

AUFBAU UND CHARAKTERISIERUNG EINES
FOURIER-TRANSFORM-SPEKTROMETERS

BACHELORARBEIT
ZUR ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN GRADES
BACHELOR OF SCIENCE (B.Sc.)

Lukas Paetzold

Vorgelegt im
Fachbereich 10 Mathematik und Naturwissenschaften
Institut für Physik

1. Prüfer: Prof. Dr. Kilian Talo Theodor Singer
2. Prüfer: apl. Prof. Dr. Cyril Popov

25. November 2020

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen der Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken (dazu zählen auch Internetquellen) entnommen sind, wurden unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht.

Ort, Datum

Unterschrift

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde ein Fourier-Transform-Spektrometer aufgebaut und charakterisiert. Hier sollen nun die Ergebnisse zusammengetragen werden. Zunächst wird der Aufbau des Spektrometers beschrieben. Dieser besteht aus Haupt- und Nebenstrahlengang. Der Hauptstrahlengang wiederum besteht aus einem Kollimator und einem Michelson-Interferometer. Der Nebenstrahlengang dient der Positionsbestimmung des Spiegels. Weiterhin wird auf zwei Komponenten und deren Anforderungen genauer eingegangen. Zum einen wird ein HeNe-Laser thermisch stabilisiert und zur Positionsbestimmung eingesetzt. Zum anderen wird ein Schrittmotor in Form eines Piezomotors als Antrieb des bewegten Spiegels genutzt. Es zeigt sich, dass dieser für diesen Einsatz grundsätzlich geeignet ist, wenn auch sich zukünftige Verbesserungsmöglichkeiten zeigen. Letztlich wird ein Spektrum eines weiteren HeNe-Lasers als Probe erstellt.

Abstract

In the context of this bachelor thesis a Fourier transform spectrometer was built and characterized. The results are now to be compiled here. First, the structure of the spectrometer is described. It consists of a main and a secondary beam path. The main beam path in turn consists of a collimator and a Michelson interferometer. The secondary beam path is used to determine the position of the mirror. Furthermore, two components and their requirements are described in detail. On the one hand, a HeNe laser is thermally stabilized and used for position determination. On the other hand a stepper motor in the form of a piezo motor is used to drive the moving mirror. It turns out that the motor is basically suitable for this application, although there are future possible improvements. Finally, a spectrum of another HeNe laser is generated as a sample.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Beteiligten bedanken. Zunächst danke ich Herrn Prof. Dr. Kilian Singer für die Aufnahme in der Arbeitsgruppe. Weiterhin bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern für die freundliche Aufnahme und die aktive Unterstützung bei meiner Arbeit. Besonderen Dank möchte ich meinem Betreuer Dr. Markus Debatin aussprechen, welcher immer ein offenes Ohr und Ratschläge für mich hatte. Nicht zuletzt möchte ich mich auch bei meiner Familie und meinen Freunden bedanken. Ihr habt mich stets bei meiner Arbeit unterstützt.

Inhaltsverzeichnis

Eigenständigkeitserklärung	III
Zusammenfassung	V
Abstract	V
Danksagung	VI
1 Einleitung	3
2 Mathematische Grundlagen zur Fouriertransformation	5
3 Grundlagen der Fourier-Transform- Spektroskopie	7
3.1 Theorie der Fourier-Transform-Spektroskopie	7
3.1.1 Auflösungsvermögen	9
3.1.2 Frequenzmaximum	10
3.2 Vor- und Nachteile der FT-Spektroskopie	10
3.3 Anmerkungen zur Auswertung des Interferogramms	11
3.3.1 Zero-Filling	11
3.3.2 Apodisation	11
3.3.3 Phasenkorrektur - Mertz Algorithmus	12
3.4 Amplitudenmodulation	13
4 Aufbau des FT-Spektrometers	15
4.1 Hauptstrahlengang	15
4.1.1 Justage der Blende	16
4.2 Nebenstrahlengang zur Positionsbestimmung	18
5 Stabilisierung des Lasers	21
5.1 Funktionsweise eines HeNe-Lasers	21
5.2 Methode der Stabilisierung	22
5.3 Ergebnis	24
6 Piezomotor	27
6.1 Funktionsweise	27
6.2 Programmierung	28

6.3	Betrachtung des Motorverhaltens	29
6.3.1	Schwingungen durch den Motor	29
6.3.2	Gleichförmigkeit der Bewegung	32
6.4	Zusammenfassung und Verbesserungsmöglichkeiten	33
7	Auswertung der Messdaten	35
7.1	Bestimmung der Position	35
7.2	Bestimmung des Spektrums	36
7.3	Probemessung eines Helium-Neon-Lasers	36
8	Zusammenfassung und Ausblick	39
9	Literaturverzeichnis	41
10	Anhang	43

Abbildungsverzeichnis

3.1	Michelson-Interferometer	8
3.2	Fouriertransformierte der Rechteck- und Dreieckfunktion	12
3.3	Simulation einer Amplitudenmodulation	14
4.1	Fotografie des Interferometers	16
4.2	Hauptstrahlengang	17
4.3	Justage der Blende	17
4.4	Nebenstrahlengang	18
5.1	Energieschema des HeNe-Lasers	22
5.2	Fotografie des offenen HeNe-Lasers	23
5.3	Fotografie des Lasers mit Regler	24
5.4	Aufwärmphase	25
5.5	Ergebnis der Stabilisierung	26
6.1	Schematische Darstellung der Aktoren	28
6.2	Interferenz und Phasen auf dem Nebenstrahlengang	30
6.3	Motorschrittweiten	31
6.4	Abweichung der Position und der Geschwindigkeit des Motors	33
7.1	Spektrum des HeNe-Lasers 'Lasos LGK 691'	37
7.2	HeNe-Lasers 'Lasos LGK 691' ohne Beschädigung	38
7.3	FFT der Intensität des Lasers Lasos LGK 691	38
10.1	Anhang - Schaltskizze	44

1 Einleitung

Die optische Spektroskopie beschäftigt sich mit der Auswertung von elektromagnetischer Strahlung. Ziel ist die Zerlegung der Strahlung in ein sogenanntes Spektrum. Das Spektrum ist die Verteilung der Intensität über Energie, Wellenlänge oder Ähnlichem. Die zu messende Strahlung wird entweder durch Emission, zum Beispiel von angeregten Atomen, oder umgekehrt durch Absorption (Absorptionsspektroskopie) gewonnen. Mit Hilfe der Spektroskopie können dann weitere Rückschlüsse auf Energieniveaus, Zusammensetzung etc. der Probe gemacht werden. Als einfaches Beispiel kann hier ein Prisma genommen werden, welches sichtbares Licht in seine spektralen Bestandteile zerlegt.

In dieser Arbeit wird sich mit der Fourier-Transform-Spektroskopie beschäftigt. Der Hauptunterschied zu (nicht)-dispersiven Spektrometern liegt in der Erstellung eines Interferogramms. Dieses Interferogramm kann mittels Fouriertransformation in das eigentlich gewünschte Spektrum umgewandelt werden. Hauptbestandteil eines Fourier-Transform-Spektrometers ist ein Michelson-Interferometer (vgl. [3] S.56). Das zu untersuchende Licht interferiert letztlich mit sich selbst und die resultierende Intensität wird in Abhängigkeit der Spiegelposition gemessen - das Interferogramm. Vorteile finden sich in der Geschwindigkeit und Auflösung solcher Spektrometer (vgl. [8] S.2).

Ziel dieser Arbeit ist es, den Aufbau eines solchen Spektrometers zu beschreiben. Zunächst werden dazu mathematische Hintergründe zur Fouriertransformation erläutert (Kap. 2). Folgend werden in Kapitel 3 die Grundlagen der Fourier-Transform-Spektroskopie dargelegt. Die einzelnen Bestandteile, das heißt Haupt- und Nebenstrahlengang, werden in Kapitel 4 beschrieben. Der Nebenstrahlengang wird von einem thermisch stabilisierten HeNe-Laser zur Positionsbestimmung genutzt. Dessen Stabilisierung wird in Kapitel 5 erläutert. In Kapitel 6 werden der Schrittmotor und dessen Eigenschaften untersucht. Letztlich wird das Interferogramm einer Probemessung ausgewertet (Kap. 7).

2 Mathematische Grundlagen zur Fouriertransformation

Grundlegend für das weitere Verständnis ist ein Überblick über die nötigen mathematischen Werkzeuge. Dafür ist es insbesondere notwendig Fouriertransformationen zu erläutern.

Sei f eine periodische Funktion in x . Periodisch bedeutet, dass ein T existiert, sodass $f(x) = f(x + T)$ für alle x gilt. T wird als Periode der Funktion bezeichnet. Lässt sich die Funktion mittels einer Reihe aus Kosinus und Sinus darstellen, so wird die Reihe als Fourier-Reihe bezeichnet. Genauer muss gelten

$$f(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos 2\pi nx + b_n \sin 2\pi nx).$$

Die Koeffizienten a_n und b_n werden als Fourierkoeffizienten bezeichnet und sind durch

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(x) \cos\left(\frac{2\pi}{T}nt\right) dt$$

und

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(x) \sin\left(\frac{2\pi}{T}nt\right) dt$$

gegeben. Alternativ lässt sich f auch mittels

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n \exp(2\pi inx)$$

darstellen, wobei $c_0 = \frac{a_0}{2}$, $c_n = \frac{1}{2}(a_n - ib_n)$ und $c_{-n} = \frac{1}{2}(a_{-n} + ib_{-n})$ für $n > 0$ (vgl. [1] S.607ff.).

Eine Verallgemeinerung stellt die Fouriertransformation dar (vgl. [1] S.618f.). Sei erneut f eine nicht notwendigerweise periodische Funktion in x , dann ist ihre Fouriertransformierte gegeben durch

$$\mathcal{F}(y) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp\{2\pi ixy\} dx.$$

f kann aus $\mathcal{F}(y)$ mittels der inversen Fouriertransformation zurückgewonnen werden.

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(y) \exp\{-2\pi ixy\} dy.$$

Insbesondere bei Signalen haben f und \mathcal{F} einen anschaulichen Zusammenhang. Ist f ein Signal in Abhängigkeit der Zeit, so ist \mathcal{F} das Spektrum des Signals in der Frequenz. Die Fouriertransformation lässt sich bei geraden f vereinfachen zu

$$\mathcal{F}(y) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cos 2\pi ixy \, dx$$

und

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(y) \cos 2\pi ixy \, dy$$

(vgl. [8] S.21). Als Letztes soll noch eine wichtige Eigenschaft der Fouriertransformation genannt werden. Dieses ist auch als das Faltungstheorem bekannt (vgl. [1] S.620). Seien f und g zwei Funktionen die gefaltet werden. Also

$$(f * g)(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)g(x - t) \, dt.$$

Die Fouriertransformierte ist einfach durch das Produkt der Fouriertransformierten gegeben.

$$FT(f * g)(y) = \mathcal{F}(y) \cdot \mathcal{G}(y).$$

3 Grundlagen der Fourier-Transform-Spektroskopie

Ziel der Fourier-Transform-Spektroskopie ist die Aufnahme eines Spektrums einer Probe. Häufig befindet sich das Spektrum im infraroten Bereich, weshalb auch von der Fourier-Transform-Infrarotspektroskopie gesprochen wird. Wesentlicher Unterschied zu anderen Spektrometern, wie zum Beispiel einem dispersiven Spektrometer, ist die Tatsache, dass das Spektrum nicht durch Durchlaufen der gewünschten Wellenlängen erhalten wird, sondern durch das Erzeugen eines Interferogramms. Das Interferogramm wird letztlich durch eine Fouriertransformation in ein Spektrum umgewandelt. Neben der grundsätzlichen Theorie und Vor- und Nachteilen der FT-Spektroskopie sollen in diesem Kapitel auch Anmerkungen hinsichtlich der Auswertung gemacht werden.

3.1 Theorie der Fourier-Transform-Spektroskopie

Zentrales Element des Spektrometers ist im Wesentlichen ein Michelson-Interferometer ([3] S.56). Das einfallende Licht wird kollimiert und auf einen 50/50-Strahlteiler gelenkt. Ein Teil wird auf einen festen Spiegel gelenkt und reflektiert. Der andere Teil wird auf einen beweglichen Spiegel gelenkt und ebenfalls reflektiert. Am Strahlteiler werden die Anteile wieder überlagert und treffen auf einen Detektor. In Abbildung 3.1 ist dies visualisiert. Das Überlagern der beiden Lichtstrahlen führt zur Interferenz zwischen ihnen. Entscheidend ist nun, dass der zweite Spiegel bewegt werden kann. Die Strecke, die beide Lichtstrahlen zurücklegen müssen, ist somit unterschiedlich und hängt von der Position des bewegten Spiegels ab.

Zunächst wird der Fall von monochromatischem Licht der Frequenz ν betrachtet, welches sich mit Lichtgeschwindigkeit c ausbreitet. Das elektrische Feld des Licht soll sich über eine ebene Welle darstellen lassen (vgl. [2] S.445). Nach der Reflektion beim Auftreffen auf den Strahlteiler seien die Anteile durch

$$\vec{E}_1 = \frac{1}{2} \vec{E}_0 \sin \left\{ 2\pi \left(\nu t - 2\frac{\nu}{c} L \right) \right\}$$

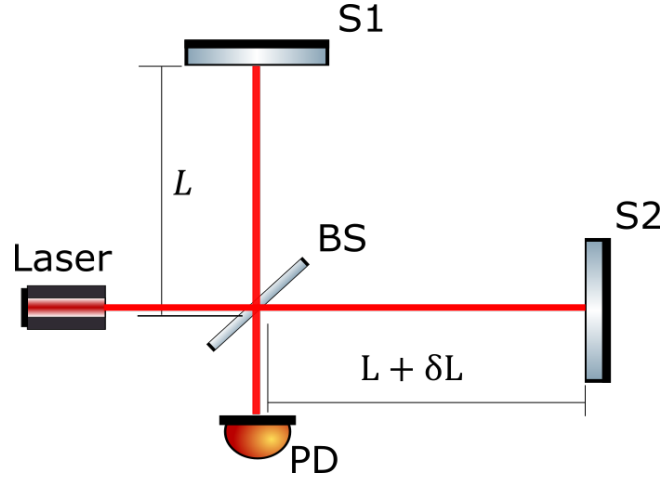


Abbildung 3.1: Gezeigt ist ein Michelson-Interferometer. Als Lichtquelle dient ein monochromatischer Laser. Der Lichtstrahl wird am Strahlteiler (BS) geteilt und von den Spiegeln S1 und S2 reflektiert. Am Strahlteiler überlagern sich die Strahlen erneut. Der Gangunterschied ist $2\delta L$. Letztlich wird von einem Detektor (PD) die Intensität gemessen.

für den festen Spiegel und durch

$$\vec{E}_2 = \frac{1}{2}\vec{E}_0 \sin \left\{ 2\pi \left(\nu t - 2\frac{\nu}{c}(L + \delta L) \right) \right\}$$

für den beweglichen Spiegel gegeben. Das resultierende E-Feld ist mittels

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \frac{1}{2}\vec{E}_0 \left[\sin \left\{ 2\pi \left(\nu t - 2\frac{\nu}{c}L \right) \right\} + \sin \left\{ 2\pi \left(\nu t - 2\frac{\nu}{c}(L + \delta L) \right) \right\} \right]$$

gegeben. Die zeitlich gemittelte Intensität ist über

$$I = \frac{1}{2}c\epsilon^2 \bar{E}^2 = \frac{1}{2}c\epsilon^2 E_0^2 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\nu}{c}\delta L \right) \right) = \frac{1}{2}I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\nu}{c}\delta L \right) \right)$$

gegeben (vgl. [4] S.305). Die Intensität, welche am Detektor schlussendlich gemessen wird, hängt somit vom Weglängenunterschied ab. Hierbei wird auch von konstruktiver ($I = I_0$) und destruktiver Interferenz ($I = 0$) gesprochen. Der Term in der Intensität, welcher von δL abhängt, beinhaltet die vollständige Information des eigentlichen Spektrums und wird als Interferogramm bezeichnet:

$$I(\delta L) = \frac{1}{2}I_0 \cos \left(\frac{2\pi\nu}{c}\delta L \right).$$

Im Allgemeinen wird allerdings nicht monochromatisches Licht spektroskopiert, sondern das Licht einer beliebigen Strahlungsquelle. Das Interferogramm kann dann als

$$I(\delta L) = \int_0^\infty \frac{1}{2}S(\nu) \cos \left(\frac{2\pi\nu}{c}\delta L \right) d\nu$$

geschrieben werden (vgl. [7] S.9). Dabei beschreibt $S(\nu)$ das Strahlungsspektrum der Probe. Wird das Interferogramm experimentell durch FTIR-Spektroskopie bestimmt, so kann das eigentliche Spektrum durch Fouriertransformation zu

$$S(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} I(\delta L) \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c} \delta L\right) d\delta L \quad (3.1)$$

bestimmt werden (vgl. [7] S.9). Am Beispiel des monochromatischen Lichts ergeben sich zwei δ -Funktionen bei $\pm\nu$. Das Spektrum ist symmetrisch um $\nu = 0$. Der negative Teil kann verworfen werden.

3.1.1 Auflösungsvermögen

Gleichung 3.1 setzt voraus, dass die Wegstrecke des zweiten Spiegels unendlich groß ist. Da dies nicht realisierbar ist, entspricht das real gemessene Interferogramm dem idealen Interferogramm multipliziert mit einer Rechteck-Funktion

$$I'(\delta L) = I(\delta L) \cdot \text{rect}_d\left(\frac{|\delta L|}{2L_{\max}}\right),$$

wobei L_{\max} den maximalen Spiegelweg angibt (vgl. [8] S.60). Der Einfachheit halber wird im Folgenden wieder eine monochromatische Lichtquelle angenommen. Das Spektrum ist mittels

$$S(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} I(\delta L) \cdot \text{rect}_d\left(\frac{|\delta L|}{2L_{\max}}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c} \delta L\right) d\delta L$$

gegeben. Die Fourier-Transformierte der Rechteck-Funktion ist die sinc-Funktion und ist durch

$$\mathcal{F}\left[\text{rect}_d\left(\frac{|\delta L|}{2L_{\max}}\right)\right] = 2L_{\max} \text{sinc}(2\pi\nu L_{\max}) = \frac{\sin 2\pi\nu L_{\max}}{\pi\nu}$$

gegeben (vgl. [5] S.25). Letztlich führt dies zu einer Verbreiterung der δ -Peaks mit einer Halbwertsbreite von

$$\text{FWHM} = \frac{0,605}{L_{\max}}.$$

Ein endlicher Spiegelweg führt zu einer Begrenzung der Auflösung des Spektrometers. Nach dem Rayleigh-Kriterium ist die Auflösung R des Spektrometers über

$$R = \frac{1}{2L_{\max}}$$

gegeben (vgl. [8] S.65). Des Weiteren entstehen Nebenmaxima (siehe Abbildung 3.2), welche das Spektrum verfälschen können. Um dies zu verhindern, kann die sogenannte Apodisation verwendet werden. Statt der Rechteck-Funktion wird eine angepasste Funktion verwendet, die die Nebenmaxima unterdrückt. Genauer wird dies im Ab-

schnitt 3.3.2 beschrieben.

3.1.2 Frequenzmaximum

Das erzeugte Interferogramm am Detektor muss zur weiteren Auswertung digitalisiert werden. Damit einhergehend ist eine Diskreditierung des Signals. Das Nyquist-Shannon-Abtasttheorem sagt nun aus, dass die Abtastrate f_{Sample} mindestens doppelt so hoch sein muss wie die des Signals f_{Signal} , damit das Signal verlustfrei rekonstruiert werden kann (vgl. [3] S.60). Somit existiert auch eine obere Grenze für die Frequenz des Interferogramms. Angenommen es soll bis zur minimale Wellenlänge λ_{min} gemessen werden können, dann hängt die maximale Frequenz des Interferogramms f_{max} gemäß

$$f_{\text{max}} = \frac{2v_{\text{Spiegel}}}{\lambda_{\text{min}}}$$

von der Spiegelgeschwindigkeit v_{Spiegel} ab. Folglich ist die minimal messbare Wellenlänge beschränkt:

$$\lambda_{\text{min}} = \frac{4v_{\text{Spiegel}}}{f_{\text{Sampling}}}.$$

Dies stellt allerdings nur einen theoretischen Wert dar. Schwankungen in der Spiegelgeschwindigkeit und Schwingungen des Spiegels begrenzen λ_{min} weiter.

3.2 Vor- und Nachteile der FT-Spektroskopie

Wie jedes Verfahren besitzt die FTIR-Spektroskopie Vor- wie auch Nachteile. Diese sollen hier kurz angesprochen werden. Zunächst ergeben sich drei allgemeine Vorteile des Verfahrens (vgl. [7] S.17, [3] S.58).

Multiplex- oder Fellgett-Vorteil Bei herkömmlichen Spektrometern, wie dem Gitterspektrometer, wird das Spektrum für jede Wellenlänge einzeln abgetastet. Daraus resultiert eine höhere Messzeit und ein damit verbundenes erhöhtes Signal-zu-Rausch Verhältnis im Vergleich zur FTIR-Spektroskopie. Beim FTIR-Spektrometer wird hingegen jederzeit das gesamte Spektrum aufgenommen. Schon kurze Spiegelwege ermöglichen die Aufnahme eines Spektrums, wenn auch bei beschränkter Auflösung (siehe 3.1.1).

Durchsatz- oder Jacquinot-Vorteil Das FTIR-Spektrometer kommt theoretisch ohne jede Art von Spalt oder Blende aus, was einen hohen Lichtdurchsatz ermöglicht. In der Realität gilt dies allerdings nur begrenzt, da eine ausreichende Kollimation der Strahlen im Interferometer erreicht werden muss.

Connes-Vorteil Mittels eines HeNe-Lasers wird die Position des beweglichen Spiegels genau bestimmt. Dadurch ergibt sich eine hohe Frequenzgenauigkeit im Spektrum.

Nachfolgend sollen einige Nachteile angesprochen werden. Zunächst ist für die Auswertung immer ein Computer mit ausreichend Rechenleistung notwendig. Dies ist heutzutage allerdings kein Problem mehr. Weiterhin ist das Interferogramm nicht intuitiv. Das heißt, dass erst nach einer weiterführenden Auswertung ersichtlich ist, ob die Messung überhaupt geglückt ist oder nicht.

3.3 Anmerkungen zur Auswertung des Interferogramms

Durch Gleichung (3.1) ist grundsätzlich das Spektrum des Interferogramms gegeben. In Abschnitt 3.1.1 wurde dann beschrieben, wie der endliche Spiegelweg die Auflösung beschränkt. In diesem Abschnitt soll auf mögliche Korrekturen eingegangen werden. Dazu zählen Apodisation, Zero-Filling und Phasenkorrektur (vgl. [9]).

3.3.1 Zero-Filling

Als erste Korrektur ist das Zero-Filling zu nennen. Dies ist nötig, um den sogenannten Lattenzauneffekt zu verhindern. Der Lattenzauneffekt trifft aufgrund der Diskretisierung des Signals auf. Liegt ein Maximum des Signals im schlimmsten Fall genau zwischen zwei Abtastungen, dann verringert sich die Intensität im Spektrum um bis zu 36%, was einer deutlichen Verschlechterung entspricht. Um diesem Problem entgegen zu wirken, werden am Ende des Interferogramms Nullen hinzugefügt. Letztlich entspricht dies einer Interpolation. Die Anzahl der Nullen ist durch den 'zero filling factor' (ZFF) gegeben, der angibt, um welchen Faktor die Länge des Datensatzes erhöht wird. Ein ZFF von zwei entspricht einer Verdopplung der Länge des Interferogramms.

3.3.2 Apodisation

Die im Abschnitt 3.1.1 verwendete Rechteckfunktion führt nach der FFT zu deutlichen Nebenmaxima. Dies kann verhindert werden, wenn die Rechteckfunktion durch eine Apodisationsfunktion ersetzt wird, welche die Nebenmaxima unterdrückt. In dem Algorithmus, der in dieser Arbeit verwendet wird, wird auf eine Dreieckfunktion zurückgegriffen. Sie ist durch

$$\text{tri}(\delta L) = \begin{cases} 1 - \frac{|\delta L|}{2L_{\max}}, & \text{für } |\delta L| < L_{\max} \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}$$

gegeben, wobei δL die Spiegelposition und L_{\max} eine Konstante ist. Die Fouriertransformierte ist mittels

$$\mathcal{F}[\text{tri}(\delta L)] = L_{\max} \text{sinc}^2(2\pi\nu L_{\max})$$

gegeben - also dem Quadrat der sinc-Funktion. Im Vergleich mit der Rechteckfunktion (Abbildung 3.2) sind die Unterschiede in den Nebenmaxima klar sichtbar. Apodisation hat allerdings einen entschiedenen Nachteil. Zwar werden Nebenmaxima reduziert, allerdings verbreitert sich das Hauptmaximum, was die Auflösung reduziert. Letztlich entscheidet auch die gewünschte Auflösung, welche Art von Apodisationsfunktion, wenn überhaupt, sinnvoll ist.

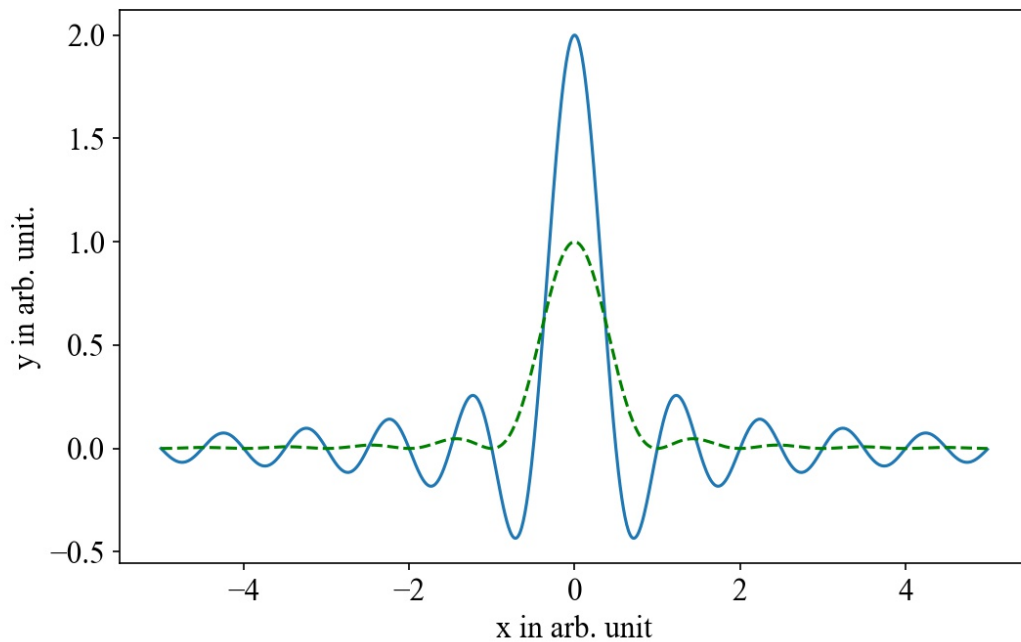


Abbildung 3.2: In Blau (durchgezogen) ist die Fouriertransformierte der Rechteckfunktion $\sin(2\pi\nu)/\pi\nu$ zu sehen. In Grün (gestrichelt) ist hingegen die Fouriertransformierte der Dreieckfunktion $(\sin(\pi\nu)/\pi\nu)^2$ dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die unterdrückten Nebenmaxima. Allerdings hat sich auch die Breite des Hauptmaximums verbreitert.

3.3.3 Phasenkorrektur - Mertz Algorithmus

Das sich aus der Fouriertransformation ergebende Spektrum ist im Allgemeinen komplex. Statt dem komplexen Spektrum C ist das reale Spektrum S gewünscht. Die Berechnung von S aus C wird als Phasenkorrektur bezeichnet und der Algorithmus, der hier verwendet wird, als Mertz Algorithmus. Der Zusammenhang zwischen C und

S ist durch die Phase Φ mittels

$$C(\nu) = S(\nu) \cdot \exp(-i\Phi(\nu))$$

gegeben. Weiterhin ist die Phase Φ durch die Real- und Imaginärteile von C über

$$\Phi(\nu) = \arctan\left(\frac{I(\nu)}{R(\nu)}\right)$$

festgelegt. Das reale Spektrum ergibt sich nun über

$$S(\nu) = \operatorname{Re}[C(\nu) \cdot \exp(-i\Phi(\nu))].$$

Ein vollständiger und ausführlicherer Überblick über den Algorithmus findet sich unter [18]. Dort findet sich in den Beispielen ein fertiger Matlab-Code, welcher in dieser Arbeit adaptiert und in Python übersetzt wurde.

3.4 Amplitudenmodulation

In diesem Abschnitt soll die Frage geklärt werden, welche Auswirkungen eine nicht konstante Strahlungsleistung der Quelle zur Folge hat. Dies hat vor allem praktische Hintergründe. Angenommen es soll ein Single-Mode-Laser als Probe spektroskopiert werden. Ist dieser nicht ausreichend entkoppelt, kann in der Intensität ein 50 Hz Netzsignal als Rauschen auftreten. So auch bei dem später verwendeten HeNe-Laser. Um die Auswirkungen abzuschätzen, wird nun eine Simulation präsentiert, die unterschiedliche Motorgeschwindigkeiten berücksichtigt.

Zunächst zeigt sich die schwankende Intensität im Interferogramm wie folgt: Sei Ω die Frequenz des nicht modulierten Interferogramms, also wenn die Intensität konstant ist. Die Modulationsfrequenz sei ω , zum Beispiel 50 Hz. Für die Gesamtintensität gilt

$$I(t) = (A_0 + A_{\text{mod}} \cos(\omega t)) \cos(\Omega t) + C,$$

mit Amplitude A_0 des nicht modulierten Interferogramms, A_{mod} der Modulation und einer beliebigen Konstante C . Dieser Ausdruck kann zu

$$I(t) = A_0 \cos(\Omega t) + 0,5A_{\text{mod}} (\cos(\Omega t - \omega t) + \cos(\Omega t + \omega t)) + C,$$

vereinfacht werden. Ausführen einer Fouriertransformation ergibt einen Peak bei Ω mit Amplitude A_0 und zwei Nebenmaxima bei $\Omega \pm \omega$ mit Amplitude $0,5A_{\text{mod}}$ (vgl. [5] S.32).

Eine Änderung der Motorgeschwindigkeit führt zu einer Änderung der Frequenz Ω ,

denn diese ist über

$$\Omega = \frac{2v}{\lambda}$$

gegeben, wobei v die Geschwindigkeit des Spiegels und λ die Wellenlänge des Lasers ist. Dagegen bleibt ω konstant, da es von der Geschwindigkeit des Spiegels unabhängig ist. Das heißt, der relative Abstand der Nebenmaxima zum Peak bei Ω sinkt. Dies ist auch in Abbildung 3.3 ersichtlich. Folgende Parameter wurden genutzt: $A_0 = 1$, $A_{\text{mod}} = 0,1$, $\omega = 50 \text{ s}^{-1}$ und $\lambda = 633 \text{ nm}$. Die Geschwindigkeit v ergab sich aus dem Produkt der Schrittweite von $5 \mu\text{m}$ des Schrittmotors und der Anzahl der Schritte pro Sekunde (siehe Kap. 6). Gezeigt sind die Ergebnisse für die Geschwindigkeiten 25, 50 und 100 Schritte pro Sekunde.

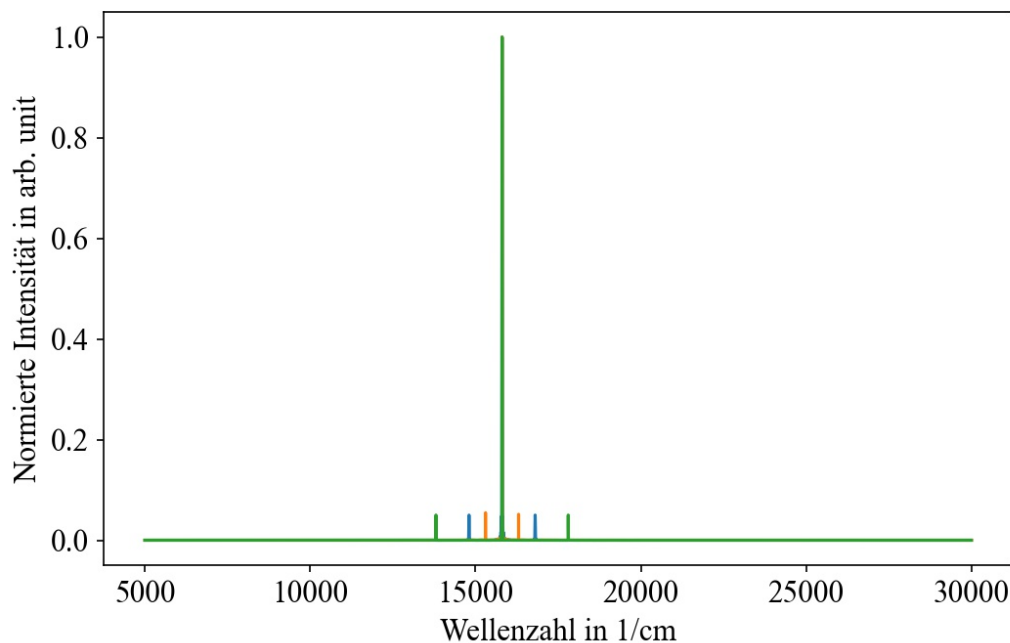


Abbildung 3.3: Zu sehen ist das Ergebnis der Simulation bei unterschiedlichen Spiegelgeschwindigkeiten. Simuliert wurden die Geschwindigkeiten 25 (grün), 50 (blau) und 100 (orange) Schritte pro Sekunde. Jeweils ergaben sich zwei Nebenspitzen durch die Modulation, wobei die Abstände wie erwartet mit der Geschwindigkeit abnehmen.

4 Aufbau des FT-Spektrometers

Dieses Kapitel wird zur besseren Übersicht in mehrere Teile eingeteilt. Zunächst werden die grundsätzlichen Bestandteile beschrieben und deren technische Eigenschaften aufgelistet. Danach wird auf die einzelnen Komponenten genauer eingegangen. In Abbildung 4.1 ist der Aufbau des Spektrometers zu erkennen. Links unten außerhalb des Bildes liegt die Öffnung für den HeNe-Laser, welcher den Nebenstrahlengang (grün, gestrichelt) bildet und zur Positionsbestimmung des Spiegels verwendet wird. Links befindet sich die Öffnung für den Hauptstrahlengang (rot, durchgezogen), deren Größe mittels einer Blende eingestellt werden kann. In der Mitte befinden sich die Strahlteiler. Hierbei ist der mittlere für den Hauptstrahlengang verantwortlich und die zwei kleinen für den Nebenstrahlengang. Somit verläuft der Laser parallel zum Hauptstrahlengang. In den glänzenden Aluminiumzylindern befinden sich die Retroreflektoren, welche die Strahlen reflektieren. Der rechte Retroreflektor ist dabei beweglich auf einem Schlitten montiert und kann von einem Piezomotor bewegt werden.

4.1 Hauptstrahlengang

Zunächst wird der Hauptstrahlengang beschrieben. Dieser besteht aus dem Kollimator, welcher das eintretende divergierende Licht kollimiert, und in das Interferometer lenkt. Das Interferometer besteht aus einem Strahlteiler und zwei Retroreflektoren, von denen einer beweglich gelagert ist. Nach dem Interferometer wird der Lichtstrahl auf einen Photodetektor zur Auswertung gelenkt. Nachfolgend sollen die einzelnen Bestandteile genauer beschrieben werden. In Abbildung 4.2 ist eine Skizze des Hauptstrahlengangs zu sehen.

Der eintretende divergierende Lichtstrahl wird über die Spiegel S1 und S2 auf den Parabolspiegel PS1 gelenkt. Dieser besitzt einen Off-Axis Angle von 30° und eine Brennweite von 254 mm. Nach der Reflektion ist der Strahl kollimiert. Dafür ist allerdings eine korrekt eingestellte Blende Voraussetzung. Im nächsten Abschnitt wird darauf eingegangen. Nach einer weiteren Reflektion am Spiegel S3 tritt der Strahl in das eigentliche Interferometer ein. Zunächst trifft der Strahl auf den Strahlteiler BS, welcher ein Economy 50:50 Beamsplitter ist. 50% der Intensität werden reflektiert und treffen nun auf den festen Retroreflektor R1 und weitere 50% werden transmittiert und werden auf

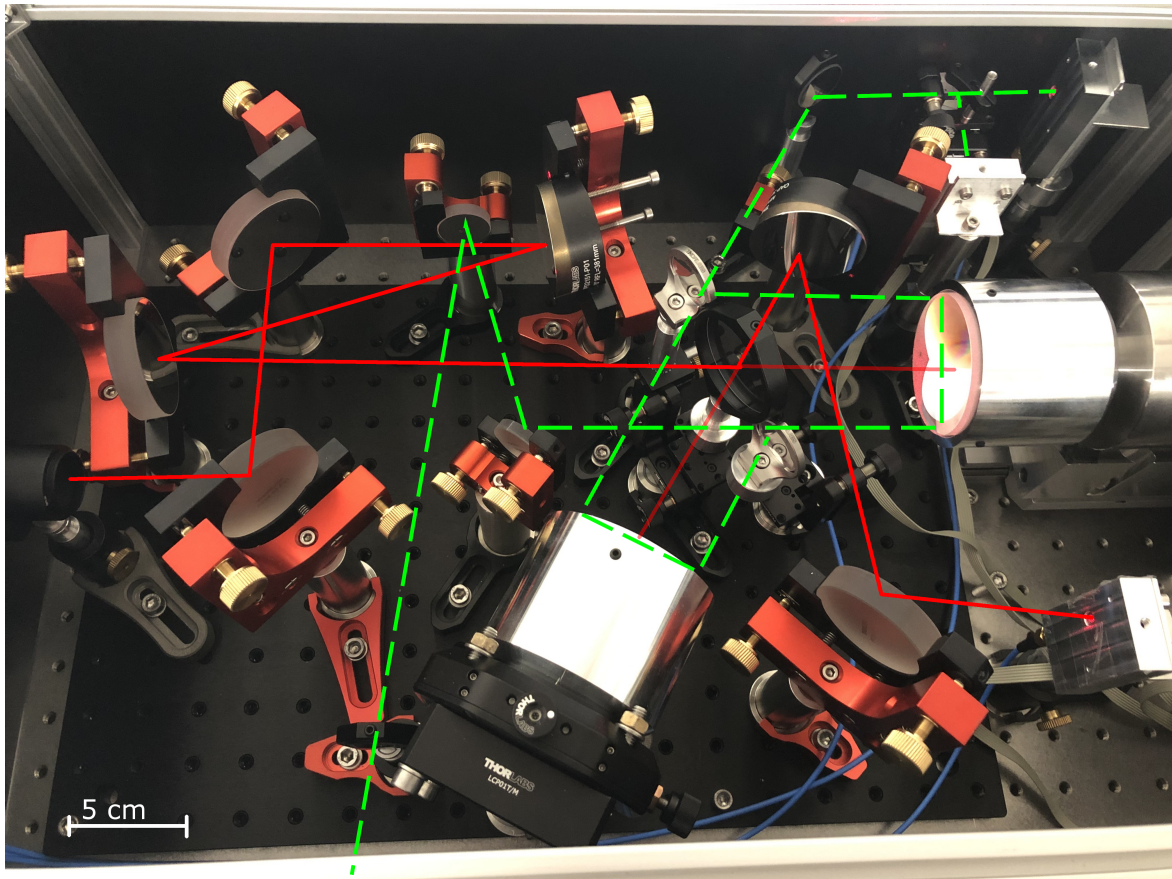


Abbildung 4.1: Gezeigt werden sämtliche Optiken des Spektrometers. Die 2" großen Optiken gehören zum Hauptstrahlengang (rot, durchgezogen). Das heißt links der Kollimator und in der Mitte das Interferometer mit dem beweglichen Spiegel rechts. Die 1" großen Optiken gehören zum Nebenstrahlengang zur Positionsbestimmung (grün, gestrichelt). In den Kästchen befinden sich die Photodetektoren.

den Retroreflektor R2, welcher auf einer 1,5 m langen Schiene beweglich gelagert ist, gelenkt. Die jeweils reflektierten Strahlen werden am Strahlteiler BS nun transmittiert bzw. reflektiert und überlagert. Der Parabolspiegel PS2 fokussiert die Strahlen nun erneut. Dazu besitzt er einen Off-Axis Angle von 15° und eine Brennweite von 381 mm. Über den Spiegel S4 wird der Strahl letztlich auf einen Photodetektor gelenkt.

4.1.1 Justage der Blende

Um die Blende in die richtige Position zu bringen, wird das Verfahren aus [10] angewendet. Dazu wird sie mit einem Laser bestrahlt, der vor dem Eintritt mit einer Diffuserplatte und einem Blatt Papier abgeschwächt wurde. Der bewegliche Retroreflektor wurde entfernt und am Ende der Scheine ein Teleskop, welches auf unendlich fokussiert wurde, befestigt. Weiterhin befand sich zur Auswertung eine Kamera mit USB-Anschluss am Teleskop. Die Blende wurde nun so positioniert, dass die Optiken

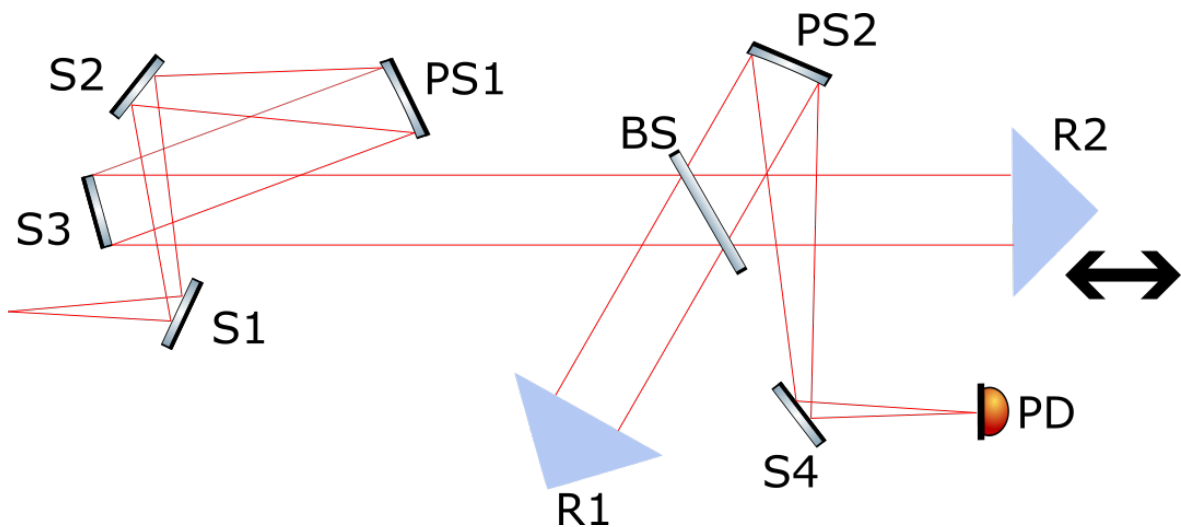


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des Hauptstrahlengang. Dieser besteht grundsätzlich aus Kollimator (links) und Interferometer (rechts).

im Kollimator gleichmäßig ausgeleuchtet wurden (d.h. vertikal und horizontal) und im Bild der Kamera die Blende scharf abgebildet wurde. In Abbildung 4.3 ist das Ergebnis zu sehen. Durch die korrekte Justage der Blende ist sichergestellt, dass das Licht der Probe kollimiert wird, auch wenn die Probe ausgetauscht wurde.



Abbildung 4.3: Das Licht des HeNe-Lasers wurde durch eine Diffuserplatte und ein Blatt Papier abgeschwächt. Nach dem Durchlaufen des Kollimators wird es mittels eines Teleskops betrachtet. Die Blende muss nun möglichst scharf auf der Kamera abgebildet werden.

4.2 Nebenstrahlengang zur Positionsbestimmung

In den Grundlagen wurde beschrieben, dass die Position des Spiegels über einen Laser gemessen wird. Dazu wird ein HeNe-Laser verwendet, welcher in das Interferometer gelenkt wird. Die auftretende Interferenz wird genutzt, um die Bewegung des Spiegels zu messen. In Abbildung 4.4 ist der Nebenstrahlengang schematisch dargestellt.

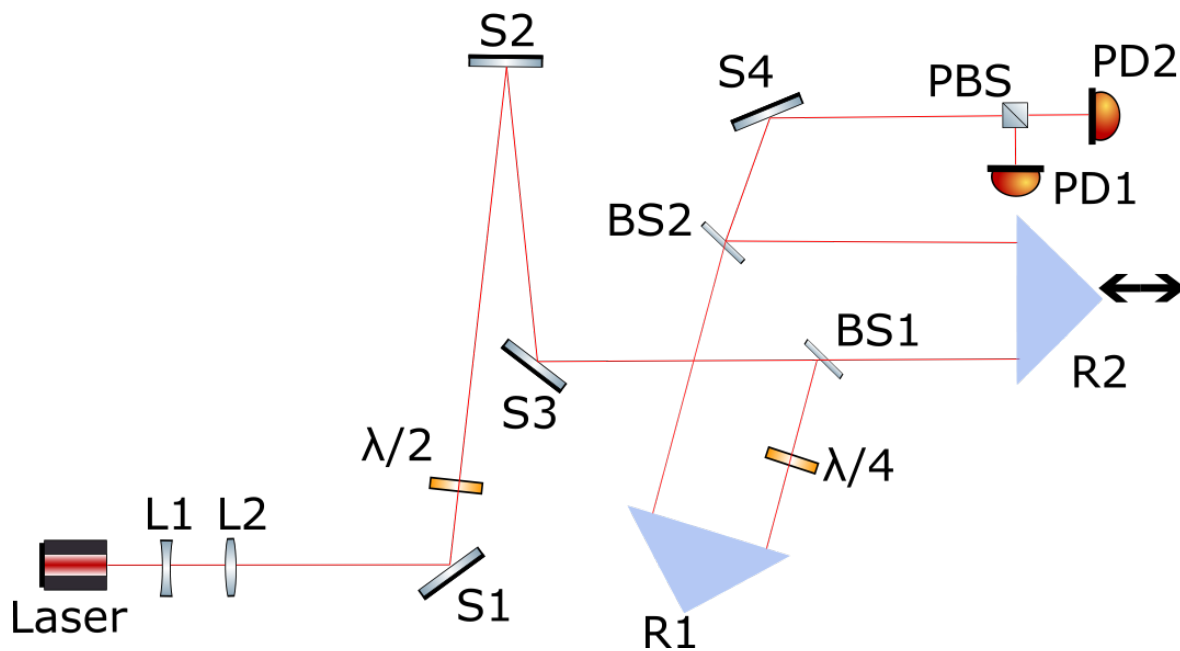


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des Nebenstrahlengangs. Nachdem der Laser aufgeweitet und die Polarisationsrichtung festgelegt wurde, tritt der Laser in das Interferometer ein. Danach werden über einen polarisierenden Strahlteiler die horizontal und vertikal polarisierten Anteile getrennt und letztlich deren Intensitäten gemessen.

Als Laser dient ein thermisch stabilisierter HeNe-Laser der Marke Lasos vom Typ LGK 691. Im nächsten Abschnitt wird auf ihn genauer eingegangen. Der Laserstrahl wird zunächst durch ein Teleskop mit den Linsen L1 und L2 aufgeweitet, sodass die Rayleigh-Länge zunimmt und der Strahldurchmesser auch bei einer großen Spiegelentfernung nahezu konstant bleibt. Die Brennweiten der Linsen betragen $f_{L1} = -75 \text{ mm}$ und $f_{L2} = 150 \text{ mm}$. Somit wird der Strahldurchmesser verdoppelt. Über die Spiegel S1, S2 und S3 wird der Strahl in das Spektrometer gelenkt und parallel zum Hauptstrahl ausgerichtet. Weiterhin befindet sich ein $\lambda/2$ -Plättchen im Strahlengang, um die Polarisationsrichtung festzulegen. Als Nächstes trifft der Strahl auf den Economy

50:50 Beamsplitter BS1. 50% der Intensität werden auf den Retroreflektor R1 reflektiert und 50% werden auf den Retroreflektor R2 transmittiert. Dort werden die Teile jeweils diagonal nach oben reflektiert und am Strahlteiler BS2 wieder überlagert. Im Strahlengang zu R1 befindet sich allerdings noch eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, sodass die Polarisationssebene um 90° gedreht wird. Somit haben die einzelnen Strahlen eine um 90° verschobene Polarisation und Phase. Über den Spiegel S4 werden die Strahlen letztlich auf einen polarisierenden Strahlteiler gelenkt, der die einzelnen Polarisationen wieder trennt. Die Messung der Intensitäten erfolgt über die Photodetektoren PD1 und PD2.

5 Stabilisierung des Lasers

Die Positionsbestimmung des Spiegels geschieht wie oben beschrieben über einen HeNe-Laser. Es ist von entscheidender Bedeutung, dass der Laser eine konstante Leistung innerhalb einer Mode besitzt. Ist dies nicht der Fall und der Laser schwankt zwischen zwei Moden, so wird dies durch eine periodische Schwankung im Kontrast der Interferenz sichtbar. Eine verlässliche Positionsbestimmung ist dann nicht möglich. Der zunächst verwendete Laser Polytec HeNe Laser Typ PL 610 zeigte genau dieses Verhalten. Als Lösung sollte ein thermisch stabilisierter Laser verwendet werden. Grundlage bildete dabei ein Laser der Marke Lasos vom Typ LGK 691, welcher von Thorben Benno Muehler in seiner Masterarbeit [11] bereits thermisch stabilisiert wurde. Allerdings war nur noch der Laser auffindbar, der entsprechende Regler musste neu konstruiert werden. Zum besseren Verständnis wird zunächst die Funktionsweise eines HeNe-Lasers erklärt und die Methode der Stabilisierung erörtert. Letztlich wird das Ergebnis präsentiert.

5.1 Funktionsweise eines HeNe-Lasers

Das Grundprinzip eines Gas-Lasers ist das Ausnutzen der induzierten Emission von angeregten Atomen. Voraussetzung für die Funktion des Lasers ist die sogenannte Besetzungsinversion. Das heißt, dass mehr Atome angeregt sind, als sich im Grundzustand befinden. Dies ist nur in einem Drei- oder Mehr-Niveau System möglich. In einem HeNe-Laser wird ein Gasgemisch aus Helium und Neon-Atomen angeregt. Das Gas befindet sich in einem Glaskolben, an dessen Enden Elektroden platziert sind. Weiterhin befinden sich vorne ein teildurchlässiger Spiegel, durch den der Laserstrahl austreten kann, und auf der Rückseite ein nicht durchlässiger Spiegel. Die Elektroden regen die Heliumatome aus dem Grundzustand in den $2s$ Zustand an. Durch Stöße mit den Neon-Atomen werden diese angeregt, während die Heliumatome in den Grundzustand relaxieren. Dies ist möglich, da die Anregungsenergie in das $5s$ Niveau der Neonatome nahezu identisch ist. Durch spontane Emission kann ein Neonatom vom $5s$ in den $3p$ Zustand relaxieren, dabei wird ein Photon emittiert. Dieses Photon besitzt eine Wellenlänge von etwa $632,8\text{ nm}$, was die bekannte rote Farbe des Lasers erklärt. Der gesamte Prozess ist in Abbildung 5.1 verdeutlicht. Das Photon kann durch induzierte Emission zur Erzeugung weiterer Photonen führen. Durch die Resonatorspiegel entweicht nur ein Teil der Photonen, sodass der Rest zur weiteren Emission führt. Weiterhin führen die

Spiegel zur Bildung von Moden im Laser, da nur bestimmte Wellenlängen im Laser konstruktiv interferieren. Erwärmt sich der Laser, so dehnt er sich aus, was dazu führt, dass andere Moden bevorzugt werden. Somit durchläuft der Laser beim Erhitzen verschiedene Moden. Die Verteilung der Intensitäten der einzelnen Moden wird durch ein Gaußprofil beschrieben. Benachbarte Moden besitzen jeweils Polarisationsrichtungen, die senkrecht aufeinander stehen [12]. Durch Stöße mit der Wand und durch spontane Emission geht das Neon dann letztlich vom 3p in den Grundzustand über, sodass es für eine erneute Anregung zur Verfügung steht. Weiterhin sind unter anderem auch Übergänge mit Wellenlänge 3391,2 nm und 1152,3 nm zu beobachten (vgl. [2] S.803f., [11] S.34f.).

Durch die hohe räumliche und zeitliche Kohärenz des Laserlichts eignet sich der HeNe-Laser ideal für die Verwendung als Lichtquelle für ein Interferometer und damit zur Bestimmung der Spiegelposition.

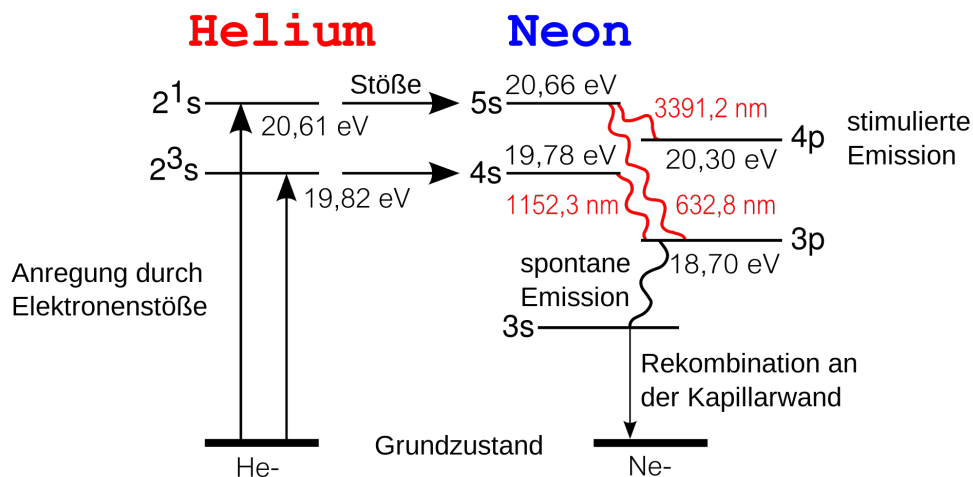


Abbildung 5.1: Die Heliumatome werden durch Elektronenstöße in das metastabile 2s Niveau angeregt. Stoßen sie dann mit Neonatomen im Grundzustand, so können diese angeregt werden. Mehrheitlich durch stimulierte Emission gehen sie dann in den 3p Zustand über, von dem sie dann in den Grundzustand relaxieren. (Quelle: Wikipedia, Helium-Neon-Laser, <https://de.wikipedia.org/wiki/Helium-Neon-Laser>, letzter Aufruf 21.10.2020)

5.2 Methode der Stabilisierung

Wie im letzten Abschnitt beschrieben, durchläuft der Laser beim Erhitzen Moden. Weiterhin stehen die Polarisationsrichtungen der einzelnen Moden senkrecht aufeinander, sodass sie durch einen polarisierenden Strahlteiler getrennt werden können. Die

Intensitäten der jeweiligen Polarisationsrichtung kann dann über einen Photodetektor gemessen werden. Die Differenz der Signale ist nun ein Indikator für den Verlauf der Temperatur des Lasers. Erwärmt oder kühlt sich der Laser ab, so verändern sich die Intensitäten der Moden und damit auch die Intensität des Messsignals. Ein konstantes Signal signalisiert so eine konstante Temperatur (vgl. [11] S.36).

Diese Tatsache wurde genutzt, um den Laser zu stabilisieren. Als Regler dient ein eigens konstruierter P-Regler, der die Heizspannung in der Heizwendel (Abb. 5.2) steuert. Zunächst wird das Differenzsignal über den Instrumentenverstärker INA118P bestimmt. Dieses Signal wird über einen invertierenden Operationsverstärker vom Typ OP27GN mit $3,8\text{ k}\Omega$ Vorwiderstand und $100\text{ k}\Omega$ Verstärkerwiderstand verstärkt und steuert über einen $500\text{ }\Omega$ Gatewiderstand den Leistungstransistor IRLZ44N. Die Versorgungsspannung liegt bei 12 V . In Abbildung 5.3 ist der gesamte Aufbau zu sehen. Im Anhang ist der Schaltplan zu finden (siehe 10.1). Der Regler ist dabei so eingestellt, dass bei identischer Intensität eine Heizspannung von ca. 6 V anliegt. Einem Abkühlen bzw. Erhitzen des Laser wird so durch Erhöhen bzw. Verringern der Heizleistung entgegengewirkt.

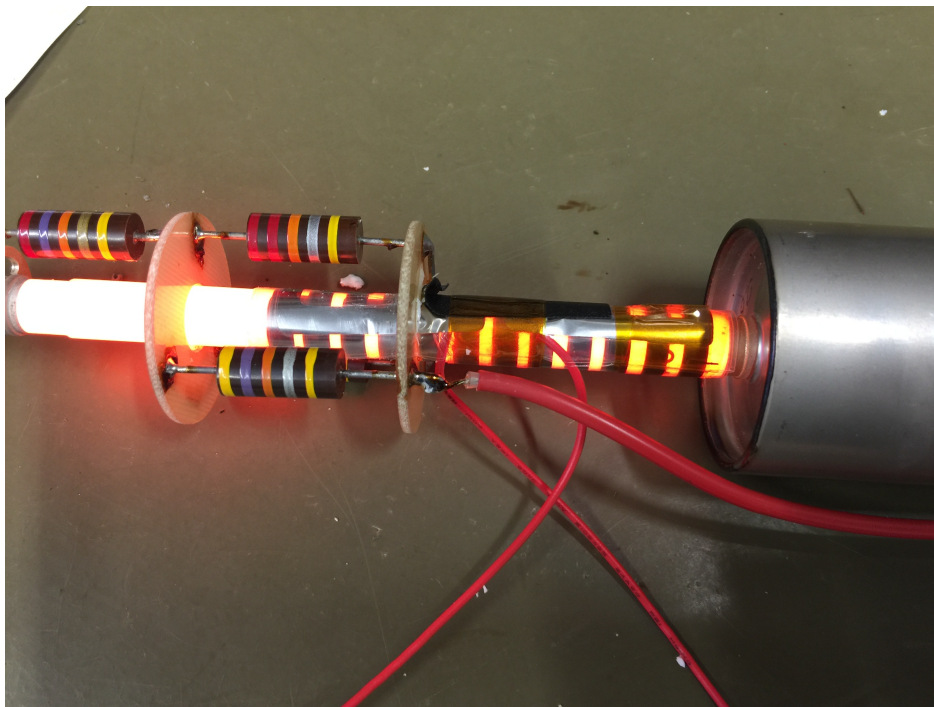


Abbildung 5.2: Offener HeNe-Laser mit Heizwendel um die Gaszelle. (Quelle: [11] S.38)

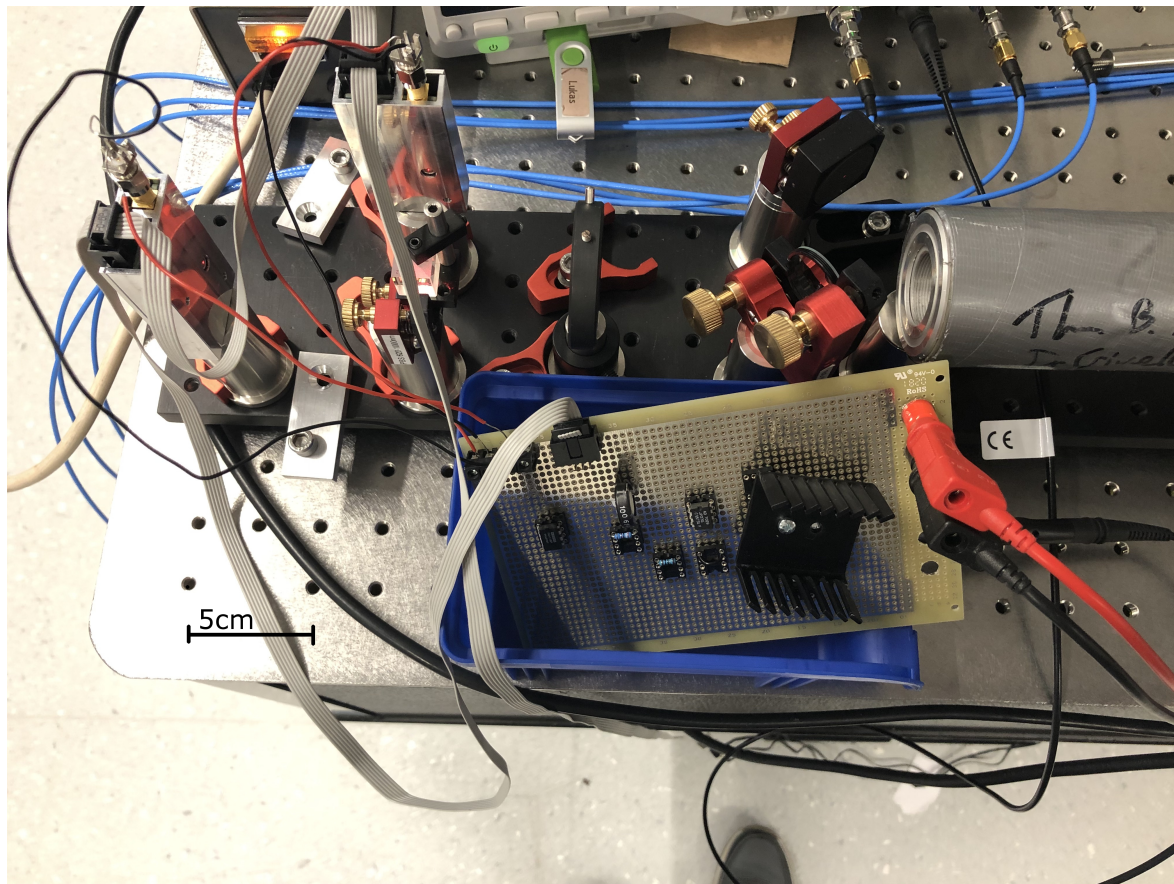


Abbildung 5.3: Aufbau zur thermischen Stabilisierung des verwendeten Lasers. Rechts im Bild ist der Laser zu erkennen. Über einen nicht polarisierenden Strahlteiler verlässt ein Teil des Strahl den Aufbau, um als eigentlicher Laserstrahl zu dienen. Der andere Teil trifft auf einen polarisierenden Strahlteiler, welcher die einzelnen Moden aufgrund ihrer unterschiedlichen Polarisationen trennt. Letztlich werden die Intensitäten über Photodetektoren gemessen. Aus diesen Intensitäten regelt der P-Regler die Heizspannung.

5.3 Ergebnis

In Abbildung 5.4 ist das Differenzsignal der Photodioden und die daraus resultierende Heizspannung kurz nach dem Anschalten zu sehen. Der periodische Verlauf des Signals zeigt das Durchlaufen der einzelnen Moden. In Abbildung 5.5 ist das Signal der Photodetektoren und die Heizspannung für den Laser bei Betriebstemperatur zu sehen. Das Signal ist nun nahezu konstant. Nach ca. 300 s gibt es einen kurzen Anstieg im Signal der Photodetektoren. Dem wurde mit einer Verringerung der Heizspannung entgegengewirkt. Der Regler funktioniert demnach einwandfrei.

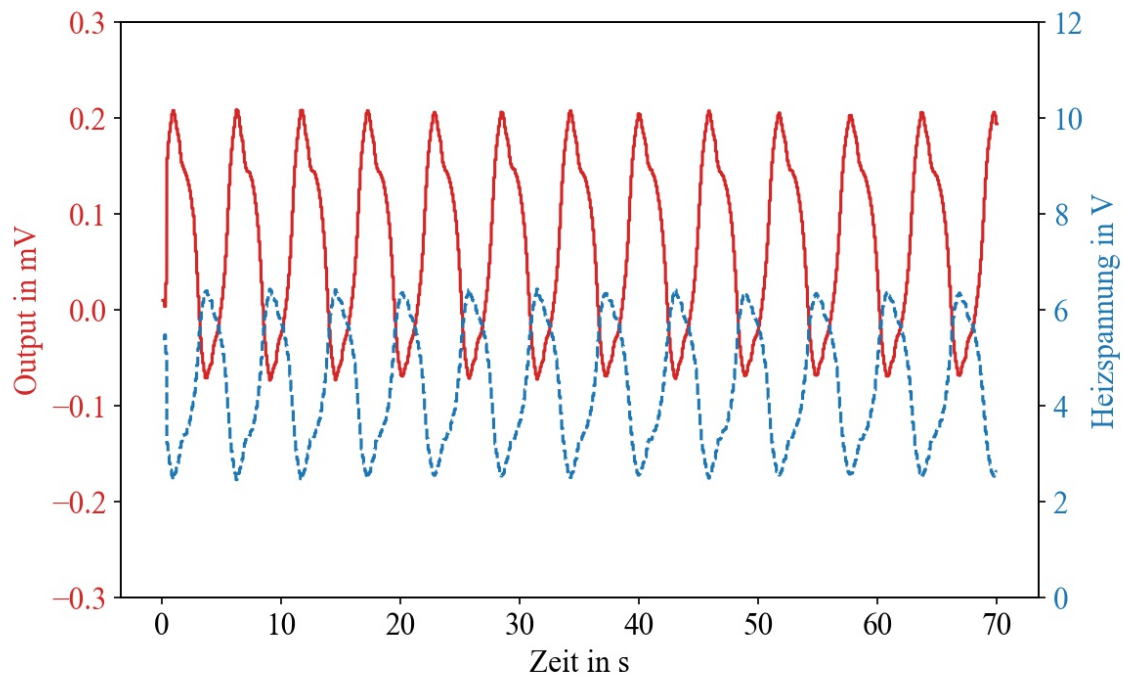


Abbildung 5.4: Messung des Ausgabesignals des INA und der Heizspannung direkt nach dem Anschalten des Lasers. In Rot (durchgezogen) ist das Ausgabesignal des INA zu sehen. An der periodischen Oszillation des Signals ist zu erkennen, wie der Laser die einzelnen Moden durchläuft und es so zu einer Oszillation in den jeweiligen Intensitäten kommt. In Blau (gestrichelt) ist die Heizspannung aufgetragen. Sie verläuft antizyklisch zum Ausgabesignal des INA. Durch Reduktion der Heizleistung soll einem weiteren Erwärmen entgegengewirkt werden. Umgekehrt wird einer Abkühlung mit einer Erhöhung der Heizspannung entgegengewirkt. Da der Laser kalt ist, kann der Erwärmung mit einer Reduktion der Heizspannung noch nicht entgegengewirkt werden.

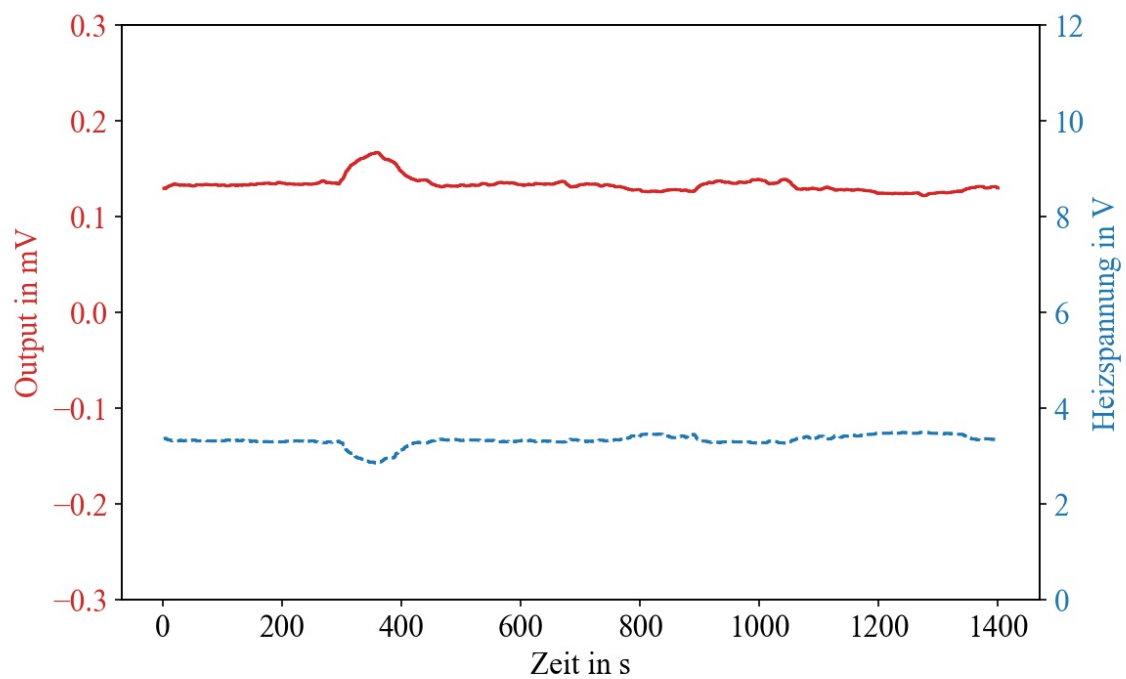


Abbildung 5.5: Messung des Ausgabesignals des INA und der Heizspannung nachdem der Laser die Betriebstemperatur erreicht hat. Das Ausgabesignal des INA (rot, durchgezogen) ist über die Messzeit von 1400 s nun nahezu konstant. Einzig nach ca. 300 s kommt es zu einem Anstieg des Signals. Dabei reduzierte der Regler die Heizspannung (blau, gestrichelt), um so die Temperatur zu reduzieren.

6 Piezomotor

Der bewegliche Schlitten wird grundsätzlich über einen Motor bewegt. Zum Beispiel kann ein Seilzug zur Kraftübertragung dienen. In diesem Fall wurde ein Schrittmotor der Firma PiezoMotor vom Type LS15 direkt mit dem Schlitten verbunden. Als Laufläche diente eine ca. 1,5 m lange Edelstahlschiene, welche letztlich mit einer 800 Körnung poliert wurde. Gesteuert wird der Motor über den PiezoMotor PMD401 Controller und einem Python Skript. In diesem Kapitel soll im Speziellen auf den verwendeten Piezomotor eingegangen werden. Zunächst wird die Funktionsweise des Motors erläutert. Danach wird gezeigt, wie die Programmierung in Python realisiert wurde. Letztlich werden die ersten Ergebnisse präsentiert.

6.1 Funktionsweise

Piezomotoren nutzen den inversen Piezoeffekt um eine elektrische Spannung in mechanische Kraft umzuwandeln. Dieser Effekt beruht auf der Tatsache, dass sich Isolatoren mit einer polaren Achse in einem elektrischen Feld aufgrund der Ladungsverschiebung verformen (vgl. [2] S.339f.). Meistens werden hierfür Keramiken verwendet. In dem hier verwendeten Motor dient der Piezoeffekt zur Bewegung der Aktoren. Der Motor besitzt vier Beine, welche jeweils aus zwei Piezokeramiken bestehen. Diese Bauform wird als Bimorph bezeichnet [13]. Beim Anlegen einer Spannung an einer der zwei Schichten kommt es zur Biegung des Beins. Anlegen einer Spannung in beiden Schichten führt zur gesamten Dehnung des Beins, während es ohne Spannung kürzer ist. Kombination von vier Beinchen ermöglicht ein Schreiten des Motor auf einer Unterfläche. Anschaulich gezeigt wird dies in der Abbildung 6.1.

Zu den wesentlichen Vorteilen gehören das schnelle Ansprechverhalten, die kompakte Bauform und die hohe Genauigkeit. Laut Hersteller entspricht ein Schritt rund $5\text{ }\mu\text{m}$, welcher in 8192 Mikroschritte geteilt werden kann. Dies entspricht einer Genauigkeit von unter einem Nanometer. Weiterhin ist der Motor unempfindlich gegenüber äußeren Magnetfeldern. Diese und weitere Informationen zum verwendeten Motor finden sich im Datenblatt [15] und auf der Herstellerseite [14].



Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Aktoren. Zu sehen sind die vier Beine des Schrittmotors. Diese bestehen aus zwei Piezokeramiken und bilden somit die bimorphe Bauform. Die Lauffläche ist oben in gelb dargestellt. (Quelle: PiezoMotor, Technology, <https://piezomotor.com/technology/>, letzter Aufruf 21.10.2020)

6.2 Programmierung

Gesteuert wird der Motor über den Controller PMD401 von PiezoMotor. Dieser besitzt unter anderem einen 5pin Anschluss für den Motor und kann über ein USB-Kabel mit einem Computer verbunden werden. Befehle werden in serieller Form als ASCII-Text an den Controller übertragen [16]. Als Computer kommt ein Raspberry 4 zum Einsatz und als Programmiersprache wurde sich für Python entschieden. Dabei bietet das Paket 'serial' die nötigen Funktionen zur Datenübertragung. Es wird über

```
import serial
```

eingebunden. Zunächst muss der Port geöffnet werden:

```
COM_PortName = '/dev/ttyUSB0'
COM_Port = serial.Serial(COM_PortName)
```

War dies erfolgreich, so müssen noch die weiteren Parameter für die Übertragung gesetzt werden:

```
COM_Port.baudrate = 115200
COM_Port.bytesize = 8
COM_Port.parity = 'N'
COM_Port.stopbits = 1
```

Die entsprechenden Werte wurden dem Handbuch zum PMD401 Controller entnommen [17]. Zu entnehmen sind dabei eine Baudrate von 115200 bit/sec, start bit ist 1, stop bit ist 1, data bits sind 8, polarity ist none und ebenso der Handshake. Die Initialisierung der Verbindung ist damit abgeschlossen.

Zum Betrieb des Motor existieren zwei Möglichkeiten, closed loop und open-loop. Hier wird der Motor im open-loop direkt angesteuert. Dazu stehen mehrere Befehle zur Verfügung, die in Gänze dem Handbuch entnommen werden können. Allerdings soll auf die zwei Wichtigsten eingegangen werden. Über den 'XJ' Befehl kann der Motor im closed-loop auf eine Geschwindigkeit, Anzahl der Schritte und Anzahl der Mikroschritte

programmiert werden. Die Allgemeine Form ist 'XJ<Schritte>,<Mikroschritte>,<Geschwindigkeit><CR>', wobei <CR> für carriage return steht. Beispielfhaft führt der Befehl 'XJ1000,0,500<CR>' dazu, dass der Motor 1000 Schritte und 0 Mikroschritte bei einer Geschwindigkeit von 500 Schritten pro Sekunde macht. In Python muss dieser Befehl nun in eine Bytearray umgewandelt und übertragen werden.

```
data = bytearray(b'XJ1000,0,500\r')
COM_Port.write(data)
```

Während der Bewegung kann der Motor auch zum Stoppen gezwungen werden. Das ist mit dem 'XS<CR>' Befehl möglich. In Python:

```
data = bytearray(b'XS\r')
COM_Port.write(data)
```

Nachdem nun die Programmierung erläutert wurde, werden im nächsten Abschnitt Ergebnisse der ersten Tests dargelegt.

6.3 Betrachtung des Motorverhaltens

Zur Einschätzung der Verwendbarkeit des Motors werden Messdaten des Interferometers, das heißt nur der Nebenstrahlengang, untersucht. Im Optimalfall sollte sich hier ein sinusförmiges Signal ergeben. Durch eine Fouriertransformation können dann die Frequenzanteile untersucht werden. Damit kann darauf zurückgeschlossen werden, ob der Motor Schwingungen im Schlitten induziert. Weiterhin soll auch untersucht werden, wie gleichmäßig die Bewegung ist.

6.3.1 Schwingungen durch den Motor

In Abbildung 6.2 ist das Interferenzsignal als Ausschnitt mehrerer Messungen für eine Geschwindigkeit von 50 Schritte pro Sekunde (Sps) zu sehen. Gemessen wurden zudem folgende programmierte Geschwindigkeiten in Schritten pro Sekunde: 50, 100, 200, 500, 1000.

Bei allen Messungen ist klar das sinusförmige Interferenzsignal zu erkennen. Zur genaueren Analyse werden die Signale fouriertransformiert. Die Frequenzdomäne kann noch zu Schritten pro Sekunde abgeschätzt werden. Dazu wird angenommen, dass der Motor pro Schritt eine Strecke von $s = 5 \mu\text{m}$ zurücklegt. Der Laser hat eine Wellenlänge von $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Somit ergibt sich aus der Frequenz ν eine ungefähre Geschwindigkeit v von

$$v = \nu \cdot \frac{632,8 \text{ nm}}{2 \cdot s}. \quad (6.1)$$

Dem Datenblatt [15] kann allerdings entnommen werden, dass dies nur einen ungefähren Wert darstellen kann, da die Schrittweite von der Belastung abhängt. Die genaue

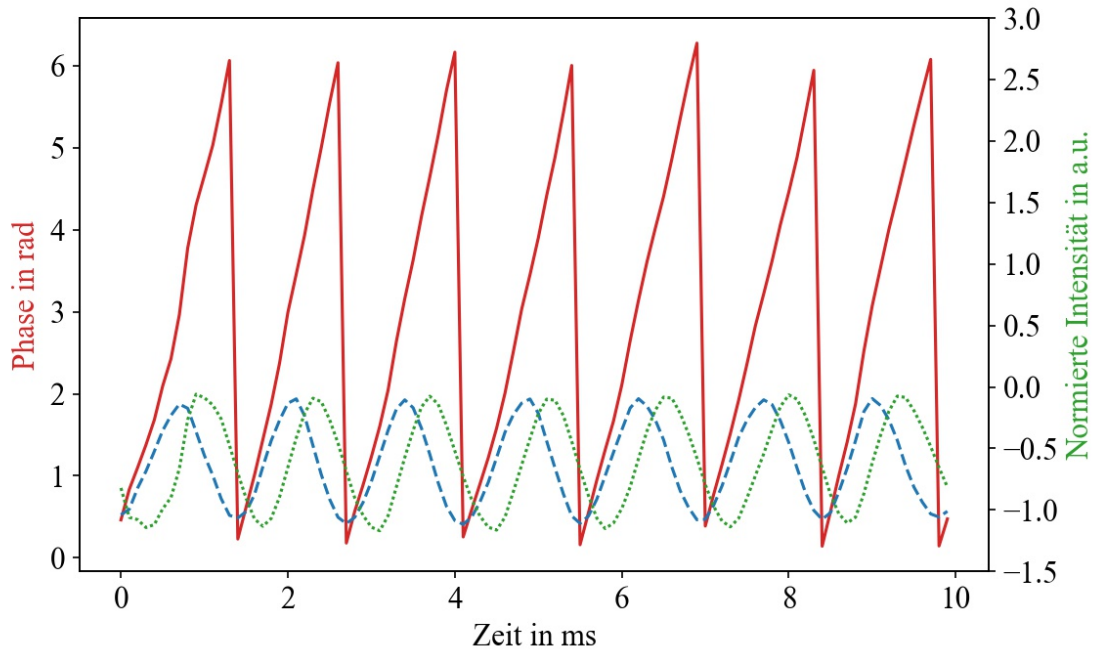


Abbildung 6.2: In blau (gestrichelt) bzw. Grün (gepunktet) sind die normierten Signale an den Photodetektoren des Nebenstrahlengangs aufgetragen. Normiert heißt, dass der Mittelwert abgezogen und die Amplitude auf 1 normiert wurde. In Rot (durchgezogen) ist die sich daraus ergebene Phasendifferenz aufgetragen.

Geschwindigkeit ist allerdings auch nicht von Bedeutung, vielmehr sollte der Motor eine Geschwindigkeit während einer Messung möglichst genau halten und wenig Schwingungen verursachen. In Abbildung 6.3 sind die erstellten Fouriertransformationen zu erkennen. Eine Aussage über das Verhalten des Motors kann anhand der Breite der Peaks getroffen werden. Dazu wurde jeweils eine Lorentzfunktion der Form

$$L(\nu) = \frac{A \cdot \gamma^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2}$$

an das Spektrum angepasst. Dabei beschreibt ν die Schrittfrequenz des Motors, ν_0 das Center des Peaks und γ die Breite. In Tabelle 6.1 sind für alle Messergebnisse die Geschwindigkeit am Peak und die Halbwertsbreite des Peaks zusammengetragen. Es ist der Tabelle zu entnehmen, dass die Geschwindigkeit tatsächlich nur einen ungefähren Wert darstellen kann. Zunächst sind die ermittelten Geschwindigkeiten fast alle höher als erwartet. Einzig die Messung mit 100 Schritten pro Sekunde ist deutlich langsamer als erwartet. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Breite des Peaks nicht nur absolut mit der Geschwindigkeit zunimmt, sondern auch relativ. Dies war auch akustisch während der Messung wahrnehmbar, denn bei höheren Geschwindigkeiten (ab ca. 200 Sps)

kommt es zu einem hörbaren Aufschwingen der Laufschiene, deren Vibrationen sich auf den Schlitten übertragen.

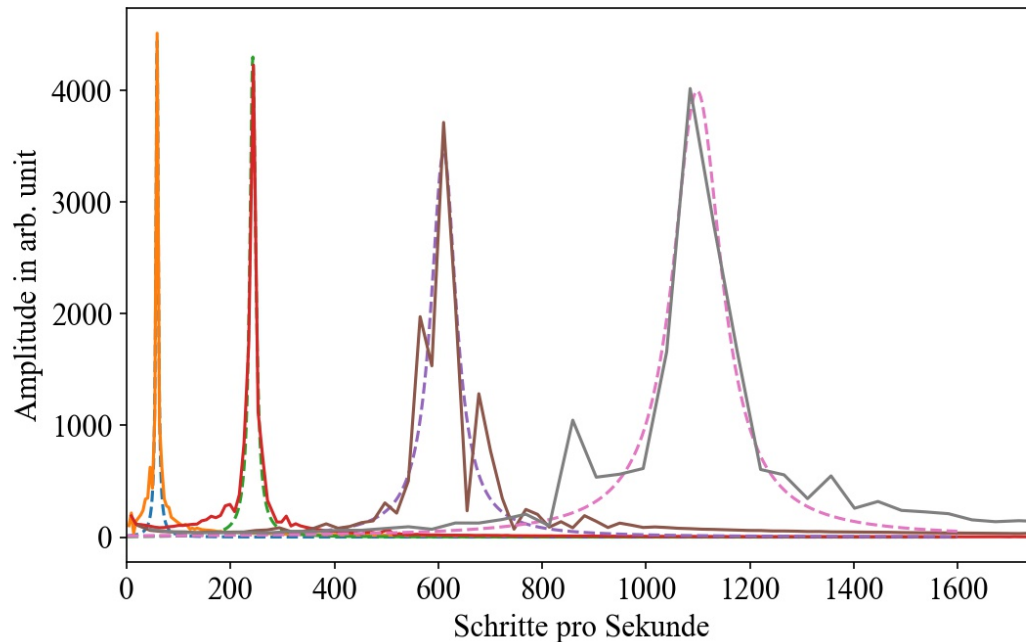


Abbildung 6.3: Zu sehen sind die Ergebnisse der Fouriertransformation der Interferenzsignale. Die Frequenzdomäne wurde gemäß 6.1 in Schritte pro Sekunde umgerechnet. Gemessen wurden die Geschwindigkeiten 100 (orange), 200 (rot), 500 (braun) und 1000 (grau) Schritte pro Sekunde (durchgezogen). Jeweils in Blau, Grün, Violett und Lila (gestrichelt) sind die angepassten Lorentzfunktionen eingezeichnet.

Programmiert	Motorgeschwindigkeit ν_0	Breite γ	Amplitude A
50	$66,9 \pm 0,4$	$5,2 \pm 0,4$	3600 ± 10
100	$58,7 \pm 0,4$	$2,8 \pm 0,4$	4490 ± 11
200	$242,9 \pm 0,5$	$7,0 \pm 0,5$	4300 ± 11
500	610 ± 2	30 ± 2	3440 ± 15
1000	1100 ± 2	58 ± 2	4000 ± 13

Tabelle 6.1: Erhaltene Parameter für die angepassten Lorentzfunktionen. Unter 'Programmiert' sind die einprogrammierten Schrittgeschwindigkeiten in Schritten pro Sekunde gelistet. ν_0 beschreibt die gemessene Motorgeschwindigkeit am Peak. γ die Breite des Peaks und A die Amplitude.

6.3.2 Gleichförmigkeit der Bewegung

Im nächsten Kapitel wird erläutert, wie aus den Messdaten konkret die Position des Schlittens und letztlich das Spektrum gewonnen wird. Diese Positionsdaten können auch für eine Bewertung des Laufverhaltens des Motors genutzt werden. Dazu wird mittels der ersten und letzten Position eine Gerade definiert. Diese Gerade beschreibt eine perfekt gleichförmige Bewegung. Die Differenz der gemessenen Position von dieser Geraden gibt die Abweichung von einer solchen Bewegung an. Eine solche Messung wurde mit den Schrittgeschwindigkeiten 50, 100, 200 und 300 Schritten pro Sekunde durchgeführt. Messungen mit 500 bzw. 1000 Schritten pro Sekunde wurden nicht durchgeführt, da der Speicher des Oszilloskops 'Siglent SDS 1104X-E' bei entsprechenden Samplingraten zu klein war. In der Abbildung 6.4 ist dies beispielhaft für eine Schrittgeschwindigkeit von 50 Schritten pro Sekunde dargestellt. Weiterhin wurde die Durchschnittsgeschwindigkeit und die momentane Geschwindigkeit eingezeichnet. Die Durchschnittsgeschwindigkeit ist durch die Steigung der oben beschriebenen Geraden gegeben. Die momentane Geschwindigkeit wurde durch Bestimmung einer Sekantensteigung gewonnen. Der Datensatz von 700000 Samplen wurde dazu in 700 Teile geteilt, das heißt, die Sekantensteigung ergab sich als Durchschnittsgeschwindigkeit über 1000 Messpunkte.

In Tabelle 6.2 sind für alle Messungen die wichtigsten Größen aufgelistet. Es zeigt sich, dass insbesondere ab 200 Schritten pro Sekunde die Abweichungen vom Soll deutlich zunehmen. Einhergehend ist dabei auch eine Zunahme in den minimalen und maximalen Geschwindigkeiten. Insgesamt bestätigt diese Messreihe das Verhalten des Motors, welches durch die Fouriertransformationen erwartet wurde. Nicht nur sind die programmierten Schrittgeschwindigkeiten nur ungefähre Werte, sondern auch die Schwankungen sind über kurze Strecken beachtlich.

Programmiert	v in mm/s	v_{\min} in mm/s	v_{\max} in mm/s	Strecke in mm	d_{\max} in mm
50	0,37	0,29	0,50	26,1	0,17
100	0,72	0,49	0,83	10,1	0,08
200	1,23	0,93	1,50	17,0	0,48
300	2,55	2,13	3,07	35,7	1,09

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Auswertung der Abweichung mit Berechnung der Geschwindigkeiten. Unter 'Programmiert' findet sich die jeweils eingestellte Schrittgeschwindigkeit. v gibt die Durchschnittsgeschwindigkeit auf der gefahrenen Strecke an, v_{\min} und v_{\max} jeweils die niedrigste und höchste Geschwindigkeit. d_{\max} ist die maximale Abweichung von der Sollposition.

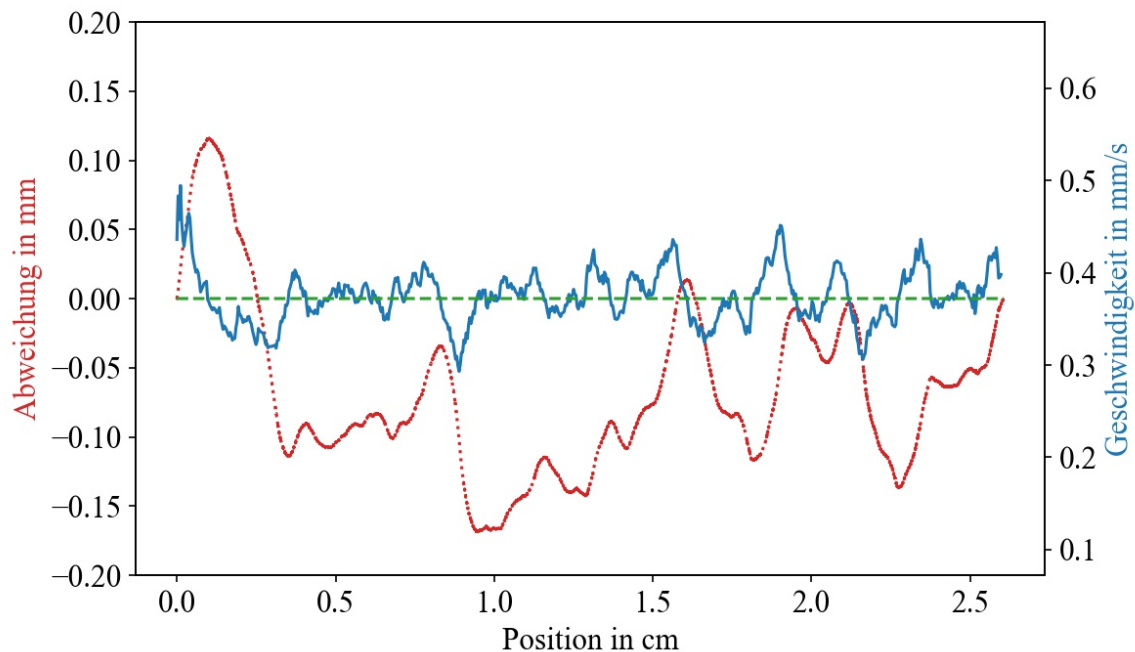


Abbildung 6.4: Zu sehen ist die Abweichung der Bewegung von einer gleichförmigen Bewegung in Rot (gepunktet). In Blau (durchgezogen) ist die Geschwindigkeit an der jeweiligen Position eingezeichnet. Letztlich in Grün (gestrichelt) ist die Durchschnittsgeschwindigkeit zu sehen. Es zeigt sich, dass die Abweichungen im Zehntelmillimeterbereich liegen.

6.4 Zusammenfassung und Verbesserungsmöglichkeiten

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass der genutzte Piezomotor LS15 als Antrieb geeignet ist. Dies wird an der klar erkennbaren Interferenz sichtbar (siehe Abb. 6.2), aus der sich der Phasenverlauf berechnen lässt. Gezeigt wurde allerdings auch, dass der Motor nur bedingt mit der programmierten Geschwindigkeit läuft und dabei die Geschwindigkeit auch stark schwankt (Tab. 6.1, 6.2). Daher ist es nötig die Position des Motors bzw. des Spiegels über den Nebenstrahlengang zu messen.

Nicht verschwiegen werden soll ein ungelöstes Problem. Normalerweise soll der Motor auf einer ca. 10 cm langen Keramikschiene laufen. Hier wurde allerdings eine 1,5 m lange Edelstahlschiene verwendet, welche zuvor poliert wurde. Schon nach einigen Läufen des Motor zeigten sich lange Spuren in der Metallschiene. Zwei mögliche Ursachen können hierfür festgestellt werden. Zum einen ist Edelstahl um einiges weicher als Keramik, weshalb die Beinchen des Motor hier zu einem starken Abrieb führen könnten. Gleichzeitig drückt der Motor aufgrund seiner Konstruktion nach dem Lösen mit ca. 11 kg auf die Schiene. Der gesamte Wagen neigt sich so leicht, weshalb der Motor nicht mehr horizontal aufliegt, sondern lediglich die Innenseite. Dies verstärkt den ersten

Effekt noch weiter. Letztlich führt dieser Umstand dazu, dass der Motor steckenbleibt. Hierfür ist noch eine Lösung zu finden.

7 Auswertung der Messdaten

In den vorherigen Kapiteln wurde die grundsätzliche Theorie und Funktionsweise des Spektrometers erläutert. Hier soll nun die konkrete Auswertung der Messdaten beschrieben werden. Dazu wird zunächst auf die Bestimmung der Position des Spiegels eingegangen. Im darauf folgenden Abschnitt wird erläutert, wie letztlich das Spektrum bestimmt wird und welche Korrekturen dazu nötig sind. Zum Schluss wird das Verfahren an einer Probemessung eines HeNe-Laser demonstriert.

7.1 Bestimmung der Position

Zur Bestimmung der Position des Spiegels wird ein HeNe-Laser und ein Michelson-Interferometer genutzt. Im Strahlengang befindet sich zusätzlich ein $\lambda/4$ -Plättchen, welches das linear polarisierte Licht in zirkular polarisiertes Licht ändert. Über den polarisierenden Strahlteiler wird das Licht wieder in zwei linear polarisierte Strahlen getrennt und letztlich von den Photodetektoren detektiert. Das heißt, die Signale der Photodetektoren besitzen eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ zueinander.

Seien S_1 und S_2 die Signale der Photodetektoren, dann ist die Phasenverschiebung, durch

$$\phi = \arctan\left(\frac{S_1}{S_2}\right)$$

gegeben. In der Realität sind die Amplituden der Signale S_1 und S_2 nicht identisch, sodass die Signale zunächst normiert werden. Das heißt, die Datenreihen werden jeweils durch den maximalen Wert dividiert. Weiterhin sind die Signale nicht frei von Rauschen. Unter anderem zeigt der Laser ein 50 Hz Netzsignal. Um dieses Problem einzudämmen, werden die Signale im verwendeten Algorithmus durch einen Bandpassfilter verbessert. Über eine FFT wird das Frequenzspektrum unterhalb von 100 Hz und über der halben Samplingrate abgeschnitten und zurücktransformiert. Dadurch wird das Signal verbessert. Das Ergebnis ist beispielhaft in Abb. 6.2 zu erkennen.

Nun soll aus den gewonnenen Phaseninformationen die Position bestimmt werden. Eine volle Phase entspricht einer Strecke von 633 nm bzw. 316,5 nm, da beim Bewegen des Spiegels sowohl der Hin- als auch der Rückweg verändert wird. Nach einem Phasensprung von 2π auf 0 fängt eine neue Phase an, sodass durch Zählen der Phasensprünge und Auswerten der momentanen Phase die Position gegeben ist. Dieses Verfahren setzt

somit eine entsprechend hohe Samplingrate und geringes Rauschen voraus, um die Phase zu rekonstruieren.

7.2 Bestimmung des Spektrums

In diesem Abschnitt soll das konkrete Vorgehen beschrieben werden, um ein Spektrum aus den Rohdaten zu gewinnen. Im letzten Abschnitt wurde beschrieben, wie die aus den Messdaten die Position berechnet wird. Dazu ist noch anzumerken, dass die Positionen zu äquidistanten Zeitpunkten berechnet wurden, da die Samplingrate als konstant angenommen wird. Dies ist allerdings unzureichend, da für die weitere Auswertung äquidistante Positionsdaten benötigt werden. Durch Interpolation können diese gewonnen werden. Anhand dieser äquidistanten Positionsdaten müssen dann auch die Daten des Hauptstrahlengangs interpoliert werden. Letztlich ergeben sich äquidistante Positionen mit zugehöriger Intensität am Hauptstrahlengang - das Interferogramm.

Für die weitere Berechnungen wird das Interferogramm normalisiert, das heißt, dass vom Interferogramm der Mittelwert abgezogen wird, sodass der Mittelwert null annimmt. Dies ist nötig, da das Interferogramm noch mit 'Zero filling' verbessert werden muss. Zero filling bedeutet, dass die Anzahl der Datenpunkte auf ein Vielfaches erhöht werden und dazu entsprechend Nullen angefügt werden. Weiterhin muss das Interferogramm phasenkorrigiert werden. Um dies zu bewerkstelligen wird auf den Mertz-Algorithmus zurückgegriffen. Zur Apodisation wird eine Dreieck-Funktion verwendet. Die einzelnen Schritte wurden genauer in 3.3 beschrieben. Letztlich wird die Fouriertransformation durchgeführt. Die Wellenzahlinformationen ergeben sich als Inverses der Differenz zweier benachbarter Positionen.

7.3 Probemessung eines Helium-Neon-Lasers

Zum Zeitpunkt der letzten Messung fehlten dem Spektrometer noch die nötigen Analog-Digital-Wandler. Daher wurde auf das Oszilloskop 'Siglent SDS 1104X-E' zurückgegriffen. Dieses kann pro Kanal eine Spur von 700000 Samples aufnehmen. Bei einer Samplerate von 10 kSps war so ein Messung über wenige Zentimeter möglich. Der Motor wurde auf eine Geschwindigkeit von 50 Schritten pro Sekunde programmiert. Als Lichtquelle diente ein weiterer Helium-Neon-Laser ('Lasos LGK 691'). Das ausgewertete Spektrum ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der Peak bei ca. 15700 cm^{-1} , was einer Wellenlänge von 633 nm des Lasers entspricht. Die Auflösung der Messung liegt bei $0,609 \text{ cm}^{-1}$, während der Spiegelweg 1,6 cm betrug. Leider ist auch einiges Rauschen zu erkennen. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis liegt bei nur rund 5%. Es sollte daher erwähnt werden, dass der bewegliche Retroreflektor eine Beschädigung im Zentrum aufweist. Beim Einbau ist leider die Spitze des Prismas gesplittet, was zu

vielen Lichtstreuungen führt.

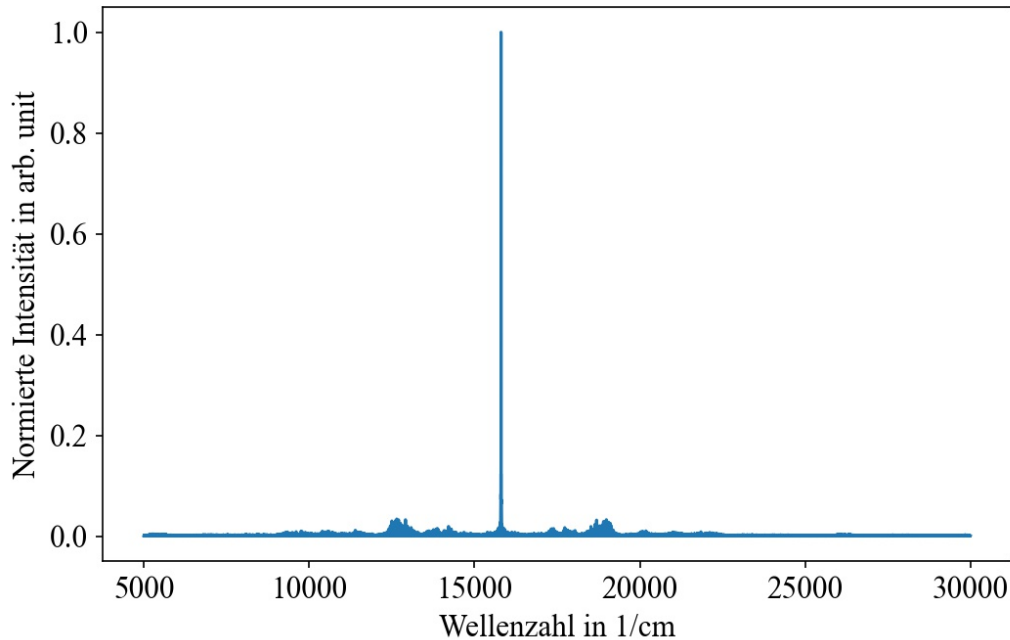


Abbildung 7.1: Zu sehen ist das erhaltene Spektrum des HeNe-Lasers 'Lasos LGK 691'. Deutlich zu erkennen ist der Peak bei ca. 15800 cm^{-1} . Außerdem sind weitere Seitenbänder zu erkennen.

Um die Beschädigung als Grund für das Rauschen festzumachen, wurde eine zweite Messung gemacht. Dabei wurde das Zentrum bewusst ausgelassen. Der Laserstrahl wurde dafür versetzt eingestrahlt, sodass das Zentrum nicht bestrahlt wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.2 abgebildet.

Auch hier ist ein deutliches Rauschen zu erkennen. Allerdings sind nun deutlichere Peaks zu erkennen. Diese Peaks ähneln denen einer Amplitudenmodulation, wie sie in Abschnitt 3.4 beschrieben wurde. Dazu wird nun die Fouriertransformierte der Laserintensität betrachtet (siehe Abb. 7.3). Neben der erwarteten 50 Hz Netzfrequenz finden sich noch weitere Peaks bei Vielfachen von 50 Hz und ein weiteres Rauschen bis ca. 20 Hz. Das erklärt die einzelnen Peaks und die Breite des Hauptpeaks, allerdings ist weiter offen, weshalb auch die Nebenmaxima so aufgeweitet sind.

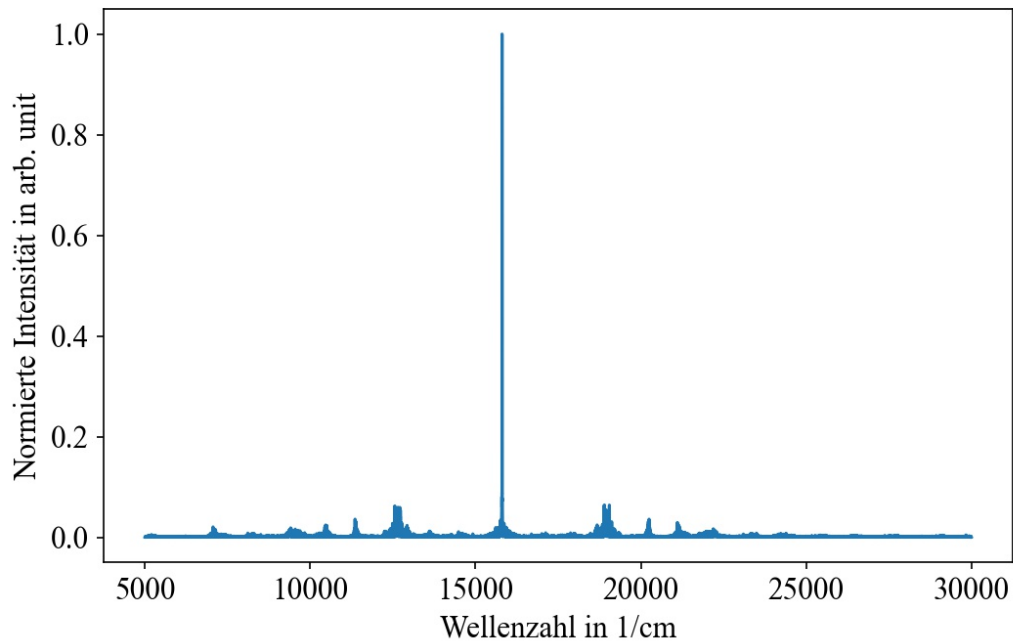


Abbildung 7.2: Auch im Spektrum der Messung, welche die Beschädigung vermeidet, erscheinen Seitenbänder.

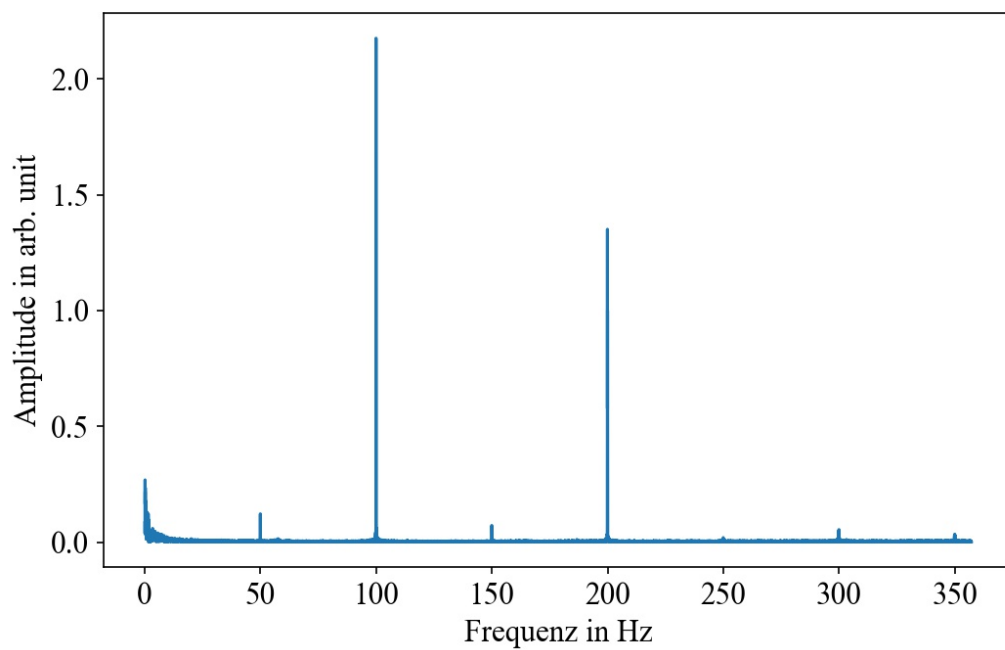


Abbildung 7.3: Auswertung des Intensität des Lasers Lasos LGK 691. Deutlich zu erkennen, sind die Peaks bei 50 Hz, 100 Hz, usw. und ein Rauschen bei wenigen Hz.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde sich mit der Fourier-Transform-Spektroskopie beschäftigt. Zunächst wurde dazu der Aufbau des Haupt- und Nebenstrahlengangs beschrieben. Weiterhin wurde die Stabilisierung des Lasers zur Positionsbestimmung erörtert. Der verwendete Piezomotor wurde erklärt und der Betrieb erläutert. Letztlich wurde das Spektrum eines weiteren HeNe-Lasers bestimmt.

Zum Antrieb des Schlittens wurde ein Schrittmotor der Marke PiezoMotor vom Typ LS15 mit PMD401 Controller eingesetzt. Es zeigte sich, dass der Motor grundsätzlich geeignet ist. Gleichzeitig läuft er allerdings nur langsam, wenn Schwingungen gering sein sollen. Die allgemeine Ungenauigkeit zeigt dennoch, dass die Position des Motors gesondert gemessen werden muss. Die Edelstahlschiene ist leider keine Dauerlösung. Durch die Belastung entstehen Beschädigungen in denen der Motor steckenbleiben kann. Hierfür ist noch eine Lösung zu finden.

Zur Positionsbestimmung wurde ein Lasos Typ LGK 691 HeNe-Laser verwendet. Dieser musste allerdings noch thermisch stabilisiert werden. Dazu wurde das Verfahren der Intensitätsstabilisierung angewandt. Der dafür nötige Regler ist ein P-Regler. Die Auswertung ergab, dass der Laser stabilisiert werden konnte. Zwar treten kleine Peaks auf, allerdings beeinflussen diese die Positionsbestimmung nicht.

Letztlich soll noch ein kurzer Ausblick gegeben werden. Ziel ist es, statt eines Oszilloskops als Analog-Digital-Wandler, Chips vom Typ LTC2500 zu verwenden. Dies ermöglicht es im Prinzip beliebig lange Datenreihen aufzunehmen, sodass der komplette Schlittenweg genutzt werden kann. Langfristiges Ziel ist es, das Spektrometer zum Vermessen von Energieniveaus von Atomen und Molekülen der Lanthanoide zu nutzen. Diese Energieniveaus befinden sich sowohl im infraroten als auch im sichtbaren Bereich, daher ist es wichtig, dass das Spektrometer auch in diesem Bereich eingesetzt werden kann. In Abschnitt 3.1.2 wurde beschrieben, welche theoretischen Anforderungen an Spiegelgeschwindigkeit und Abtastrate dafür gelten. In Abschnitt 7.3 wurde dann anhand einer Messung gezeigt, dass das Spektrometer auch im sichtbaren Bereich genutzt werden kann.

9 Literaturverzeichnis

- [1] Bronstejn, Il'ja N.: Taschenbuch der Mathematik : Hauptbd.. Frankfurt am Main: Deutsch, 1984.
- [2] Meschede, Dieter: Gerthsen Physik. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2015.
- [3] Günzler, Helmut ; Gremlich, Hans-Ulrich: IR-Spektroskopie : Eine Einführung. New York: John Wiley & Sons, 2012.
- [4] Matzdorf, Rene: Skript zur Vorlesung 'Experimentalphysik 2', Beugung, gehalten an der Universität Kassel im Sommersemester 2018
- [5] Lange, Jörg ; Lange, Tatjana: Fourier-Transformation zur Signal- und Systembeschreibung : Kompakt, visuell, intuitiv verständlich. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2019.
- [6] Werwein, Viktor (2017): Hochgenaue, FTIR-basierte und metrologische Bestimmung von Linienstärke, luft- bzw. selbstinduzierter Druckverbreiterung und Druckverschiebung im 2,26 μm -Band von $^{14}\text{N}^{216}\text{O}$ für die Atmosphären-diagnostik. Online unter: https://publikationsserver.tu-braunschweig.de/receive/dbbs_mods_00064876.
- [7] Al-Hazaimay, Sadam (2008): Impact of Instrumental Parameters on atmospheric Trace Gases Retrievals using FTIR Spectrometry.
- [8] Cohen, Julius: Introduction to Fourier Transform Spectroscopy. Freiburg i.B.: , 1986.
- [9] Herres, Werner und Gronholz Joernm (1984): Understanding FT-IR data processing.
- [10] Hase, Frank and Blumenstock, Thomas (2000): Alignment procedure for Bruker IFS 120 spectrometers.
- [11] Muehleder, Thorben B. (2018): Precision Laser System for a Single-Ion Heat Engine with Laser Engineered Thermal Baths

- [12] Ester K. Halse, Polarization properties of He-Ne-lasers, Optics Communications, Volume 31, Issue 2, 1979, Pages 206-210, ISSN 0030-4018, [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(79\)90305-5](https://doi.org/10.1016/0030-4018(79)90305-5).
- [13] Spanner, K. (2006): Survey of the Various Operating Principles of Ultrasonic Piezomotors
- [14] PiezoMotor, Homepage, <https://piezomotor.com/>
- [15] PiezoMotor, Datenblatt zum LS15
- [16] PiezoMotor, Datenblatt zum PMD401 Controller, <https://piezomotor.com/produkt/pmd401/>
- [17] PiezoMotor, Anleitung zum PMD401 Controller, <https://piezomotor.com/produkt/pmd401/>
- [18] Travis Wright, FTIR: Computational, vom 16.8.2020, LibreTexts, [https://chem.libretexts.org/Bookshelves/Analytical_Chemistry/Supplemental_Modules_\(Analytical_Chemistry\)/Instrumental_Analysis/Spectrometer/How_an_FTIR_instrument_works](https://chem.libretexts.org/Bookshelves/Analytical_Chemistry/Supplemental_Modules_(Analytical_Chemistry)/Instrumental_Analysis/Spectrometer/How_an_FTIR_instrument_works), letzter Aufruf 21.10.2020

10 Anhang

Hier im Anhang findet sich die Schaltskizze des P-Reglers, welcher zur thermischen Stabilisierung des Lasers genutzt wurde. Zur besseren Darstellung auf der nächsten Seite. Die Photodetektoren werden mit dem Instrumentenverstärker INA118P verbunden. Das Ausgangssignal wird vom Operationsverstärker OP27 verstärkt und steuert den Leistungstransistor IRLZ44N. Als Versorgungsspannung dienen zwei in Reihe geschaltete Netzteile mit $\pm 12\text{ V}$.

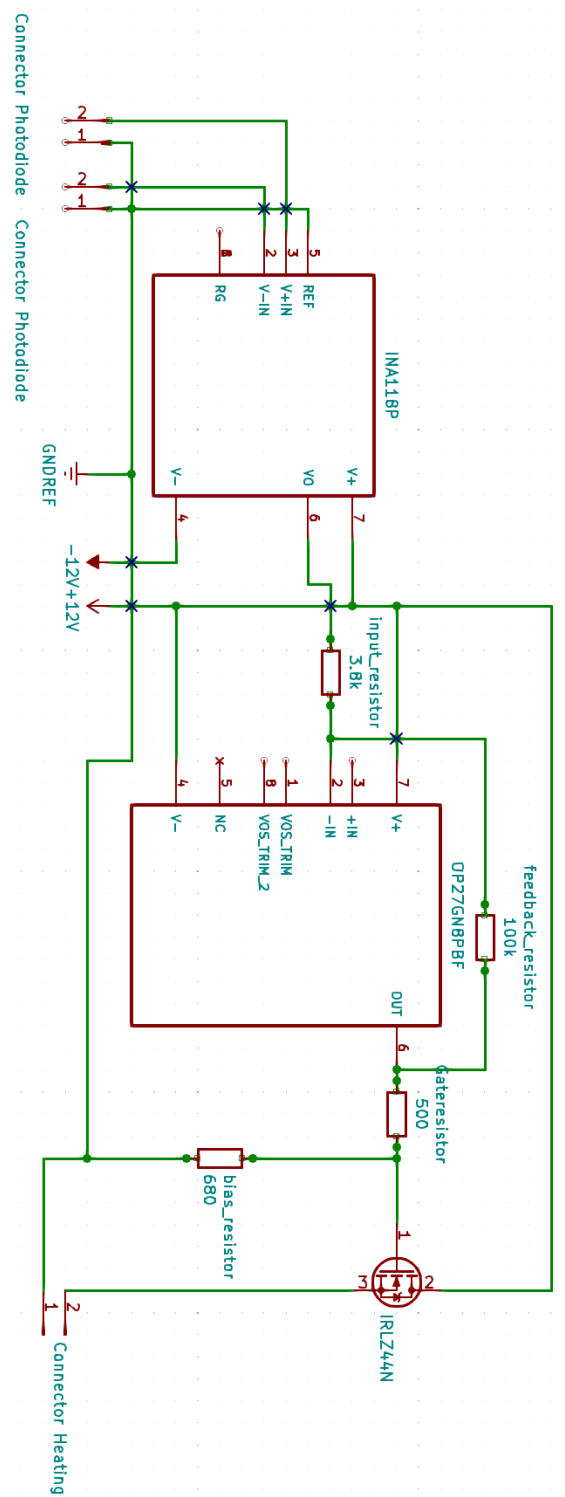


Abbildung 10.1: Schaltskizze des P-Reglers.