Linear polarisiertes Licht kann in zwei in Phase stehende linear polarisierte Komponenten zerlegt werden oder in zwei gegenläufig rotierende zirkular polarisierte Wellen. Elliptisch polarisiertes Licht kann in zwei linear polarisierte Komponenten zerlegt werden, die senkrecht zueinander stehen und eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ aufweisen. Die Amplituden der einzelnen Wellen definieren die Ellipse (wenn sie gleich sind, erhalten wir den Fall der zirkularen Polarisation).

Im Allgemeinen ist Licht unpolarisiert, da eine Art Wechselwirkung mit Materie notwendig ist, um es zu polarisieren.

Eine wichtige Eigenschaft von anisotropen Medien ist die „Doppelbrechung“.

Der Brechungsindex kann für verschiedene Ausbreitungsachsen und Polarisationsrichtungen unterschiedlich sein. In einachsigen Medien existiert nur eine optische Achse. Wenn Licht entlang dieser Achse reist, ist der Brechungsindex unabhängig von der Polarisationsrichtung des Lichts. Um den Brechungsindex zu bestimmen, den eine bestimmte Polarisation erfährt, können wir das Konzept einer „Indikatrix“ verwenden. Es handelt sich um ein Ellipsoid, das die Größe der Brechungsindizes anzeigt. Um den Brechungsindex zu bestimmen, muss man die Polarisation in lineare Komponenten zerlegen und den Brechungsindex für jede Komponente mit der Indikatrix bestimmen.



(Abbildung 2: Indikatrix - Quelle: Versuchsanleitung)

Da der Brechungsindex in einigen Fällen für jede Polarisationsrichtung unterschiedlich ist, tritt Doppelbrechung auf und der Strahl wird in zwei Strahlen aufgeteilt, da einer von ihnen schneller reist als der andere. Dadurch erzeugt die Doppelbrechung effektiv eine Phasenverschiebung zwischen beiden Strahlen.

Wir können diesen Umstand nutzen, indem wir die Dicke unseres doppelbrechenden Kristalls sorgfältig auswählen, um die gewünschte Phasenverschiebung zu erreichen.

1. $\lambda/2$ -Platte: Dicke von $(m + 1/2)\lambda$, wobei m eine ganze Zahl ist; Komponenten erfahren eine Phasenverschiebung von π relativ zueinander; Linear polarisiertes Licht wird in linear polarisiertes Licht umgewandelt, jedoch mit einer Drehung des Polarisationswinkels um das Doppelte des ursprünglichen Winkels zur optischen Achse.
2. $\lambda/4$ -Platte: Dicke von $(m + 1/4)\lambda$; Komponenten erfahren eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ relativ zueinander; Linear polarisiertes Licht wird in elliptisch polarisiertes Licht umgewandelt und umgekehrt.

Ziel des ersten Teils ist es, sich an die häufigsten optischen Geräte, die in der aktuellen Forschung verwendet werden, wie Phasenplatten, Strahlteiler und Polarisationsfilter, zu gewöhnen, indem ein tiefes Verständnis der physikalischen Phänomene, auf denen sie basieren, erlangt wird, wie der Brewster-Winkel-Theorie und den Fresnelschen Gleichungen.

1.1 Bestimmung des Brewster-Winkels und Überprüfung seiner Eigenschaften

Im ersten Schritt des Experiments reflektieren wir dazu einen Laserstrahl teilweise an einer Glasplatte und finden den Brewster-Winkel. Der Brewster-Winkel beschreibt den Reflexionswinkel, der benötigt wird, um nur die orthogonalen Komponenten der Polarisation zur Einfallsebene zu reflektieren. Theoretisch erwarten wir für den Brewster-Winkel

$$\theta_{Brewster} = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

In unserem Fall haben wir es mit $n_1 \approx 1$ für Luft und $n_2 \approx 1,5$ für Glas zu tun. Daher erwarten wir theoretisch einen Wert von $\theta_{BrewsterTheoretisch} = 56,3^\circ$. Da der Laser im Experiment bereits linear polarisiert war, neigen wir das Glas so, dass die Intensität des reflektierten Strahls der nicht-orthogonalen Komponenten minimal ist. Für das Experiment ist es nützlich, einfach die orthogonale Komponente herauszufiltern, indem man einen Polarisationsfilter verwendet und dann versucht, die Intensität zu reduzieren. Wir messen einen Winkel von $(56 \pm 2)^\circ$. Dieser Winkel stimmt daher mit dem vorher theoretisch vorhergesagten Wert überein, sodass wir die Messung als erfolgreich betrachten.

Die Position der ersten Glasplatte ist auf den Brewster-Winkel fixiert, und eine zweite Glasplatte, deren Einfallsebene senkrecht zur vorherigen Platte steht, wird verwendet, um das Licht zu reflektieren. Wir können sehen, wie ein wenig Licht reflektiert wird, aber wenn die zweite Glasplatte im Brewster-Winkel steht, ist kein Licht zu sehen. Dies lässt sich dadurch erklären, dass nach der ersten Reflexion im Brewster-Winkel nur die zur Einfallsebene senkrechte Komponente reflektiert wird, entsprechend den Eigenschaften des Brewster-Winkels. Nun würde das zweite Glas im Brewster-Winkel die senkrechte Komponente zu seiner eigenen Einfallsebene reflektieren. Dieses Licht müsste jedoch horizontal polarisiert sein. Da nach der ersten Reflexion kein horizontaler Anteil mehr vorhanden ist, kann logischerweise kein reflektiertes Licht nach der zweiten Glasplatte gesehen werden.

1.2 Kalibrierung von Polarisationsfiltern

Im nächsten Schritt wollen wir zwei Polarisationsfilter kalibrieren. Um die Polarisationsachse zu finden, verwenden wir das an der ersten Glasplatte im Brewster-Winkel reflektierte Licht.

Da das an der ersten Glasplatte reflektierte Licht vertikal polarisiert sein muss, da wir die Messung im Brewster-Winkel durchgeführt haben, erwarten wir, dass bei Anwendung eines Polarisationsfilters, der nur horizontal polarisiertes Licht durchlässt, kein Licht durch den Filter gelangt (experimentell im ersten Teil des Experiments bestätigt). Daher versuchen wir, den Polarisationsfilter so auszurichten, dass das ausgehende Licht minimiert wird. An dieser Position können wir sicher sein, dass der Polarisationsfilter in dem Winkel ist, der nur horizontal

polarisiertes Licht durchlässt. Wir haben zwei Messungen durchgeführt, eine mit dem dicken Polarisationsfilter, bei dem der Zeiger auf 90° eingestellt werden musste, und eine mit dem dünnen Filter, bei dem der Zeiger auf 90° stehen musste, wenn das Licht verschwindet.

1.3 Ist der Laser polarisiert?

Zusätzlich fragen wir uns, ob der Laser polarisiert ist. Wir können einen Polarisationsfilter verwenden und beobachten, dass das gesamte Licht für einen bestimmten Winkel blockiert wird. Daher muss der Laserstrahl linear polarisiert sein. Mit den zuvor kalibrierten Filtern haben wir gemessen, dass die Polarisation des Lasers nahezu vollständig vertikal polarisiert ist.

Dieses Ergebnis ist wichtig für die tägliche Arbeit vieler experimenteller Forscher, da Laserlicht die am häufigsten verwendete Quelle ist, die linear polarisiertes Licht emittiert und daher einfach in jedem Experiment installiert werden kann, das diese Art der Polarisation benötigt. Offensichtlich ist es kein Zufall, dass Laser linear polarisiertes Licht emittieren. Sie sind streng mit sogenannten „Brewster-Fenstern“ innerhalb der Laserkavität konstruiert, sodass das Licht gemäß der Brewster-Theorie linear polarisiert ist.

Dies wird oft in der Holografie zur Erstellung von 3D-Bildern, in der Interferometrie und in Kommunikationssystemen genutzt.

1.4 Polarisierende Strahlteiler

Weiterhin interessieren wir uns für die Polarisation des reflektierten und durch den Strahlteiler übertragenen Lichts.

Nachdem wir den Aufbau mit den polarisierenden Strahlteilern erstellt haben, schätzen wir die Polarisationsrichtung ab, indem wir die bereits kalibrierten Polarisationsfilter verwenden und die Position überprüfen, bei der sie das Licht vollständig blockieren. Wir haben festgestellt, dass das Licht, das durch den Strahlteiler hindurchging, horizontal polarisiert war und das reflektierte Licht vertikal polarisiert war. Um unsere Ergebnisse zu überprüfen, haben wir festgestellt, dass s-polarisiertes Licht (das Licht, das senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist) typischerweise reflektiert wird und p-polarisiertes Licht (parallel zur Einfallsebene) häufig durch den PBS hindurchgeht. Daher stimmen unsere Ergebnisse mit den allgemein erwarteten überein.

Um das Licht in seine Polarisationskomponenten zu teilen, nutzt der PBS die Fresnelschen Gleichungen für die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten an Oberflächen, die sich für s- und p-polarisiertes Licht unterscheiden. Sie sind direkt mit den fundamentalen elektromagnetischen Gleichungen von Maxwell verbunden. Der Reflexionskoeffizient für s-Polarisation ist gegeben durch

$$r_S = -\frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}$$

Hierbei sind α_1 der Einfallswinkel und α_2 der Brechungswinkel (in Beziehung zu α_1 durch das Snell'sche Gesetz) während des Experiments. Für p-Polarisation wird der Reflexionskoeffizient durch

$$r_P = \frac{\tan(\alpha_1 - \alpha_2)}{\tan(\alpha_1 + \alpha_2)}$$

erhalten. Indem wir α_1 beim Bau des Strahlteilers sorgfältig wählen, können wir daher einen der Koeffizienten minimieren und den anderen maximieren. Da wir den Brewster-Winkel für α_1 verwenden, um das Licht in zwei unterschiedlich polarisierte Komponenten zu teilen, gilt die folgende Beziehung (da die gesplitteten Strahlen im Brewster-Winkel senkrecht sind):

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 90^\circ \Leftrightarrow \alpha_2 = 90^\circ - \alpha_1$$

Daher ist $\sin(\alpha_1 + \alpha_2) = \sin(90^\circ) = 1$, was impliziert

$$r_S = -\sin(\alpha_1 - \alpha_2) = -\sin(\theta_{\text{Brewster}} - (90^\circ - \theta_{\text{Brewster}})) = -\sin(\theta_{\text{Brewster}} - 90^\circ)$$

Nun wird der PBS Materialien wählen, die einen Brewster-Winkel $\theta_{\text{Brewster}} = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$ haben, der r_S maximiert. Zum Beispiel, indem wir das Glas aus dem ersten Schritt dieses Abschnitts mit $\theta_{\text{Brewster}} = 56^\circ$ verwenden, würden wir $r_S = 0,53$ erhalten. Andererseits gilt für $\alpha_1 + \alpha_2 = 90^\circ$, $\tan(\alpha_1 + \alpha_2) \mapsto \infty$. Daher erhalten wir durch Betrachten der Fresnel-Gleichung $r_P \mapsto 0$. Daher haben wir unsere experimentelle Beobachtung bewiesen, dass das s-polarisierte Licht reflektiert und das p-polarisierte Licht übertragen wird.

Ein polarisierender Strahlteiler kann daher nicht nur verwendet werden, um das Licht in zwei Komponenten zu teilen, sondern auch, um eine gewünschte Polarisationskomponente zu filtern.

1.5 $\lambda/2$ -Platte mit Drehung von 90°

Als nächstes versuchen wir, eine Position zu finden, bei der die Halbwellenplatte die einfallende Polarisation um 90° dreht. Dazu gehen wir wie folgt vor: Zunächst verwenden wir den Polarisationsfilter und kalibrieren ihn mit Hilfe des Lasers. Wir fixieren ihn in dem Winkel, in dem kein Licht durch den Filter gelangt. Nun setzen wir zwischen Laser und Filter die $\lambda/2$ -Platte ein und drehen sie, bis erneut kein Licht durch den Filter gelangt. An diesem Punkt erwarten wir, dass das Licht entlang der optischen Achse des Kristalls verläuft, sodass keine Doppelbrechung auftritt und keine Phasenverschiebung beobachtet wird, also die Polarisation nicht geändert wird. Wir drehen nun den Polarisationsfilter um 90° . Wenn wir nun die Wellenplatte so weit drehen, dass erneut kein Licht durch den Filter gelangt, können wir den Drehwinkel messen, der benötigt wird, um die Polarisationsrichtung um 90° mithilfe der Doppelbrechung zu drehen.

Der gemessene Winkelunterschied für die $\lambda/2$ -Wellenplatte beträgt $(44,5 \pm 1,0)^\circ$ und liegt somit im Bereich des erwarteten Werts von 45° . Der erwartete Wert ergibt sich aus der Annahme, dass die Wellenplatte die Polarisationsrichtung um das Doppelte des Winkels zur

optischen Achse dreht. Daher ist der Winkel zur optischen Achse das, was wir durch Ändern der $\lambda/2$ -Wellenplatte tatsächlich einstellen können.

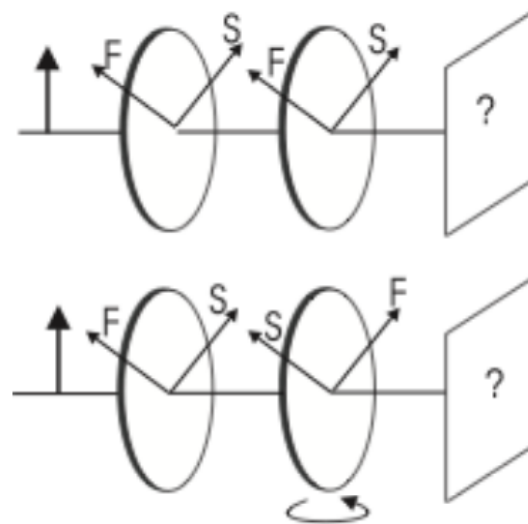
1.6 Viertelwellenplatte

Wir möchten eine Position finden, an der die Viertelwellenplatte zirkular polarisiertes Licht erzeugt. Dazu verwenden wir erneut den Aufbau mit dem Laser und dem linearen Polarisationsfilter (da zirkulare Polarisation als Summe zweier linearer Polarisationen ausgedrückt werden kann, ist es praktisch, einen linearen Polarisationsfilter zu verwenden). Die Viertelwellenplatte wird zwischen Laser und Polarisator eingesetzt. Wir ändern die Rotation der Viertelwellenplatte in kleinen Schritten und prüfen für jede Drehung mit dem Polarisationsfilter, ob sich die Lichtintensität ändert, wenn wir für unterschiedliche lineare Polarisationen filtern. Bei einer bestimmten Drehung der Viertelwellenplatte haben wir beobachtet, dass es irrelevant war, wie wir den Filter drehen. An diesem Punkt haben wir nachgewiesen, dass das Licht zirkular polarisiert war.

Es fiel uns in diesem Versuchsteil jedoch sehr schwer, die Viertelwellenplatte richtig einzustellen, da wir per Augenmass abschätzen mussten, ob sich die Intensität verändert oder nicht. Durch einen Detektor hätte man beispielsweise das durchdringende Licht quantitativ besser abschätzen können und somit eine genaue Einstellung der Platte herausfinden können. Deshalb wurde dieser Versuchsteil (wie auch andere im ersten Teil) eher qualitativ durchgeführt um ein intuitiveres Verständnis der Wellenplatten zu erlangen.

1.7 Verschiedene Experimente mit den skizzierten Abbildungen

Im nächsten Schritt führen wir die in den folgenden Abbildungen skizzierten Experimente durch:



(Abbildung 3: Experimente mit einer Viertelwellenplatte - Quelle: Versuchsanleitung)

Hinter den Wellenplatten platzieren wir einen Polarisationsfilter, um die Polarisationsrichtung des Ausgangs unseres Systems zu bestimmen. Der Eingang wurde bereits zuvor diskutiert, nämlich das linear vertikal polarisierte Licht des Lasers.

Im ersten Schritt betrachten wir zwei Viertelwellenplatten, die jeweils in einem Winkel von 45° angeordnet sind, was, wie im Teil 1.6 zu sehen ist, der Winkel ist, bei dem lineare in zirkulare Polarisation und umgekehrt umgewandelt wird. Durch Drehen des Filters sehen wir, wie das Licht für einige Konfigurationen verschwindet, was beweist, dass der Ausgang wieder linear polarisiert ist. Dies liegt daran, dass die erste Wellenplatte den linearen Eingang in zirkulares Licht umwandelt, die zweite jedoch das zirkulare wieder in lineares Licht umwandelt. Die Polarisationsrichtung ist jedoch nicht mehr vertikal, sondern nahezu horizontal. Dies liegt daran, dass sich der Polarisationswinkel um 90° relativ zur ursprünglichen Polarisation dreht, da jede Wellenplatte das Licht um $\pi/2$ verschiebt.

Durch das Drehen der zweiten Wellenplatte, wie in der zweiten Abbildung in Abbildung 3 gezeigt, beobachten wir, dass die Polarisation des Ausgangs der vertikalen linearen Polarisation des Eingangs sehr nahekommt. Nach der ersten Viertelwellenplatte wird die lineare Polarisation in eine zirkulare mit einer Phasenverschiebung von $\pi/2$ umgewandelt. Nach der zweiten Viertelwellenplatte erfährt das Licht erneut eine Phasenverschiebung von $\pi/2$. Der Hauptunterschied besteht darin, dass sich durch das Wechseln der schnellen und langsamen Achse der Polarisationswinkel wieder in seine ursprüngliche Polarisationsrichtung zurückdreht, da die Polarisationskomponente, die vorher schneller reiste, nun langsamer ist und umgekehrt (und die Wellenplatten gleich dick sind). Wir beobachten daher keine Änderung am Eingang und könnten das System einfach ignorieren.

1.8 Polarisation des Lichts nach Reflexion an einem Spiegel

Nun reflektieren wir linear polarisiertes Licht in einem Winkel $> 90^\circ$ und messen die Polarisation des reflektierten Lichts. Die Polarisation erweist sich als linear und sehr nahe an der ursprünglichen vertikalen Polarisation (nur etwa 4° Abweichung).

Dies wird für eine lineare Polarisation wiederholt, die senkrecht zu der des vorherigen Experiments steht. Um dies zu erreichen, verwenden wir eine Lambda-Halbwellenplatte, um den Eingang des Lasers zu manipulieren. Nun beobachten wir eine Phasenverschiebung von 180° .

Die Ergebnisse lassen sich dadurch erklären, dass nur die parallele Polarisationskomponente (relativ zur Einfallsebene) durch den Spiegel um 180° verschoben wird. Im ersten Szenario, da die Polarisationsrichtung fast senkrecht zur Einfallsebene ist, beobachten wir keine Verschiebung der Polarisation. Da es schwierig ist, Licht mit nur einer senkrechten Polarisationskomponente zu reflektieren, wurde im Ausgang eine geringe Abweichung von der ursprünglichen Polarisation beobachtet. Im zweiten Szenario jedoch wird die Projektion des Polarisationsvektors auf die parallele Komponente relevant, was zu der Phasenverschiebung führt.

Die Phasenverschiebung tritt bei der Reflexion auf, weil das elektromagnetische Feld an den Grenzen von zwei Medien bestimmte Übergangsbedingungen erfüllen muss und diese stimmen genau mit den Beobachtungen überein.

1.9 Spiegel zwischen den Viertelwellenplatten

Wir senden nun linear polarisiertes Licht durch zwei Viertelwellenplatten, deren Achsen jeweils um 45° zur Polarisationssebene stehen, und beobachten, wie sich die Polarisationsrichtung ändert, wenn wir zwischen beiden Wellenplatten einen Spiegel einsetzen, der das Licht in einem Winkel grösser 90° reflektiert. Ohne den Spiegel hatten wir davor bereits beobachtet, dass die Polarisation von vertikal polarisiertem Licht fast nicht verändert wird. Durch das Einfügen des Spiegels können wir nun jedoch beobachten, wie der Output nahezu horizontal polarisiert ist. Die Reflexion am Spiegel ändert also die Orientierung des elektromagnetischen Feldvektors, wodurch die Polarisation verändert wird, da der Spiegel die Symmetrie der optischen Anordnung bricht.

Weiterhin wollen wir beobachten was passiert, wenn ein polarisiertes Lichtbündel durch eine Viertelwellenplatte geht und dann von einem Spiegel senkrecht zu seinem Weg reflektiert wird, sodass es auf dem Rückweg wieder durch dieselbe Wellenplatte geht. Wir sehen, wie das eingehende vertikal polarisierte Licht, beim Ausgang wieder linear polarisiert ist, dieses mal jedoch um etwa $(101 \pm 5)^\circ$ gedreht ist. Wenn wir die Ausrichtung der Wellenplatte relativ zur einfallenden Polarisation ändern, indem wir diese beispielsweise nun auf -45° einstellen, so können wir wiederum linear polarisiertes Licht beobachten, welches nun aber nicht $(101 \pm 5)^\circ$ gedreht ist, sondern $-(102 \pm 5)^\circ$. Dabei sind diese Ergebnisse jedoch wieder vermutlich sehr ungenau, da die richtige Einstellung der Viertelwellenplatten eine Hürde darstellt.

Das gleiche Experiment wird nun wiederholt, indem jedoch die Viertelwellenplatte durch eine Halbwellenplatte ausgetauscht wird. Dabei haben wir sowohl für die Einstellung von 45° als auch für die veränderten -45° fast keine Änderung der Polarisationsrichtung beobachten können.

1.10 Licht einer weißen Lampe durch einen optischen Isolator

In diesem Schritt betrachten wir das Licht einer weißen Lampe durch einen optischen Isolator, indem wir es einmal für jede Richtung des Isolators durchführen.

Wenn wir in eine Richtung hindurchschauen, sehen wir nur orange und in der anderen Richtung blau. Diese Beobachtung rührt daher, dass der optische Isolator nur eine Diode für einige konkrete Frequenzen ist und andere durchlässt, wobei die Frequenzen die gefiltert bzw. durchgelassen werden unterschiedlich für beide Betrachtungsseiten sind, da die relative Orientierung der Geometrie zum einfallenden Licht auch eine andere ist.

Wenn wir den Isolator in der Einstellung fixieren, in welcher wir das orangene Licht beobachten konnten und statt der weissen Lampe den Laser betrachten, dann können wir sehen, wie der Isolator auch für das rote Laserlicht durchlässig ist. Von der umgekehrten Einstellung war dies nicht möglich, was Sinn ergibt, da von dieser Seite nur die bläulichen (energiereicheren) Frequenzen durchlässig sind.

Teil 2: Elektrooptischer Effekt

Im zweiten Teil des Experiments möchten wir verstehen, wie ein elektrisches Feld die optischen Eigenschaften eines Kristalls beeinflussen kann. Dabei fokussieren wir uns insbesondere auf die Frage, wie das Feld den Brechungsindex verändert.

Im ersten Schritt werden wir die Änderung des Brechungsindex direkt messen und im zweiten Schritt werden wir den Einfluss auf die Polarisation genauer untersuchen.

In unserem Versuchsaufbau wird das (sehr starke) elektrische Feld entlang der optischen Achse angelegt, während der Laserstrahl senkrecht zum Feld verläuft.

2.1: Charakterisierung der Hochspannungsversorgung

Da wir das optische Signal mit einer Fotodiode gegen die an die Pockels-Zelle angelegte Spannung messen möchten, das Oszilloskop jedoch solche hohen Spannungen nicht verarbeiten kann, messen wir zunächst die Steuerspannung am Analogeingang der Hochspannungsversorgung und bestimmen den Verstärkungsfaktor des Hochspannungsverstärkers. Dadurch wollen wir auch für den Rest des Experiments bestimmen, welche Spannungen angelegt werden können, um die Pockels-Zelle nicht zu beschädigen (da die Pockels-Zelle nicht mehr als $1,8kV$ erhalten sollte).

```
In [ ]: # Gemessene Spannungswerte Eingang und Ausgang
U_in = np.linspace(1.0,7,13) # V
sig_U_in = 0.1 # V
U_out = np.array([0.26,0.41,0.58,0.72,0.87,1.01,1.17,1.3,1.46,1.59,1.75,1.88,2.03])*10**3 # V
sig_U_out = 0.01*10**3

amplification_factors = U_out/U_in
sig_amplification_factors = np.sqrt((sig_U_out/U_in)**2 + (sig_U_in*U_out/(U_in**2))**2)

# Ausgabe unter Berücksichtigung signifikanter Stellen
for i in range(len(U_in)):
    print("Verstärkungsfaktor für U_in von {0}V: {1} +/- {2}".format(U_in[i],round(amplification_factors[i]),round(sig_ampli
print("\n"))
```

```
# Mittlere Verstärkung
amp_factor = np.mean(amplification_factors)
sig_amp_factor = np.sqrt(np.sum(sig_amplification_factors**2))/np.sqrt(len(sig_amplification_factors)-1)

print("Mittlerer Verstärkungsfaktor: {0} +/- {1}".format(round(amp_factor),round(sig_amp_factor)))

# Berechnung von U_in, damit U_out<=1,8 kV (um Pockels-Zelle nicht zu beschädigen)
max_U_in = 1.8*10**3/amp_factor
sig_max_U_in = sig_amp_factor*max_U_in/amp_factor

print("Damit die Pockels-Zelle nicht beschädigt wird, sollte die Eingangsspannung {0} +/- {1} V nicht überschreiten".format(
```

```
Verstärkungsfaktor für U_in von 1.0V: 260 +/- 28
Verstärkungsfaktor für U_in von 1.5V: 273 +/- 19
Verstärkungsfaktor für U_in von 2.0V: 290 +/- 15
Verstärkungsfaktor für U_in von 2.5V: 288 +/- 12
Verstärkungsfaktor für U_in von 3.0V: 290 +/- 10
Verstärkungsfaktor für U_in von 3.5V: 289 +/- 9
Verstärkungsfaktor für U_in von 4.0V: 292 +/- 8
Verstärkungsfaktor für U_in von 4.5V: 289 +/- 7
Verstärkungsfaktor für U_in von 5.0V: 292 +/- 6
Verstärkungsfaktor für U_in von 5.5V: 289 +/- 6
Verstärkungsfaktor für U_in von 6.0V: 292 +/- 5
Verstärkungsfaktor für U_in von 6.5V: 289 +/- 5
Verstärkungsfaktor für U_in von 7.0V: 290 +/- 4
```

Mittlerer Verstärkungsfaktor: 286 +/- 13

Damit die Pockels-Zelle nicht beschädigt wird, sollte die Eingangsspannung 6.28 +/- 0.28 V nicht überschreiten

Daher werden wir alle Messungen unter $6V$ durchführen. Dabei können wir beobachten, dass der Verstärkungsfaktor nicht komplett konstant ist, wodurch wir im späteren Verlauf des Versuches einen kleinen Fehler akzeptieren müssen, wenn wir die Eingangsspannungen mit einem konstanten Verstärkungsfaktor multiplizieren.

Dabei weicht vor allem der Verstärkungsfaktor für Eingangsspannungen von $1.0V$ und von $1.5V$ stark vom Faktor aller höheren Spannungswerte ab, welcher nur noch schwach um 290 schwankt. Dadurch tragen unsere Ergebnisse einen Bias, da kleine Spannungswerte eigentlich noch kleiner sind als in Wirklichkeit.

2.2 Mach-Zehnder-Interferometer

Um nun untersuchen zu können, wie sich die Phasenverschiebung von dem Licht verhält, stellt es sich als günstig heraus ein Mach-Zehnder-Interferometer zu verwenden, welches den Lichtstrahl in zwei Teilstrahlen teilt, sodass einer ungestört verläuft und der andere eine Pockels-Zelle durchläuft und dann wieder konbiniert indem ein Interferenzbild erzeugt wird.

Wir passen das Mach-Zehnder-Interferometer gemäß den Beschreibungen im Experimentierhandbuch mit der Pockels-Zelle an einem der Arme an. In diesem Schritt wollen wir analysieren, wie sich die Intensität des Interferenzmusters als Funktion der angelegten Spannung an die Pockels-Zelle verändert. Die Intensität wird mit einer Fotodiode gemessen und auf dem Oszilloskop dargestellt. Mit den Cursorsn des Oszilloskops können wir die entsprechenden Spannungen bestimmen, die für die Intensität stehen.

Die Pockels-Zelle kann für einen beliebigen Winkel gedreht werden. Wir führen zwei Messungen durch, eine für 90° und eine für -90° .

Der Aufbau dieses Teils hat etwas länger gedauert, da es schwierig war, ein klares Interferenzmuster zu erhalten.

```
In [ ]: # Intensität des Interferenzmusters für verschiedene Spannungen der Pockels-Zelle
# 90°
U_in_90 = np.array([4.4,4.8,4.32,3.52,2.56,3.6,2.88,1.84,0.48])*300 #V
sig_U_in_90 = 0.1*300
U_out_90 = np.array([8.52,8.2,8.44,7.72,8.52,7.8,8.36,7.64,8.4]) #V
sig_U_out_90 = 0.1

# Anpassung der erwarteten theoretischen cos^2-Funktion
def cos_sq_withamplitude(U_in,A,phi,U_pi,B):
    return A*np.cos(phi/2 - np.pi*U_in/(2*U_pi))**2 + B

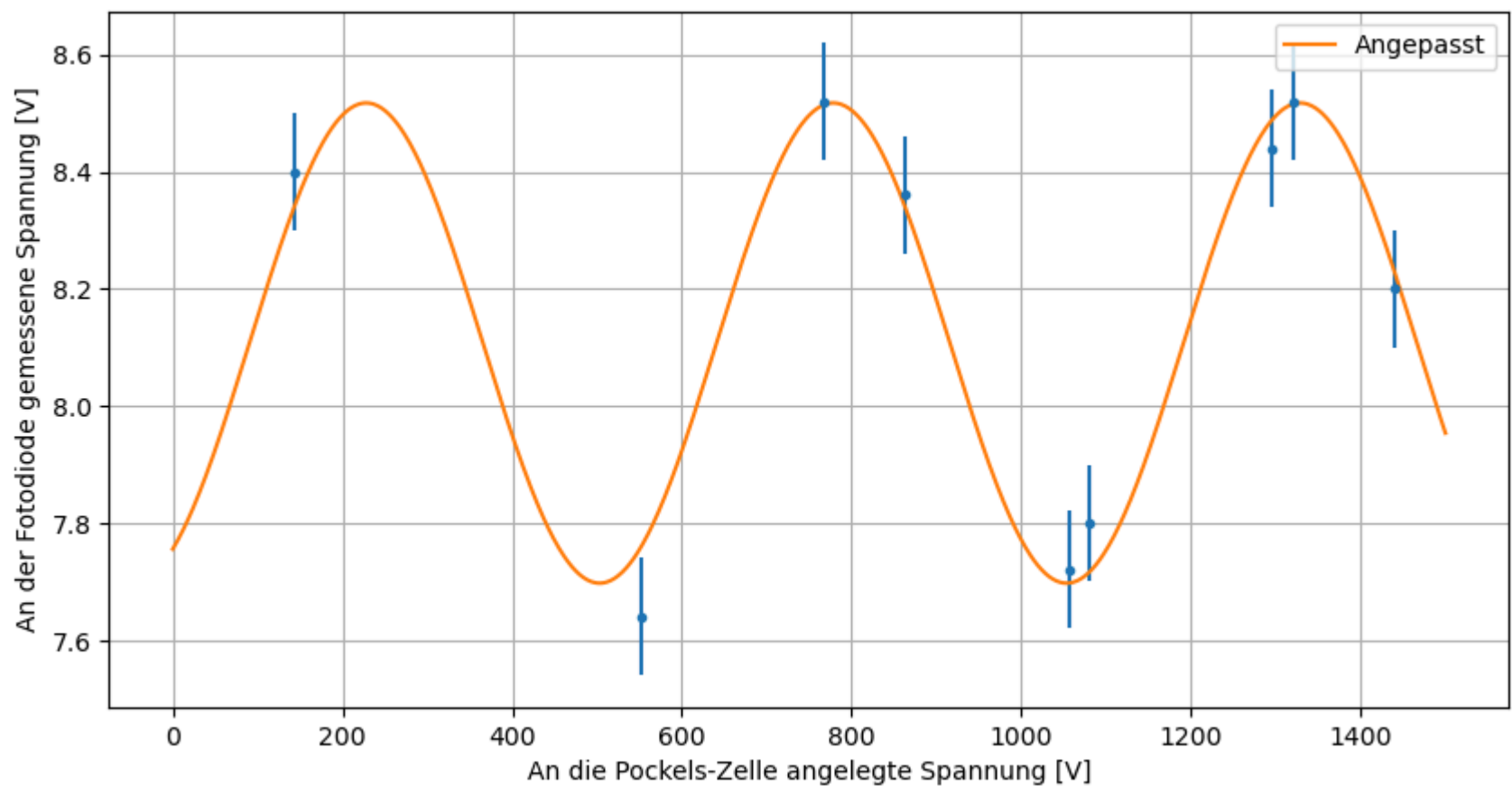
popt,pcov = curve_fit(cos_sq_withamplitude,U_in_90,U_out_90,p0=[8.5,0,300,7])

Ux = np.linspace(0,5*300,1000)

plt.figure(figsize=(10,5))
plt.grid()
plt.errorbar(U_in_90,U_out_90,yerr=sig_U_out_90,ls='none',fmt=".")
plt.plot(Ux,cos_sq_withamplitude(Ux,*popt),label="Angepasst")
plt.xlabel("An die Pockels-Zelle angelegte Spannung [V]")
plt.ylabel("An der Fotodiode gemessene Spannung [V]")

plt.legend()
```

Out[]: <matplotlib.legend.Legend at 0x140394b53d0>



Im obigen Diagramm wurde das Interferenzmuster durch Anpassen einer periodischen Funktion nachgebildet.

Da wir annehmen, dass die Intensität des Interferenzmusters proportional zur gemessenen Ausgangsspannung ist, wissen wir aus dem Skript, dass

$$U_{out} \propto \cos^2 \left(\frac{\phi_0}{2} - \frac{\pi U_{in}}{2U_\pi} \right)$$

wobei U_π die Halbwellen-Spannung ist, bei der die relative Phasenverschiebung zwischen den beiden Polarisationen einen Wert von π annimmt und die Pockels-Zelle somit als Halbwellenplatte fungiert.

Wir möchten die Halbwellen-Spannung U_π bestimmen. Daher passen wir die periodische Funktion, von der wir wissen, dass sie proportional zu unserer Ausgangsspannung ist, an die Daten an.

Durch die Anpassung der Kurve an den Datensatz erhalten wir einen Anpassungsparameter und dessen jeweiligen Fehler für U_π , der als gesuchter Wert verwendet wird.

```
In [ ]: # Speichern des Anpassungsparameters für U_pi
U_pi_90 = popt[2]
sig_U_pi_90 = np.sqrt(pcov[2][2])
```

```
In [ ]: # -90°
U_in_0_atminmax = np.array([0.1,0.3,0.5,0.7,0.9,1.1,1.3,1.5,1.7,1.9,2.1,2.3,2.5])*300
sig_U_in_0 = 0.1*300
U_out_0 = np.array([0.57,0.59,0.53,0.44,0.33,0.29,0.27,0.40,0.50,0.55,0.57,0.46,0.40]) #V
sig_U_out_0 = 0.05

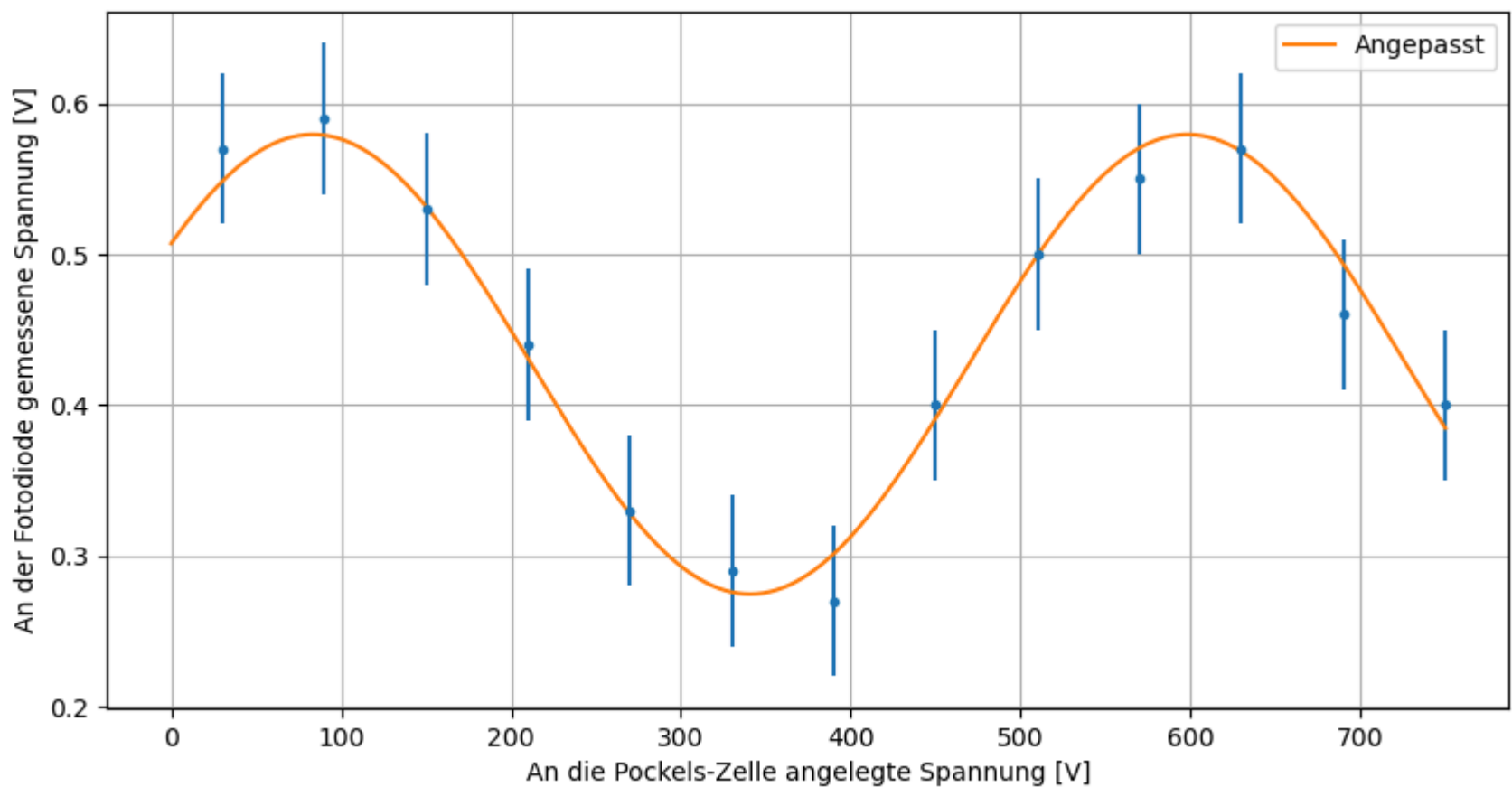
#Anpassung der vorherig erläuterten Funktion
popt,pcov = curve_fit(cos_sq_withamplitude,U_in_0_atminmax,U_out_0,p0=[1,0,250,0])

#Plotte den Fit um zu prüfen das die Anpassung erfolgreich war
Ux = np.linspace(0,2.5*300,1000)

plt.figure(figsize=(10,5))
plt.grid()
plt.errorbar(U_in_0_atminmax,U_out_0,yerr=sig_U_out_0,ls='none',fmt=".")
plt.plot(Ux,cos_sq_withamplitude(Ux,*popt),label="Angepasst")
plt.xlabel("An die Pockels-Zelle angelegte Spannung [V]")
plt.ylabel("An der Fotodiode gemessene Spannung [V]")

plt.legend()

# Speichern des Anpassungsparameters für U_pi
U_pi_0 = popt[2]
sig_U_pi_0 = np.sqrt(pcov[2][2])
```



Für die U_π -Werte erhalten wir:

```
In [ ]: print("U_pi(90 Grad) = {0} +/- {1} V".format(round(U_pi_90),round(sig_U_pi_90)))
        print("U_pi(-90 Grad) = {0} +/- {1} V".format(round(U_pi_0),round(sig_U_pi_0)))
```

U_pi(90 Grad) = 275 +/- 6 V
U_pi(-90 Grad) = 257 +/- 5 V

Um die Pockels-Koeffizienten r_{13} und r_{33} zu bestimmen, beachten wir, dass bei einem Winkel von $+90^\circ$ ausschließlich die außergewöhnliche Achse eine Rolle spielt, während bei -90° nur die gewöhnliche Achse berücksichtigt wird. Aus den Formeln aus dem Skript ergibt sich:

$$r_{33} = \frac{d\lambda}{Ln_e^3 U_\pi(+90^\circ)}$$

$$r_{13} = \frac{d\lambda}{Ln_o^3 U_\pi(-90^\circ)}$$

Für den Versuchsaufbau sind die folgenden Parameter vorgegeben:

- Wellenlänge: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$
- Dicke des Kristalls: $d = 2 \text{ mm}$
- Elektrodenabstand: $L = 20 \text{ mm}$
- Brechungsindex für die außergewöhnliche Achse: $n_e = 2.200$
- Brechungsindex für die gewöhnliche Achse: $n_o = 2.286$

Setzt man alle diese Parameter in die Formeln ein und verwendet die im vorherigen Schritt bestimmten Halbwellenspannungswerte, so erhält man:

```
In [ ]: #Berechnung der Pockels Koeffizienten r33 und r13
def r(d,lamda,L,n,U_pi):
    return d*lamda/(L*n**3 *U_pi)
lamda = 632.8e-9 #m
d = 2e-3 #m
L = 20e-3 #m
n_e = 2.2
n_o = 2.286

r33= r(d,lamda,L,n_e,U_pi_90)
r13 = r(d,lamda,L,n_o,U_pi_0)

print("r_{33}: ",np.round(r33,13)," +/- ", np.round(r33/U_pi_0 *sig_U_pi_0,13),"m/V")
print("r_{13}: ",np.round(r13,13)," +/- ", np.round(r13/U_pi_0 *sig_U_pi_0,13),"m/V")
```

r_{33}: 2.16e-11 +/- 4e-13 m/V
r_{13}: 2.06e-11 +/- 4e-13 m/V

Dabei ist die Bestimmung der Pockels Koeffizienten hier jedoch sehr ungenau (wie auch in der Versuchsanleitung erwähnt), da Verschmutzungen im Kristall einen enormen Einfluss auf deren Bestimmung haben und wir vermutlich nicht die erste Gruppe waren, welche mit dem Kristall gearbeitet hat. Jedoch befinden sich die beiden Koeffizienten in etwa in der gewünschten Größenordnung.

2.3: Pockels-Zelle mit zwei Polarisatoren

Die Pockels-Zelle kann ebenfalls verwendet werden um Licht zu modulieren.

In diesem Versuchsschritt betrachten wir den folgenden Aufbau: Zuerst bauen wir einen vertikalen Polarisationsfilter ein, danach schalten wir eine Pockels-Zelle, welche wir mit einem Winkel von $\pm 45^\circ$ jeweils einstellen und dahinter ein weiterer horizontaler Polarisationsfilter. Eine Messung der Intensität der Ausgabe des Interferometers liefert folgendes:

```
In [ ]: #45° Messung (AK)
U_in_45 = np.array([0.1,0.3,0.49,0.7,0.9,1.1,1.3,1.5,1.7,1.92,2.1,2.3,2.5,2.7,2.9,3.1,3.3,3.5,3.7])*300 #V
sig_U_in_45 = 0.01*300 #V
U_out_45 = np.array([48.4,49.2,51.7,55.5,58.5,59.9,65.9,68.8,68.8,78.1,85.3,87.1,81.9,76.3,68.4,58.0,50.1,50,54.9])*1e-3
sig_U_out_45 = 0.1*1e-3
```

```
In [ ]: #-45° Messung (AK)
U_in_min45 = np.array([0.1,0.3,0.5,0.7,0.9,1.1,1.3,1.5,1.7,1.9,2.1,2.3,2.5,2.7,2.9,3.1,3.3])*300
sig_U_in_min45 = 0.01*300
U_out_min45 = np.array([59,58,54,62.8,77.7,88.8,103,110,101,85.3,70.2,56.1,47.7,47.3,53.9,64,75.9])*1e-3
sig_U_out_min45 = 0.01*1e-3
```

Um im nächsten Schritt die Halbwellenspannung bestimmen zu können, gehen wir ähnlich vor wie davor und fitten den theoretisch zu erwartenden Verlauf

$$V_{\text{out}} \propto \sin^2 \left(\frac{\phi_0}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{UV_{\text{in}}}{V_\pi} \right)$$

an unsere Messwerte.

```
In [ ]: #Bestimme die Halbwellenspannung für 45°
def v_out(V_in,A,phi_0, U, V_pi, offset):
    phase = (phi_0 / 2) - (np.pi / 2) * (U * V_in / V_pi)
    return A*(np.sin(phase))**2 + offset

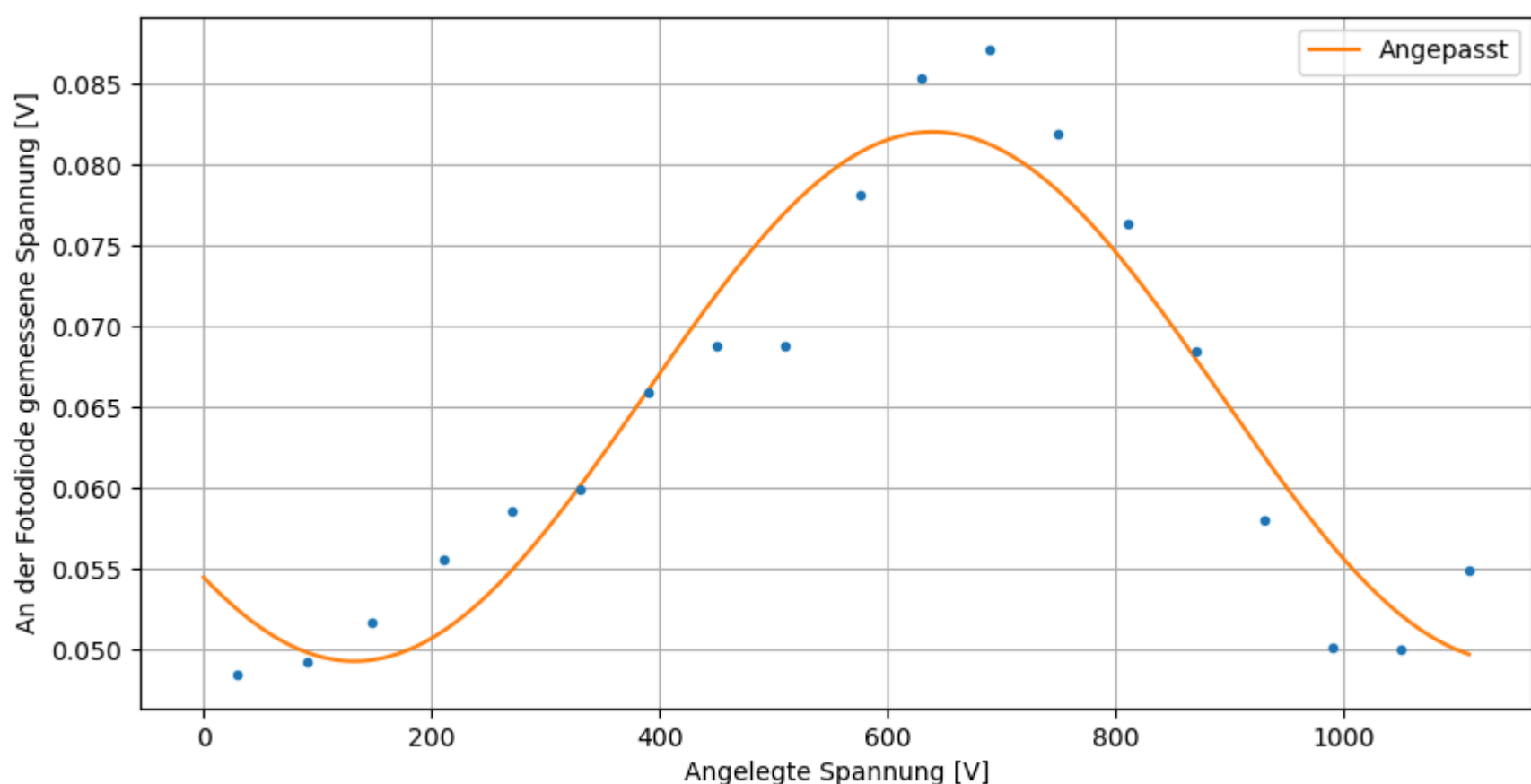
popt,pcov = curve_fit(v_out,U_in_45,U_out_45*10000,p0=[1.2*10000,1,1,1000,0.01*10000])

Ux = np.linspace(0,3.7*300,1000)

plt.figure(figsize=(10,5))
plt.grid()
popt[0]/=10000
popt[4]/=10000
pcov[3][3]/=1e13
plt.errorbar(U_in_45,U_out_45,yerr=sig_U_out_45,ls='none',fmt=".")
plt.plot(Ux,v_out(Ux,*popt),label="Angepasst")
plt.xlabel("Angelegte Spannung [V]")
plt.ylabel("An der Fotodiode gemessene Spannung [V]")

plt.legend()

#Speichern von V_pi
V_pi_45 = po[3]
sig_V_pi_45 = np.sqrt(pcov[3][3])
```



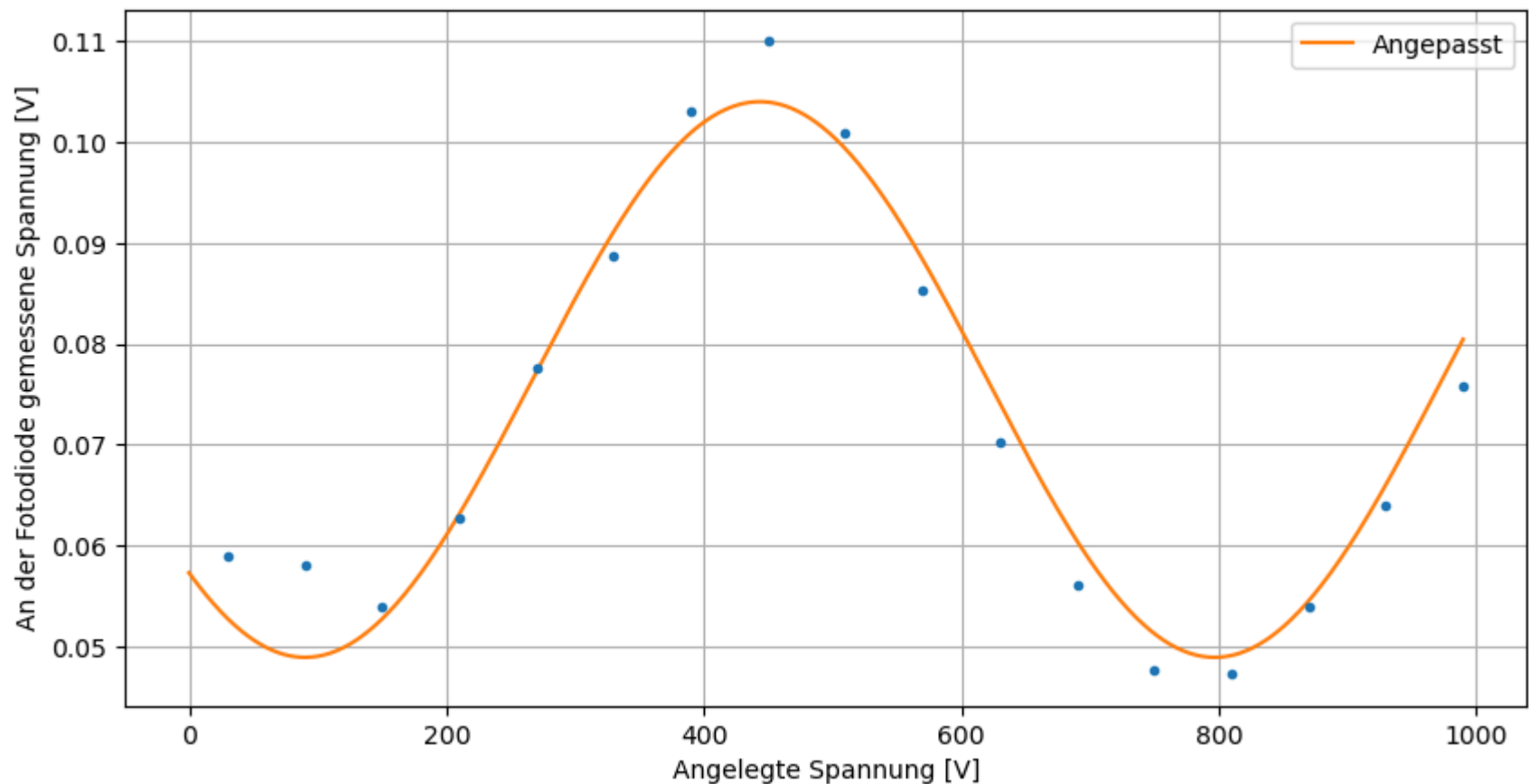
```
In [ ]: #Bestimme die Halbwellenspannung für -45°
popt,pcov = curve_fit(v_out,U_in_min45,U_out_min45*100,p0=[0.11*100,1,1,500,0.05*100])

Ux = np.linspace(0,3.3*300,1000)
```

```
plt.figure(figsize=(10,5))
plt.grid()
plt.errorbar(U_in_min45,U_out_min45,yerr=sig_U_out_min45,ls='none',fmt=".")
popt[0]/=100
popt[4]/=100
pcov[3][3]/=1e11
plt.plot(Ux,v_out(Ux,*popt),label="Angepasst")
plt.xlabel("Angelegte Spannung [V]")
plt.ylabel("An der Fotodiode gemessene Spannung [V]")

plt.legend()

#Speichern von V_pi
V_pi_min45 = popt[3]
sig_V_pi_min45 = np.sqrt(pcov[3][3])
```



Über die Fitparameter erhalten wir die Ergebnisse:

```
In [ ]: #Ausgabe der Spannungen
print("V_pi(45°) = ",np.round(V_pi_45,-1)," +/- ",np.round((sig_V_pi_45),-1),"V")
print("V_pi(-45°) = ",np.round(V_pi_min45,-1)," +/- ",np.round((sig_V_pi_min45),-1),"V")
```

```
V_pi(45°) = 450.0 +/- 50.0 V
V_pi(-45°) = 210.0 +/- 80.0 V
```

Bereits an den Anpassungen der kurven kann man erkennen, dass diese den Verlauf nicht gut beschreiben, was aber vor allem auf die sensible Photodiode zurückzuführen ist. Entsprechend müsste man den Versuch für genauere Spannungen unter isolierteren Bedingungen durchführen.

Das erste Intensitätsmaximum kann nicht bei 0 V liegen, denn dies würde bedeuten, dass:

$$\frac{\phi_0}{2} = \frac{\pi}{2} + m\pi \quad \text{mit } m \in \mathbb{Z}$$

Der Phasenunterschied ϕ_0 kann gemäß der folgenden Gleichung berechnet werden:

$$\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)L$$

Wenn man die gegebenen Werte einsetzt ergibt sich:

$$\phi_0 = -17078$$

Dies zeigt, warum es kein Maximum bei 0 V gibt, da der Phasenunterschied nicht mit der Bedingung für ein Maximum übereinstimmt.

Anschliessend können wir V_{π}^{calc} gemäss der in der Anleitung angegebenen Formel berechnen:

$$V_{\pi}^{calc} = \frac{d\lambda}{L(r_{33}n_e^3 - r_{13}n_o^3)}$$

```
In [ ]: #Bestimme V_pi^calc
def calculate_v_pi(d, wavelength, L, r33, r13, n_e, n_o):
    v_pi_calc = (d * wavelength) / (L * (r33 * n_e**3 - r13 * n_o**3))
    return v_pi_calc

# Beispielwerte
```

```
d = 2e-3
wavelength = 632.8e-9
L = 20e-3
n_e = 2.200
n_o = 2.286

v_pi_calc = calculate_v_pi(d,wavelength,L,r33,r13,n_e,n_o)
print(np.round(v_pi_calc,0), "V")
```

-3985.0 V

Dieses Ergebnis ist in Betracht der erwarteten Größenordnung sinnlos, weshalb keine genauere Analyse dieses Ergebnisses möglich ist. Die Abweichung lässt sich dadurch erklären, dass für die Berechnung von V_{π}^{calc} die beiden bestimmten PoECKELS-Koeffizienten verwendet wurden, dessen Fehler wie bereits im Praktikums-skript und von uns bevor angedeutet, nur bezüglich ihrer Größenordnung richtig bestimmt werden konnten, für genaue Werte jedoch ein verbesserter Versuchsaufbau nötig ist. Unsere experimentell bestimmten PoECKELS-Koeffizienten sollten für bessere Ergebnisse stärker untereinander abweichen.

Wir können V_{π}^{calc} auch von den bestimmten Halbwellenspannungen bestimmen mittels:

$$V_{\pi}^{calc'} = \frac{1}{\frac{1}{U_{\pi}(+90^{\circ})} - \frac{1}{U_{\pi}(-90^{\circ})}}$$

```
In [ ]: #Berechne V_pi^calc'
def calculate_v_pi_from_angles(U_pi_90, U_pi_minus_90):
    v_pi_calc = 1 / (1 / U_pi_90 - 1 / U_pi_minus_90)
    return v_pi_calc

v_pi_calc_stri = calculate_v_pi_from_angles(U_pi_90,U_pi_0)
print(np.round(v_pi_calc_stri,0), "V")
```

-3985.0 V

Dabei erhalten wir jedoch logischerweise dasselbe Ergebnis wie zuvor, da sich die Halbwellenspannung von den PoECKELS Koeffizienten nur um eine Konstante unterscheiden und die Halbwellenspannung verwendet wurde um den Wert der PoECKELS-Koeffizienten zu bestimmen.

2.4 Lineare Modulation

Dieser Versuchsteil wurde qualitativ und nur sehr grob mit dem Tutor durchgeführt. Dabei konnten wir beobachten, wie bei einer bestimmten Offset Spannung die Amplitudenmodulation am besten sichtbar war. Mit zunehmender oder abnehmender Offset-Spannung nahm aber die Signalstärke deutlich ab, da die Modulation ihre Form verliert. Dies liegt daran, dass das System bei bestimmten Offset-Spannungen aus dem optimalen Arbeitsbereich herauskommt, wodurch der modulierte Anteil des Signals geschwächt wird.

Das Signal-Rausch-Verhältnis könnte durch die folgenden Maßnahmen verbessert werden:

- Erhöhung der Laserleistung: Der verwendete Laser war relativ schwach, was die Signalintensität auf der Photodiode deutlich reduzierte.
- Präziserer Aufbau des Interferometers: Ein genaues Justieren der Komponenten, insbesondere der Polarisatoren und der Strahl austauscher, würde die Interferenzmuster verbessern.
- Bessere Ausrichtung der Polarisatoren: Die Polarisatoren sollten so ausgerichtet werden, dass die Lichtintensitäten der beiden Arme des Interferometers gleich sind.
- Erhöhung der Modulationsamplitude: Die Modulationsamplitude war sehr gering. Eine größere Modulationsamplitude könnte die Signalstärke signifikant erhöhen.
- Reduktion von Störgeräuschen: Hintergrundgeräusche sollten möglichst eliminiert werden, was in dem Versuchsraum leider nicht gegeben war

4 Zusammenfassung und Diskussion

Im folgenden wird der Versuch abschnittsweise zusammengefasst, wobei die einzelnen Fehlerquellen genannt werden und Verbesserungsvorschläge präsentiert werden um die Genauigkeit einiger Ergebnisse zu erhöhen.

Teil 1

Im ersten Teil haben wir uns mit der grundlegenden Funktionsweise der wichtigsten optischen Geräte vertraut gemacht, zu denen Phasenplatten, Strahlteiler und Polarisationsfilter zählen und haben in mehreren qualitativen Messungen ein physikalisches Verständnis für diese gewonnen.

Der Brewster-Winkel bei der Reflexion des Laserstrahls an einer Glasplatte wurde zu $(56 \pm 2)^{\circ}$ bestimmt, wobei wir unter der Annahme, dass es sich bei den Grenzflächenmaterialien um Luft und Glas handelte, einen Wert von $56,3^{\circ}$ erwarteten. Somit erhalten wir eine $0,15\sigma$ Abweichung zwischen den beiden Werten und können somit annehmen, dass die Bestimmung des Brewster-Winkels erfolgreich war. Dies kann auf die Einfachheit zurückgeführt werden, mit welcher der Brewster Winkel gemessen werden konnte (man benötigte nur wenige Versuchselemente um die Messung durchzuführen und diese waren nicht sehr fehleranfällig).

Weiterhin konnten wir verifizieren, dass unter dem Brewster Winkel nur die zur Einfallsebene senkrechte Polarisationskomponente reflektiert wird, indem eine zweite Glasplatte senkrecht zur ersten Platte im Brewster Winkel fixiert wurde und beobachtet wurde, wie kein Licht mehr von der zweiten Platte reflektiert wird, da die zur zweiten Einfallsebene senkrechte Komponente fehlte.

Daraufhin haben wir zwei Polarisationsfilter kalibriert, indem wir diese so eingestellt haben, sodass sie das vertikal linear polarisierte Licht, was nach der ersten Glasplatte reflektiert wurde, maximal blockiert haben. Dabei erwarten wir dass diese Kalibrierung relativ genau erfolgt ist, da die erste Platte ziemlich genau im Brewster-Winkel eingestellt wurde (wie besprochen weicht unserer gemessener Brewster-Winkel nur leicht vom wahren ab). Um die Genauigkeit der Kalibrierung zu erhöhen müsste man entsprechend die Platte genauer fixieren, den Brewster-Winkel besser abschätzen oder insgesamt die Kalibrationsmethodik verändern.

Mit den Polarisationsfiltern, welche nur linear polarisiertes Licht komplett abschirmen können, konnten wir verifizieren, dass die Laserquelle linear polarisiertes Licht emittiert. Mit den Polfiltern konnten wir ebenfalls herausfinden dass das Licht was den Strahlteiler durchdringt horizontal polarisiert ist und das was reflektiert wird, vertikal polarisiert war. Nach einer Recherche im Internet zu der allgemein üblichen Polarisation von Strahlteilern konnten wir unsere Ergebnisse verifizieren. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass die Polarisationsfilter im vorherigen Schritt richtig kalibriert werden konnten.

In den nächsten Versuchsschritten haben wir uns qualitativ mit den Wellenplatten vertraut gemacht. Der eingestellte Winkel, bei welchem die Halbwellenplatte die Polarisation um 90° gedreht hat, wurde zu $(44,5 \pm 1,0)^\circ$ gemessen, was sehr nah an den theoretisch erwarteten 45° lag, da die Wellenplatte die Polarisationsrichtung um das Doppelte des Winkels zur optischen Achse dreht.

Weiterhin konnte die Funktionsweise der Viertelwellenplatten mit dem Polarisationsfilter untersucht werden und anhand der besprochenen Anordnungen von mehreren Wellenplatten deren Einfluss auf die Polarisierung analysiert werden.

Mit einem optischen Isolator konnten wir verifizieren, wie man von einer Richtung nur orangenes und von der anderen blaues Licht sehen konnte.

Teil 2

Im zweiten Versuchsteil haben wir uns mit dem Einfluss eines elektrischen Feldes auf die optischen Eigenschaften eines Kristalls beschäftigt.

Dazu wurde zunächst der Spannungsverstärkungsfaktor zu 286 ± 13 bestimmt, wobei bereits darauf hingewiesen wurde, dass die Spannungsverstärkung eine leichte Abhängigkeit von der Eingangsspannung gezeigt hat, was bereits auf eine erste Fehlerquelle in der restlichen Durchführung hingedeutet hat (die eingestellte Spannung war systematisch leicht verschieden von der letztendlich realen Spannung die an die Pockels-Zelle angelegt wurde). Um diesen Fehler beheben zu können, könnte man die Messungen in einem höheren Spannungsbereich durchführen. Wir konnten nämlich beim erstellen der Auswertung beobachten, wie der Verstärkungsfaktor für höhere Eingangsspannungen nicht mehr so stark schwankte wie davor.

Daraufhin haben wir mit dem eigentlichen Versuch gestartet und ein Mach-Zehnder Interferometer montiert um den Lichtstrahl in zwei Teilstrahlen teilen zu können und einen von den beiden auf die Pockels-Zelle richten zu können. Die Intensität des Interferenzmusters wurde als Funktion der angelegten Spannung aufgenommen und über das Anpassen eines periodischen Verlaufes die Halbwellenspannungen U_π bestimmt. Für die 90° Messung haben wir einen Wert von $(275 \pm 6)V$ erhalten und für die -90° Messung $(257 \pm 5)V$.

Dabei fiel es uns besonder schwer den Aufbau richtig einzustellen sodass das Interferenzbild klar erkennbar war, da der experimentelle Aufbau sehr instabil war. Entsprechend war dies auch der ausschlaggebende Grund für die meisten Fehlerquellen im restlichen Teil dieses Versuches. Denn die fehlerhafte Bestimmung der Halbwellenspannung hat letztendlich auch dazu geführt, dass die Pockels Koeffizienten nur sehr ungenau zu $r_{33} = (21,60 \pm 0,04)pm/V$ und $r_{13} = (20,60 \pm 0,04)pm/V$ bestimmt werden konnten. Dabei stimmen die Größenordnungen zwar in etwa mit den erwarteten überein, jedoch sind diese Werte sehr nah beieinander, was bei der Verwendung der Pockels-Zelle in den nächsten Versuchsschritten zu Problemen geführt hat. Hier haben wir die Pockels-Zelle zwischen zwei Polarisationsfilter eingebaut und erneut die Intensität der Ausgabe am Interferometer gemessen. Bereits per Augenmass kann man erkennen, dass der tatsächliche Verlauf nicht ganz dem angepassten entspricht.

Um den Fehler dieses Versuchsteils also drastisch reduzieren zu können wäre ein besserer Versuchsaufbau von Nöten, bei welchem das Mach-Zehnder Interferometer, die beiden Polarisationsfilter und die Pockels-Zelle genauer justiert werden können. Der Versuchsraum sollte stärker von äusseren, unerwünschten Lichtquellen isoliert werden, sodass die Ausgangsspannung genauer gemessen werden kann. Weiterhin wäre es empfehlenswert eine zweite, unterschiedliche Methodik zu verwenden um die Halbwellenspannung zu bestimmen, da sich dieser Fehler sonst in die restlichen Auswertungsschritte (Pockels-Koeffizienten und V_π^{calc}) stark fortpflanzt. Vor allem die Werte die wir für V_π^{calc} erhalten haben, waren enorm und somit war ein Vergleich mit dem vorgegebenem Spezifikationswert von $380V$ sinnlos, da klarerweise ein systematischer Fehler vorlagte.

Im letzten Schritt haben wir zusammen mit dem Tutor die lineare Amplitudenmodulation genauer untersucht und beobachtet wie diese sich für bestimmte Off-Set Spannungen im optimalen Arbeitsbereich befindet. Weiterhin wurden einige Massnahmen vorgeschlagen (Erhöhung der Laserleistung, Reduktion von Störfaktoren) vorgeschlagen um das Signal-Rauschverhältnis zu verbessern.

1 Aufgabe 3: Akustisch Optischer Effekt

Im dritten Teil des Versuches liegt der Fokus auf der Untersuchung des Einflusses von Schallwellen auf optische Elemente. Hierbei

1.1 Winkel des Beugungsmusters

Nach der Einrichtung des AOMs und des Lasers sowie der Erzeugung des Beugungsmusters haben wir die Abstände von den ersten und zweiten Ordnungen zum Nullmaximum $\Delta x_1, \Delta x_2$ für verschiedene Frequenzen gemessen. Hieraus lassen sich die Winkel der konstruktiven Interferenz bestimmen mittels

$$\theta = \arctan\left(\frac{\Delta x}{d}\right) \quad (1)$$

wobei d der Abstand zwischen dem AOM und dem Schirm ist. Unter Verwendung von Gleichung (3.3) aus dem Skript und der Annahme eines verschwindenden Einfallswinkels θ_1 ergibt sich die Bedingung für konstruktive Interferenz:

$$\sin\left(\arctan\left(\frac{\Delta x}{d}\right)\right) = \frac{m\lambda}{\lambda_s} = \frac{m\lambda f_s}{v_s} \quad (2)$$

Hierbei bezeichnet m die Order des Maximums, λ ist die Wellenlänge des Lasers und λ_s, f_s bzw. v_s stellen die Wellenlänge der akustischen Signale des AOM dar. Gegeben dadurch, dass in unserem Experiment gilt:

$d \gg \Delta x$ werden wir für eine Simplifizierung die Kleinwinkel-Näherung nutzen:

$$\frac{\Delta x}{d} \approx \frac{m\lambda f_s}{v_s} \quad (3)$$

Dies impliziert eine ungefähre Proportionalität von Δx zu m und f_s .

Zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit im AOM wurden Δx_1 und Δx_2 gegen f_s aufgetragen. Wie aus $\Delta x \propto f_s$ zu erwarten war, ergeben sich zwei nahezu lineare Zusammenhänge. Aus $\Delta x \propto m$ folgt weiterhin die Relation $2\Delta x_1 = \Delta x_2$, was durch die Messdaten nahezu exakt bestätigt wird.

Die linearen Fits ergeben hierbei zwei fast verschwindende Achsenabschnitte, welche wir in der Betrachtung eine untergeordnete Rolle zuteilen. Mit der entsprechenden Gleichung lassen sich daraus die Schallgeschwindigkeiten v_s bestimmen:

$$\begin{aligned} m = 1 : \quad v_s &= (389 \pm 75) \frac{\text{m}}{\text{s}} \\ m = 2 : \quad v_s &= (466 \pm 90) \frac{\text{m}}{\text{s}} \end{aligned} \quad (4)$$

Für die Berechnung haben wir die Steigung s betrachtet welche sich nach (3) wie folgt ergibt:

$$\Delta x = m\lambda \frac{d}{v_s} f_s \rightarrow s = m\lambda \frac{d}{v_s} \rightarrow v_s = m\lambda \frac{d}{s} \quad (5)$$

Hierbei ergibt sich der Fehler gemäß Fehlerfortpflanzung zu:

$$dv_s = m\lambda \frac{\sqrt{\delta_s^2 d^2 + \delta_d^2 s^2}}{s^2} \quad (6)$$

Zu beachten ist, dass s von $\frac{\text{cm}}{\text{MHz}}$ auf $\frac{\text{m}}{\text{Hz}}$ umzurechnen ist.

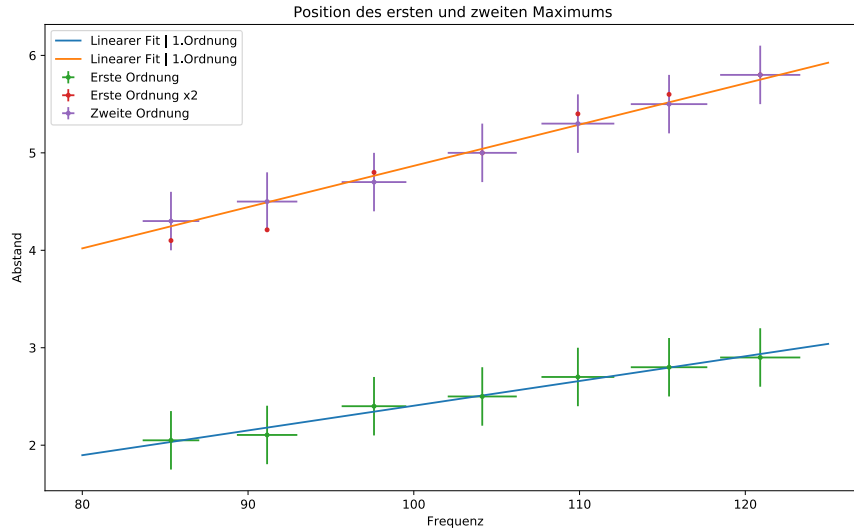


Abbildung 1: Position des ersten und zweiten Maximums abhängig von der Frequenz

Die Abweichung zwischen diesen Ergebnissen beträgt $0,66\sigma$ und ist somit nicht signifikant. Allgemein lässt sich feststellen, dass der Fehler der Schallgeschwindigkeit hier einen hohen prozentualen Anteil hat. Dieser Anteil ergibt sich größtenteils aus dem Fehler der Steigung des Plots. Mögliche Ursachen für allgemeine Abweichungen der Messdaten von den optimalen Werten umfassen die unvollständige Symmetrie des Beugungsmusters sowie die räumliche Ausdehnung der Maxima, die die Messgenauigkeit beeinträchtigt haben. Möglicherweise ist es bei der Bestimmung der Abstände zu Parallaxeeffekten gekommen o.ä. Schließlich wurde die Kleinwinkelnäherung angewendet, deren Einfluss jedoch aufgrund der kleinen Messwinkel vernachlässigbar ist.

Der Mittelwert der Schallgeschwindigkeit ergibt sich zu:

$$\bar{v}_s = (428 \pm 83) \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (7)$$

Dies erlaubt die Berechnung der Wellenlänge einer typischen Schallwelle im AOM bei $f = 100 \text{ MHz}$:

$$\lambda_s = \bar{v}_s / f = (4.3 \pm 0.8) \mu\text{m} \quad (8)$$

Des Weiteren lässt sich approximieren, wie viele Beugungsgitter ein Lichtstrahl durchläuft, indem die Frequenz und Wellenlänge der Schallwellen berücksichtigt werden. Da das Licht nicht parallel zur Schallwellenfront einfällt, nehmen wir einen kleinen Einfallswinkel von etwa 5° an. Die Anzahl der durchlaufenen Gitter ergibt sich zu:

$$\frac{L \tan(5^\circ)}{\lambda_s} \approx \frac{L \frac{\pi}{36}}{\lambda_s} = 31656 \pm 590 \quad (9)$$

Der Einfluss der Bewegung der Schallwellen ist dabei vernachlässigbar, da sich die Schallwellenfront während der Lichtdurchlaufzeit nur um etwa ein Hundertstel ihrer Periode verschiebt.

1.2 Intensität bei verschiedenen Spannungen

Die Abhängigkeit der Beugungseffizienz A des AOMs, definiert als der Anteil der Leistung im ersten Maximum relativ zur ungebrochenen Strahlleistung, ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$A = \sin^2 \left(\frac{\pi L}{\lambda \cos(\theta_B)} \sqrt{\frac{M_2 I_s}{2}} \right) \quad (10)$$

Dabei bezeichnen L die Wechselwirkungsstrecke des Lichtstrahls mit der Schallwelle, λ die optische Wellenlänge, θ_B den Bragg-Winkel, I_s die Schallintensität und M_2 eine materialspezifische Konstante, für TeO_2 $M_2 = 34,5 \times 10^{15} \text{ s}^3 \text{ kg}^{-1}$. Die gemessene Kurve zeigt jedoch nicht die erwartete Form. Es ist ein Offset zu erkennen, der nicht vorhanden sein dürfte. Auch sind die relativen Intensitäten nicht nahe eins, was bei der angegebenen Funktion jedoch auch der Fall sein sollte. Am prägnantesten ist jedoch die Form, welche eine Sinusform positiv ausgedrückt lediglich erahnen lässt, wobei die ersten beiden Messwerte hierbei ausreißer. Nimmt man an, dass diese Messwerte signifikant abweichen und diese entfernt erhält man hierbei einen besseren Fit der aber dennoch die zuvor zwei genannten Abweichungen enthält.

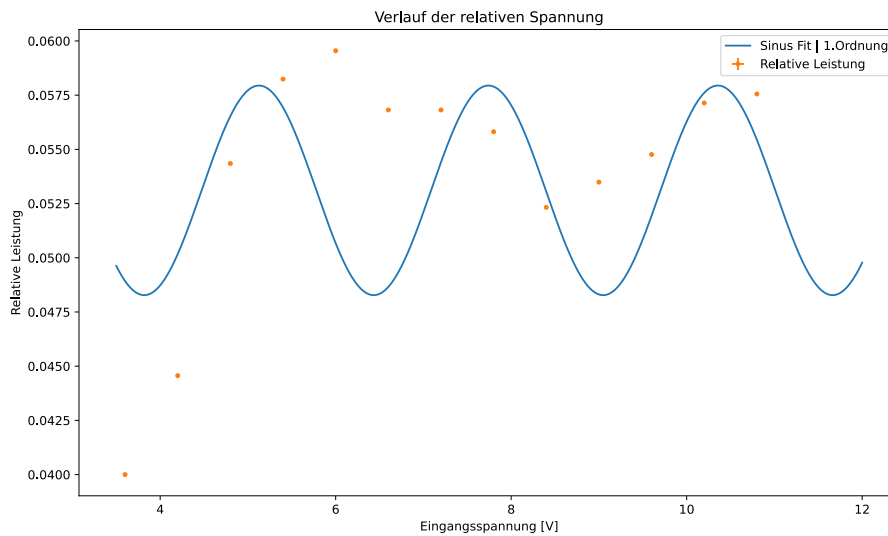


Abbildung 2: Relative Intensität | Alle Datenpunkte

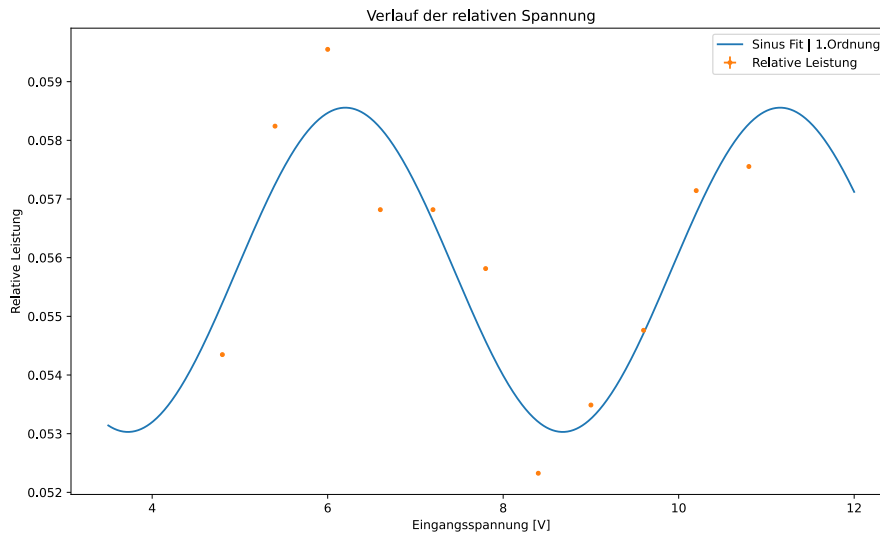


Abbildung 3: Relative Intensität | Reduzierte Datenpunkte

1.3 Intensität bei verschiedenen Frequenzen

Auch bei variierender Frequenz f wurde die Beugungseffizienz A untersucht. Mit $\lambda = \frac{v_s}{f}$ und der obigen Gleichung ergibt sich:

$$A = \sin^2 \left(\frac{\pi L f}{v_s \cos(\theta_B)} \sqrt{\frac{M_2 I_s}{2}} \right) \quad (11)$$

Die Messdaten zeigen hierbei einen wesentlichen Einfluss der Frequenz. Es ist hierbei eine Sinuskurve (Quadrat) zu erkennen, die von der Theorie vorhergesagt wird. Dennoch erkennen wir auch hier einen kleinen Offset und erneut die Tatsache, dass der angestrebte Wert von eins nicht erreicht wird. Verglichen mit den Messdaten zuvor jedoch ist dieses Ergebnis deutlich zufriedenstellender, da die Typisierung der Formel nachgewiesen werden konnte.

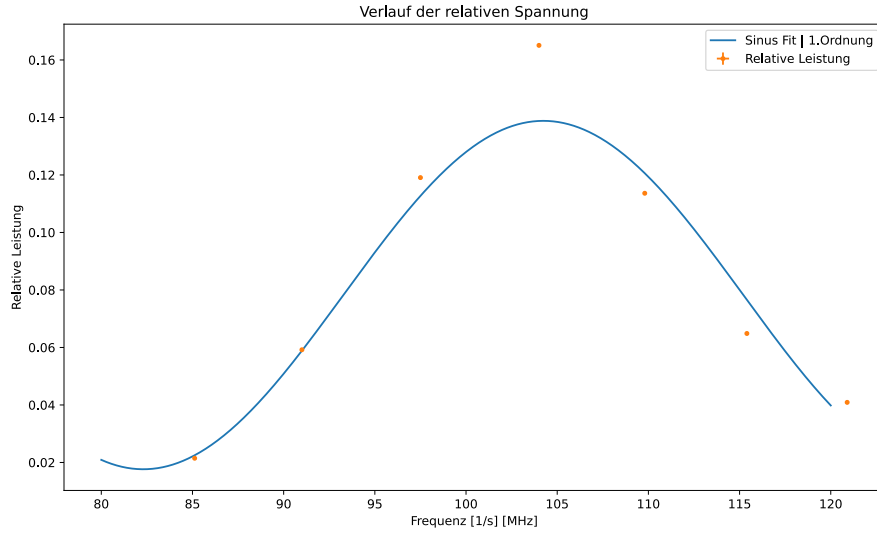


Abbildung 4: Relative Intensität | Frequenzabhängigkeit

Für die Berechnung der Schallleistung verwenden wir im folgenden folgende Werte:

$$\begin{aligned}
 M_2 &= 34.5 \times 10^{15} \text{ s}^3 \text{ kg}^{-1} \\
 L &= 20 \text{ mm} \\
 n &\approx \frac{(n_o + n_e)}{2} \approx 2.2 \\
 \lambda &= 632.8 \text{ nm} \\
 \theta_B &\approx \arctan(n) = 65.6^\circ \\
 f_{\max} &= 104 \text{ MHz} \\
 v_s &= 428 \frac{\text{m}}{\text{s}}
 \end{aligned} \tag{12}$$

hierbei ist f_{\max} die Frequenz, bei welcher die Beugungseffizienz maximal ist. Diesen Wert erhalten wir aus unserem Plot. Mit dem Wissen, dass der quadratische Sinus ein Maximum bei einem Winkel von $\frac{\pi}{4}$ erreicht, können wir nun die maximale Schallleistung ausrechnen.

$$\begin{aligned}
 I_s^{\max} &= \frac{v_s^2 \cos^2 \theta_B}{2 f_{\max}^2 L^2 M_2} \\
 \Delta I_s^{\max} &= 2 v_s \Delta v_s \frac{\cos^2 \theta_B}{2 f_{\max}^2 L^2 M_2} \\
 I_s^{\max} &= (10.98 \pm 4.22) \cdot 10^{-21} \text{ s}^{-3} \text{ kg}
 \end{aligned} \tag{13}$$

Hierbei ist anzumerken, dass auch f_{\max} fehlerbehaftet ist. Normalerweise müsste hier der Fehler gemäß

$$\sigma_I^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \sigma_{x_i} \right)^2 \tag{14}$$

mit eingehen. Leider sind die Datenpunkte im Modell nicht ausreichend genug gewesen, um eine Kovarianzmatrix der Fitparameter zu bilden, sodass dieser Fehler an dieser Stelle nicht

berücksichtigt werden kann. Da jedoch der Fehler der Geschwindigkeit einen hohen relativen Anteil hat ist davon auszugehen, dass der Einfluss in der Fehlerfortpflanzung hierbei nicht allzu groß gewesen wäre.

1.4 Zwei senkrechte AOMs

Bei der Nutzung zwei senkrechter AOMs sollte das Beugungsmuster ein Gitter darstellen. In der realen Anwendung hat sich diese These bestätigt, obwohl es Schwierigkeiten gab, dieses symmetrisch um das 0. Maximum auszurichten. Sobald wir nun einen Spannungs-Offset hinzufügen, erkennen wir, dass die Maxima höherer Ordnungen weiter nach außen verschoben werden. Ähnliche Beobachtungen können auch gemacht werden, bei der Einstellung einer Phasenverschiebung. Da unser Signal aus einer Sinuswelle entsteht, wandern hier die Maxima abhängig von der Richtung der Phasenverschiebung. Die Bewegungsbahnen waren hierbei elliptisch. Verändern wir einseitig die Frequenz eines AOMs, so verändern sich die Bewegungsbahnen von elliptischen in Lissajous-Figuren. Diese kann man explizit beobachten, sobald man die Frequenzen erhöht, sodass die Punktwanderung für das menschliche Auge als Standbild wahrnehmbar ist.

Weiterhin war nach der Natur eines Lasers gefragt. Ein Laser funktioniert mittels stimulierter Emission. Das bedeutet, dass wir ein Zweiniveausystem besitzen, welches in einem sog. Resonator liegt. Wird das Atom nun angeregt und fällt auf das niedrigere Energieniveau zurück, so findet eine Emission von Licht statt. Diese Emission kann nun, wenn diese auf ein anderes angeregtes Atom trifft, dieses stimulieren, was dazu führt, dass das Atom ein Energieniveau zurückfällt und dabei das freiwerdende Photon in die selbe Richtung und mit der gleichen Phasenbeziehung emittiert wird. Im Vergleich zu einer Glühbirne, deren Licht aufgrund thermischer Strahlung emittiert wird, kann ein Laser somit einen gerichteten und kohärenten Lichtstrahl produzieren. Dabei gibt die Kohärenzlänge die Länge an in der die selbe Phasenbeziehung vorliegt, das Licht also kohärent ist. Die Kohärenzzeit ist dabei die Umrechnung auf die Zeit die Licht für das Zurücklegen dieser Länge benötigt.

Diskussion der Ergebnisse und Fehlerquellen

Winkel des Beugungsmusters

Die Messung der Schallgeschwindigkeit im AOM ergab Werte von $v_s = (389 \pm 75) \text{ m/s}$ für $m = 1$ und $v_s = (466 \pm 90) \text{ m/s}$ für $m = 2$, wobei der Mittelwert bei $v_s = (428 \pm 83) \text{ m/s}$ liegt. Trotz der Konsistenz der Daten ist der relative Fehler hoch, was auf verschiedene Ursachen hinweist:

1. Messgenauigkeit der Abstände (Δx):

- Die räumliche Ausdehnung der Beugungsmaxima erschwert eine präzise Bestimmung der Positionen, insbesondere bei höheren Ordnungen, wo die Maxima schwächer und weniger scharf abgegrenzt sind.
- Parallaxeeffekte könnten durch unsachgemäße Positionierung der Messgeräte entstanden sein.

2. Kleinwinkel-Näherung:

- Obwohl die Kleinwinkel-Näherung hier als gerechtfertigt gilt ($d \gg \Delta x$), bleibt sie eine

Approximation. Ein präziserer Ansatz könnte geringfügige Abweichungen korrigieren, sollte jedoch aufgrund der Messunsicherheiten nicht zu signifikanten Änderungen führen.

3. Systematische Abweichungen im Beugungsmuster:

- Asymmetrien in der Geometrie des Aufbaus könnten das Beugungsmuster verzerrt haben, was die gemessenen Werte beeinflusst.

Intensität bei verschiedenen Spannungen

Die experimentellen Ergebnisse zeigen Abweichungen von der erwarteten sinusförmigen Abhängigkeit. Dies lässt sich durch mehrere Faktoren erklären:

1. Offset in der Messung:

- Der unerwartete Offset deutet auf systematische Fehler hin, z. B. durch Hintergrundstreuung oder eine nicht idealisierte Einstellung des AOM.

2. Maximale Intensität:

- Die gemessene Beugungseffizienz erreicht keine Werte nahe 1, was auf Verluste durch Streuung, Absorption oder unzureichende Schallintensität I_s hindeutet.

3. Ausreißer in den Daten:

- Die ersten beiden Messpunkte weichen signifikant ab, was auf fehlerhafte Kalibrierung oder äußere Störungen während der Messung zurückzuführen sein könnte. Die erneute Betrachtung der reduzierten Datensätze zeigt eine verbesserte Anpassung, wobei die grundlegenden Abweichungen (Offset, Maximalwert) weiterhin bestehen.

Intensität bei verschiedenen Frequenzen

Die Abhängigkeit der Beugungseffizienz von der Frequenz zeigt einen deutlich besseren Zusammenhang mit der theoretisch erwarteten sinusförmigen Abhängigkeit. Dennoch treten folgende Fehlerquellen auf:

1. Unterschätzter Fehler in der Frequenzmessung:

- Die Unsicherheit in f_{\max} konnte aufgrund unzureichender Datenpunkte nicht vollständig berücksichtigt werden. Diese Einschränkung beeinflusst direkt die Genauigkeit der berechneten maximalen Schallleistung I_s^{\max} .

2. Nichtberücksichtigte Streuverluste:

- Zusätzliche Einflüsse wie die Materialbeschaffenheit des AOM (z. B. Unreinheiten in TeO_2) könnten die gemessenen Intensitäten beeinflussen und Abweichungen von der idealisierten Sinusform erklären.

Verbesserungsvorschläge

1. Optimierung des Aufbaus:

- Eine präzisere Kalibrierung der Positionierungssysteme könnte die Parallaxeeffekte minimieren.

- Der Einsatz eines besseren Schirms zur Fokussierung des Beugungsmusters würde die räumliche Ausdehnung der Maxima verringern.

2. Erweiterung der Messdatenerfassung:

- Die Erhebung zusätzlicher Datenpunkte würde die Modellanpassung verbessern und eine genauere Fehleranalyse ermöglichen.

3. Berücksichtigung von Materialeigenschaften:

- Eine detaillierte Analyse der Materialparameter (z. B. Streuung, Absorption) des AOM-Materials könnte die Modellierung der Beugungseffizienz verfeinern.

Zusammenfassend zeigt der Versuch trotz der erwähnten Abweichungen eine hohe Übereinstimmung mit der Theorie und erlaubt wichtige Einblicke in die Wechselwirkung von Schall- und Lichtwellen.


```

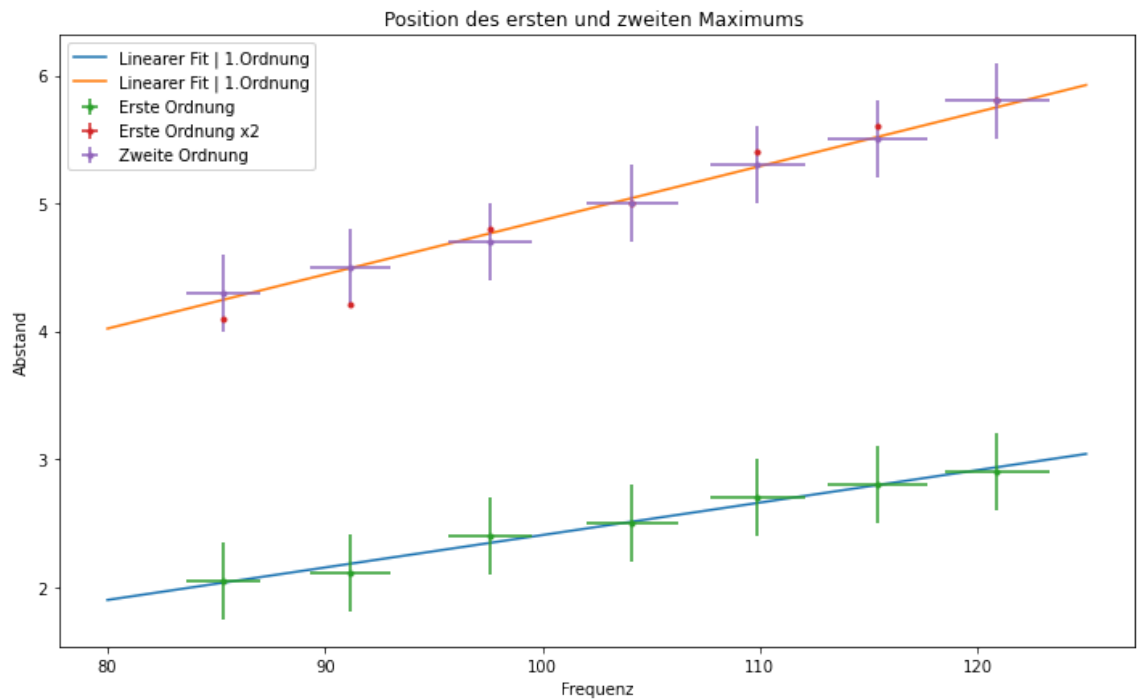
In [86]: def lin(x,a,b):
          return a*x+b

# Beugungswinkel vs. Frequenz
d = 15+ 141 # cm Abstand AOM zu gemessener Ebene
sig_d = 1 # cm
freq = np.array([85.35,91.15,97.6,104.13,109.9,115.4,120.9]) # MHz
sig_freq = 0.02*freq

dis_max1steOrdnung = np.array([2.05,2.105,2.4,2.5,2.7,2.8,2.9]) # c
m
dis_max2teOrdnung = np.array([4.3,4.5,4.7,5,5.3,5.5,5.8])
sig_dis = 0.3 # cm
sig_f = 0.3*np.ones(len(dis_max1steOrdnung))
#Fit
I_inc= np.linspace(80,125, 1000)
popt_inc, pcov_inc = curve_fit(lin, freq, dis_max1steOrdnung ,sigma
= sig_f)
popt_dec, pcov_dec = curve_fit(lin, freq, dis_max2teOrdnung ,sigma
= sig_f)

#Plot
plt.figure(figsize = (12, 7))
plt.plot(I_inc,lin(I_inc,*popt_inc), label="Linearer Fit | 1.Ordnun
g")
plt.plot(I_inc,lin(I_inc,*popt_dec), label="Linearer Fit | 1.Ordnun
g")
plt.errorbar(freq,dis_max1steOrdnung, yerr = sig_dis, xerr = sig_fr
eq, fmt='.',label="Erste Ordnung")
plt.errorbar(freq,2*dis_max1steOrdnung, yerr = 0, xerr = 0, fmt
='.',label="Erste Ordnung x2 ")
plt.errorbar(freq,dis_max2teOrdnung, yerr = sig_dis, xerr = sig_fre
q, fmt='.',label="Zweite Ordnung")
plt.title('Position des ersten und zweiten Maximums ')
plt.ylabel('Abstand')
plt.xlabel('Frequenz')
plt.legend()
plt.savefig("first.pdf")
plt.show()

```



```
In [87]: #Bestimmung von v_s
#m=1
d = 0.156
dd=0.03
lamb = 632.8 * 10**(-9)
v_s1 = 10**(8)*lamb*(d/(popt_inc[0]))
v_s2 = 10**(8)*lamb*2*(d/(popt_dec[0]))
dv_s1 = 10**(8)*lamb*np.sqrt(pcov_inc[0][0]**2*d**2+dd**2*popt_inc
[0]**2)/(popt_inc[0])**2
dv_s2 = 2*10**(8)*lamb*np.sqrt(pcov_dec[0][0]**2*d**2+dd**2*popt_de
c[0]**2)/(popt_dec[0])**2
print(v_s1)
print(dv_s1)
print(v_s2)
print(dv_s2)
print((v_s1+v_s2)/2)
#Wellenlänge
print((v_s1+v_s2)/(2*100))
```

```
388.91951082510127
74.79222318694171
466.3496898352526
89.68263640417645
427.6346003301769
4.276346003301769
```

```

In [85]: # Relative Leistung vs. Frequenz
freq = np.array([85.12,91.0,97.5,104,109.8,115.4,120.9])
sig_freq = 0.02*freq

power_undiffracted_beam = np.array([3.4,6.25,5.45,6.3,4.4,1.85,2.2])# V
power_firstorder = np.array([73,370,649,1040,500,120,90])*10**(-3)
# V
rel_power = power_firstorder/power_undiffracted_beam
sig_u= 0.01*rel_power
print(rel_power)
def sin(x,a,b,c,d):
    return a*(np.sin(b*x-c))*2+d

I_inc= np.linspace(80,120, 1000)
popt_sin2, pcov_sin2 = curve_fit(sin, freq, rel_power ,sigma = sig_u, p0=[1, 0.011, 0.1, 0.4])

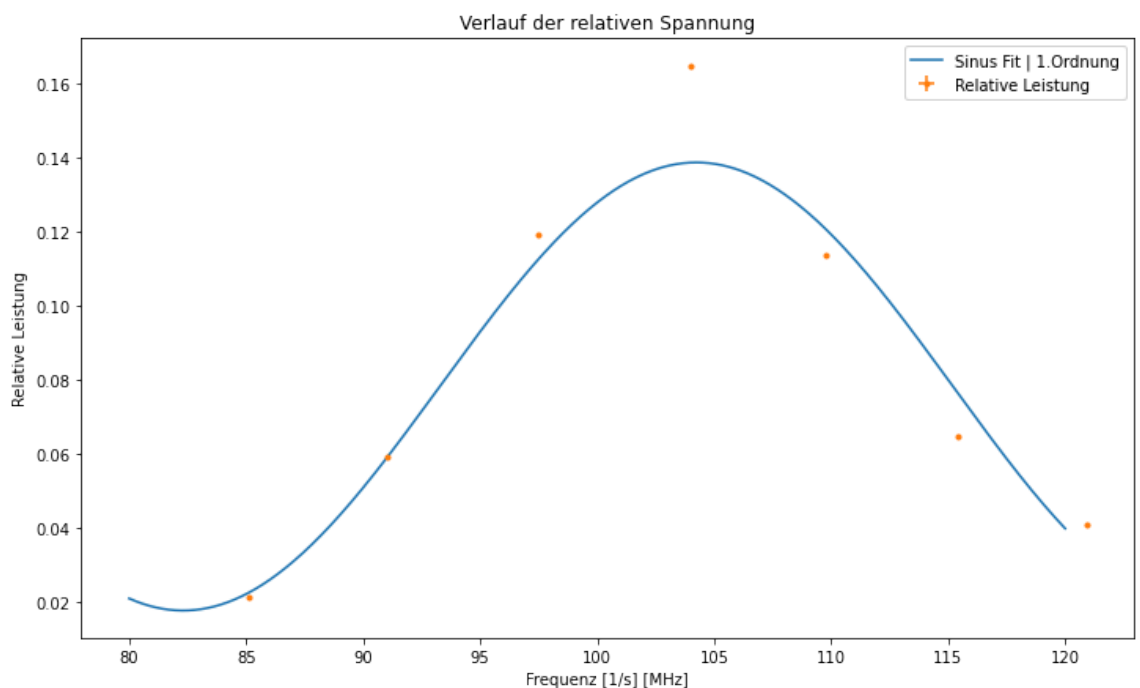
plt.figure(figsize = (12, 7))
plt.plot(I_inc,sin(I_inc,*popt_sin2), label="Sinus Fit | 1.Ordnung")
plt.errorbar(freq,rel_power, yerr = 0, xerr = 0, fmt='.',label="Relative Leistung")
plt.title('Verlauf der relativen Spannung')
plt.xlabel('Frequenz [1/s] [MHz]')
plt.ylabel('Relative Leistung')
plt.legend()
plt.savefig("second.pdf")

```

```

[0.02147059 0.0592      0.11908257 0.16507937 0.11363636 0.06486486
 0.04090909]

```



```

In [36]: # Relative Leistung vs. Amplitude
freq = 97.5 # MHz

amplitude = np.array([0.8,0.9,1,1.1,1.2,1.3,1.4,1.5,1.6,1.7,1.8])*6
# V

power_undiffracted_beam = np.array([4.6,4.55,4.45,4.4,4.4,4.3,4.3,
4.3,4.2,4.2,4.17])# V
power_firstorder = np.array([250,265,265,250,250,240,225,230,230,24
0,240]) *10 **(-3)
sig_u= power_firstorder*0.03
rel_power = power_firstorder/power_undiffracted_beam

#fit
def sin(x,a,b,c,d):
    return a*(np.sin(b*x-c))*2+d

I_inc= np.linspace(3.5,12, 1000)
popt_sin, pcov_sin = curve_fit(sin, amplitude, rel_power ,sigma = s
ig_u)

plt.figure(figsize = (12, 7))
plt.plot(I_inc,sin(I_inc,*popt_sin), label="Sinus Fit | 1.Ordnung")
plt.errorbar(amplitude,rel_power, yerr = 0, xerr = 0, fmt='.',label
="Relative Leistung")
plt.title('Verlauf der relativen Spannung')
plt.xlabel('Eingangsspannung [V]')
plt.ylabel('Relative Leistung')
plt.legend()
plt.savefig("second.pdf")

```

