

Intensitätsstabilisierung eines Lasers mit hoher Bandbreite

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Institut für angewandte Physik
vorgelegt der
Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bonn

Daniel Löwen

September 2018

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

Ort/Datum

Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Meschede
2. Gutachter: Dr. Wolfgang Alt

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Kontrolltheorie	2
2.1.1	Allgemeine Beschreibung	2
2.1.2	Die Bandbreite der Feedback-Schleife	3
2.2	Elektro-Optische Modulatoren	3
2.3	PID	3
3	Erste Versuche mit den vorhandenen Geräten	5
3.1	Aufbau	5
3.2	Einstellen der Parameter am PID	6
3.3	Messung und Auswertung der Rauschunterdrückung	6
4	Erhöhung der Bandbreite	8
4.1	Erweiterung des Aufbaus um einen Hochfrequenzverstärker	8
4.2	Der Hochfrequenzverstärker	8
4.3	Anpassung des Hochfrequenzverstärkers	10
4.4	Messung und Auswertung der Rauschunterdrückung	10
5	Fazit	16
6	Anhang	17
6.1	Mathematische Herleitung der Transmission des EOM	17
6.2	Schaltplan des ursprünglichen HF-Verstärkers	18

1 Einleitung

Der Laser ist heute nicht mehr aus der Physik wegzudenken. Er findet in vielen Bereichen der Physik Verwendung und wird zum Beispiel in der Atom- und Quantenphysik genutzt, um an einzelnen Atomen zu experimentieren.

Dabei möchte man häufig die thermische Bewegung des gefangenen Atoms auf ein Minimum reduzieren. Dafür ist es wichtig, dass die Laser der Atomfalle in ihrer Intensität möglichst stabil sind, da Schwankungen in der Intensität zur Erhitzung oder sogar zur Anregung des Atoms führen können.

Im Rahmen dieser Arbeit soll die Intensität eines Laservorgelegt der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonns über eine Feedback-Schleife, wie in den Artikeln [1] und [2] geschildert wird, stabilisiert werden und dabei soll eine Bandbreite von über einem MHz erreicht werden, da Rauschen und Schwankungen bei diesen und höheren Frequenzen von den Atomen nicht mehr "wahrgenommen" werden. Es ist bereits möglich eine Stabilisierung der Intensität des Lasers mit einer Bandbreite bis zu ungefähr 100kHz aufzubauen. Dieser Aufbau soll in dieser Arbeit optimiert werden, um Rauschen bis zu mindestens einem MHz zu unterdrücken. Dabei soll hauptsächlich ein geeigneter Verstärker gebaut und so angepasst werden, dass er eine optimale Rauschunterdrückung gewährleistet.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Kontrolltheorie

Mit einer Feedback-Schleife wird der Zustand eines Systems ständig gemessen und mit einem Soll-Wert verglichen. Durch den Vergleich des Ist- mit dem Soll-Wert können dann entsprechende Änderungen am System vorgenommen werden, um Abweichungen zu korrigieren.

Im Fall der Stabilisierung der Intensität eines Lasers kann die Intensität über eine Photodiode (PD) in eine dazu proportionale Spannung umgeformt werden und mit einer konstanten Vergleichsspannung verglichen werden.

Die Differenz zwischen Ist- und Soll-Wert soll dann wieder in das System eingekoppelt werden, um die Differenz zu minimieren.

2.1.1 Allgemeine Beschreibung

Allgemein kann eine Feedback-Schleife als Blockdiagramm als Funktion der Frequenz s (Laplace-Transformation) wie in Abbildung 1 dargestellt werden.

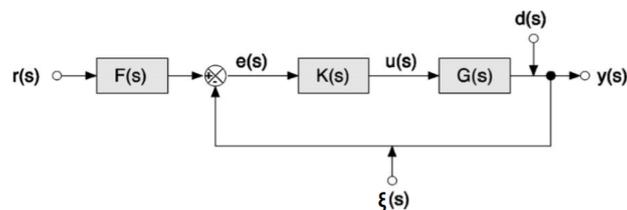


Abbildung 1: Block-Diagramm einer Feedback-Schleife [3]

Dabei gilt:

- $r(s)$ ist der Soll-Wert
- $F(s)$ ist ein optionales Feedforward (in diesem Fall ist es die Identität)
- $e(s)$ ist die Differenz zwischen Ist- und Soll-Wert
- $K(s)$ und $G(s)$ stellen gemeinsam die Verstärkung des Systems dar
- $d(s)$ ist eine Störung oder ein Rauschen, das innerhalb des Systems auftritt
- $\xi(s)$ ist eine Störung oder ein die Messung überlagerndes Rauschen
- $y(s)$ ist der Zustand des Systems (der Ist-Wert)

Durch einfache mathematische Überlegungen erhält man dann [3]:

$$y(s) = \frac{K \cdot G}{1 + K \cdot G} [r(s) - \xi(s)] + \frac{1}{1 + K \cdot G} d(s) \quad (1)$$

Damit der Ist-Wert möglichst nah an den Soll-Wert kommt und das Rauschen des Systems minimiert wird, muss die Verstärkung der Differenz KG des Systems möglichst groß gewählt werden.

Außerdem fällt auf, dass das Rauschen des Sensors (welches den Messwert überlagert) dadurch nicht eliminiert werden kann.

2.1.2 Die Bandbreite der Feedback-Schleife

Da sich alle elektronischen Bauteile bei hohen Frequenzen näherungsweise wie ein Tiefpassfilter verhalten und die Signale sich mit endlicher Geschwindigkeit ausbreiten, erhält man bei hohen Frequenzen zunehmende Phasenverschiebungen innerhalb der Feedback-Schleife.

Erreicht die Phasenverschiebung 180° , so wird der Koeffizient $1/(1+KG)$ in Gleichung 1 negativ. Da dieser Koeffizient die Rauschunterdrückung charakterisiert, entspricht dies einer Verstärkung des Rauschens bei der jeweiligen Frequenz, bei der die Phasenverschiebung 180° erreicht.

2.2 Elektro-Optische Modulatoren

Ein Elektro-Optischer Modulator (EOM) ist ein Kristall, das die Polarisation der elektromagnetischen Strahlung (die den Kristall durchläuft) abhängig von einer außen angelegten Spannung drehen kann.

Ist die elektromagnetische Strahlung vor dem EOM polarisiert und befindet sich hinter dem EOM ein Polarisationsfilter, so kann die Intensität der transmittierten Strahlung durch die am EOM anliegende Spannung reguliert werden.

Die transmittierte Intensität verläuft bei geeignetem Aufbau (wenn die Achsen des EOM um 45° gegenüber den Achsen der Polarisatoren gedreht sind [$\varphi = 45^\circ$ in Gl. 2]) proportional zu $\sin^2(U)$, wobei U die am EOM anliegende Spannung ist (siehe mathematische Herleitung in Abschnitt 6.1).

2.3 PID

Der PID ist ein Spannungsverstärker, mit Proportional- (P), Integral- (I) und Differentialteil (D).

Die proportionale Verstärkung ist unabhängig von der Frequenz des Spannungssignals und verstärkt jede Frequenz um den gleichen Faktor.

Der Integralteil "integriert" das hineinkommende Signal, indem tiefere Frequenzen mehr

verstärkt werden als hohe. Die Verstärkung fällt zu hohen Frequenzen mit $1/s$ ab. Im Differentialteil steigt die Verstärkung zu höheren Frequenzen proportional an, bis sie einen konstanten Wert erreicht.

Die Verstärkung in Abhängigkeit von der Frequenz ist in Abb. 2 dargestellt.

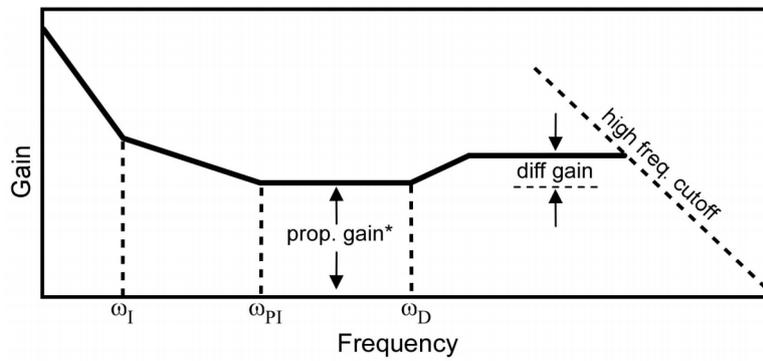


Abbildung 2: Verstärkung des PID in Abhängigkeit von der Frequenz [4]

3 Erste Versuche mit den vorhandenen Geräten

3.1 Aufbau

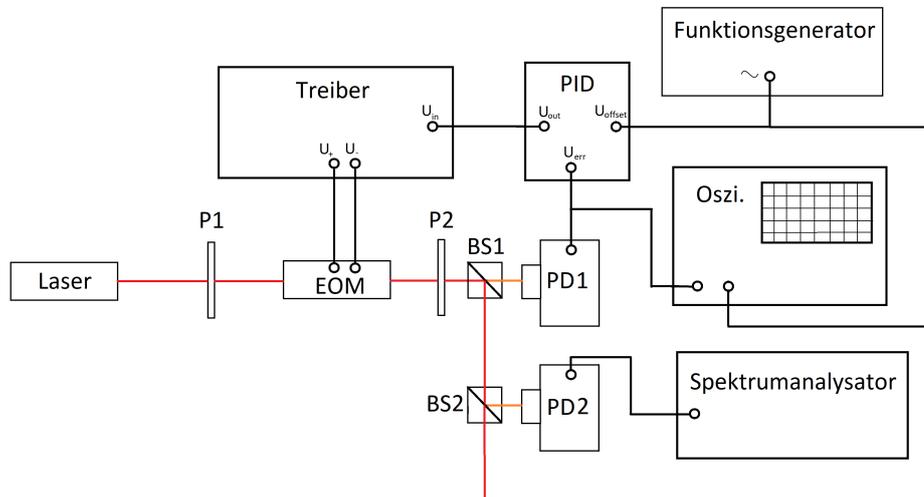


Abbildung 3: Aufbau der Schaltung zur Rauschunterdrückung mit den bereits vorhandenen Mitteln

Der Laser durchläuft zuerst einen ersten Polarisationsfilter (P1), um sicherzustellen, dass das Licht linear polarisiert ist (siehe Abbildung 3). Dann durchläuft der Strahl das EOM und daraufhin einen zweiten Polarisationsfilter (P2), dessen Polarisationsrichtung senkrecht zum ersten Filter eingestellt ist.

Durch einen Strahlteiler (BS1 für engl. beamsplitter) wird ein Teil der Intensität vom Laser abgezweigt und an einer Photodiode (PD1) gemessen. Das Signal der PD1 wird zum einen am Oszilloskop (Oszi.) beobachtet und zum anderen an den PID weitergeleitet. Am Ausgang des PID wird der Treiber des EOM angeschlossen.

An den Offset-Eingang des PID ist ein Funktionsgenerator angeschlossen. Das bedeutet, dass die Intensität des Lasers versucht, dem Signal des Funktionsgenerators zu folgen. Das Signal des Funktionsgenerators kann am Oszi. gleichzeitig zum Signal der PD1 beobachtet werden.

Der Treiber ist darauf ausgelegt, die hineinkommende Spannung zu verstärken und die kapazitive Last des EOM versorgen zu können. Außerdem erzeugt der Treiber eine DC-Spannung am EOM, die dazu dient, dass Änderungen der Spannung am EOM proportionale (lineare) Änderungen in der Intensität bewirken. Abbildung 4 zeigt die Abhängigkeit der an der Photodiode gemessenen Spannung von der am EOM anliegenden Spannung (vgl. Gl. 3). Das konstante Offset wurde entsprechend im linearen Bereich der Kurve, also zu $U_0 = 190\text{V}$ gewählt.

Zuletzt befindet sich ein weiterer Strahlteiler (BS2) im Strahlengang, der einen weiteren Teil des Strahls auf eine zweite Photodiode (PD2) abzweigt, um die Qualität der Rauschunterdrückung bestimmen zu können. Das Signal der zweiten Photodiode wird von einem Spektrumanalysator in seine Frequenzanteile zerlegt (entsprechend einer Fourier-Transformation).

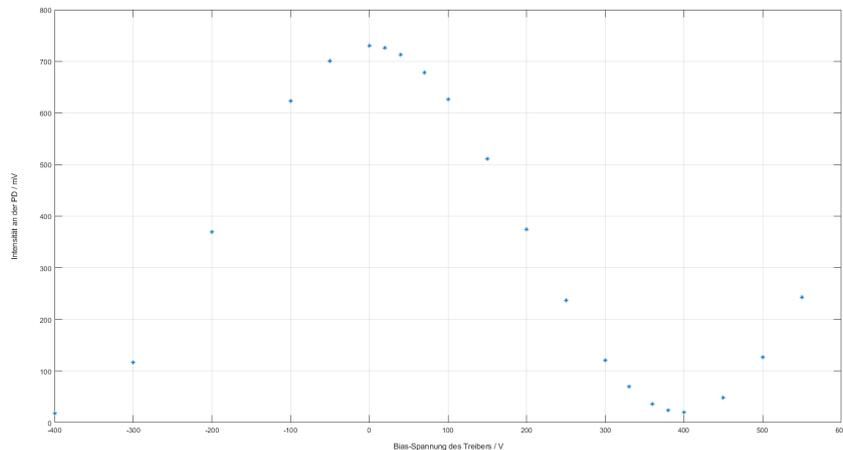


Abbildung 4: Die an der Photodiode gemessenen Spannung in Abhängigkeit von der DC-Offsetspannung des Treibers

3.2 Einstellen der Parameter am PID

Der hier genutzte PID ist ein Laser Servo D2-125 von Vescent Photonics.

Am Gerät lassen sich die Werte der Grenzfrequenzen der Integralverstärkung (ω_I und ω_{PI}) und der Differentialverstärkung (ω_D), sowie die proportionale Verstärkung ("prop. gain") einstellen (siehe Abb. 2).

Die Parameter am PID werden so eingestellt, dass die Intensität des Lasers möglichst schnell einer am Offset-Eingang angelegten Rechteckspannung folgt ("stepresponse").

3.3 Messung und Auswertung der Rauschunterdrückung

In Abb. 5 ist die Messung des Rauschens mit Rauschunterdrückung (rot) im Vergleich zum Rauschen ohne Unterdrückung (blau) dargestellt.

Es ist klar erkennbar, dass eine Unterdrückung des Rauschens um bis zu 20dB auftritt. Die Bandbreite der hier erreichten Rauschunterdrückung beträgt ungefähr 70kHz.

Als Ursache für die Begrenzung der Bandbreite kommt nur der Treiber des EOM (mit einer angegebenen Bandbreite von 200kHz) in Frage, da alle anderen Geräte Bandbreiten von einigen MHz haben.

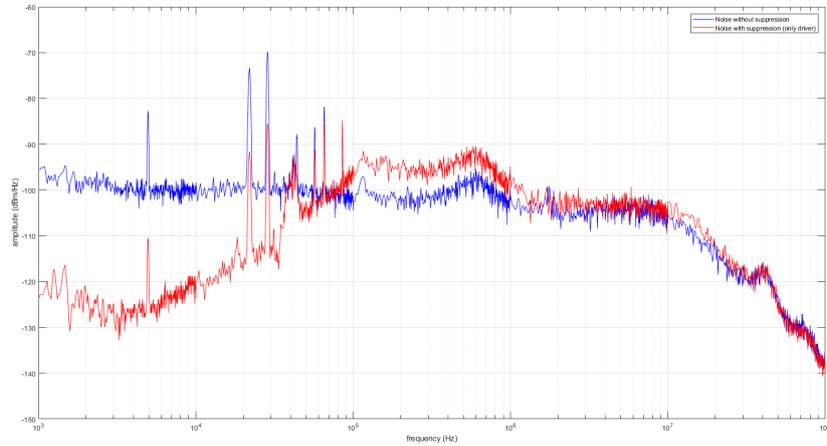


Abbildung 5: Rauschen des Lasers mit (rot) und ohne (blau) Unterdrückung

4 Erhöhung der Bandbreite

4.1 Erweiterung des Aufbaus um einen Hochfrequenzverstärker

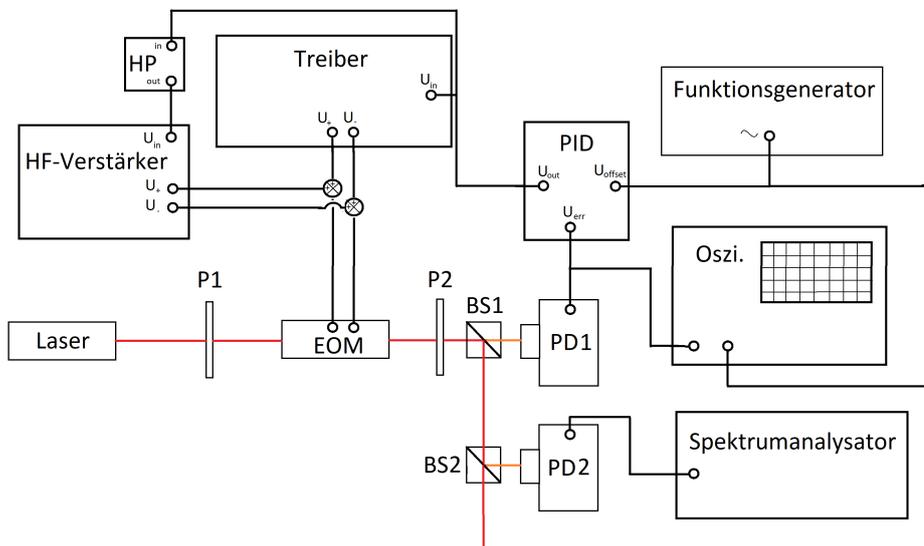


Abbildung 6: Aufbau der Schaltung zur Rauschunterdrückung mit einem zusätzlichen Hochfrequenzverstärker

Der im Abschnitt 3.1 beschriebene Aufbau wird um einen Hochfrequenzverstärker erweitert.

Am Ausgang des PID wird das Signal geteilt und zusätzlich zum Treiber (mit einer Bandbreite von 0-200kHz) an einen Hochfrequenzverstärker (HF-Verstärker) gegeben. Vor den HF-Verstärker wird ein Hochpassfilter (HP) mit einer Grenzfrequenz von 100kHz geschaltet, damit der HF-Verstärker die hohen DC-Spannungen von ca. 190V nicht aufbringen muss. Die Signale vom Treiber und HF-Verstärker werden zuletzt addiert und an den EOM gegeben.

4.2 Der Hochfrequenzverstärker

Der HF-Verstärker wurde im Rahmen einer früheren Bachelorarbeit [6] angefertigt, konnte aber nicht das gewünschte Resultat erreichen.

Die ursprüngliche Version des HF-Verstärkers in detaillierter Form befindet sich in Abschnitt 6.2 Abb. 13.

In Abb. 7 ist schematisch der Aufbau des HF-Verstärkers dargestellt.

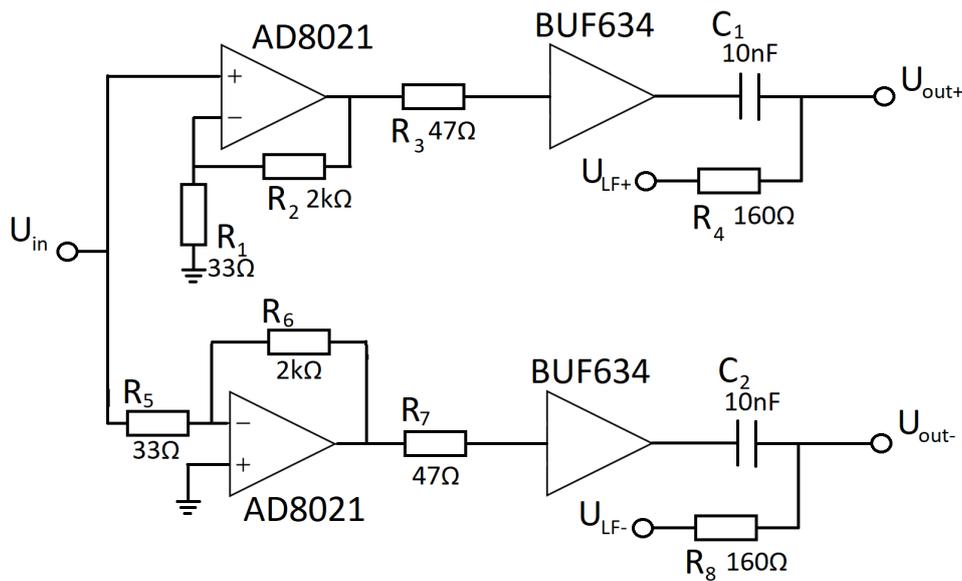


Abbildung 7: Schematischer Aufbau des HF-Verstärkers

Das Eingangssignal wird aufgespalten und in einen invertierenden (unterer Zweig) und einen nicht-invertierenden Verstärker (oberer Zweig) geleitet.

Hinter den Verstärkern befindet sich ein Pufferverstärker (BUF634), der dazu dient, die kapazitive Last des EOM treiben zu können. Der Pufferverstärker hat eine Verstärkung von 1 und dient lediglich dazu, die Belastung des eigentlichen Verstärkers konstant zu halten und den Strom für das EOM zu liefern.

Hinter dem Pufferverstärker findet die Addition der Signale des Treibers und des HF-Verstärkers statt, wobei die hohe DC-Spannung des Treibers durch einen Kondensator von der restlichen Schaltung entkoppelt wird.

Die Verstärkung der beiden Zweige betrug ursprünglich (vgl. Abb. 13):

$$\nu_- = \frac{R_6}{R_5} = 8,18$$

$$\nu_+ = 1 + \frac{R_2}{R_1} = 9,18$$

ν_- ist die Verstärkung des invertierenden und ν_+ die des nicht-invertierenden Verstärkers.

Da diese Verstärkungen zu klein sind (siehe Abb. 8), wurde die Verstärkung durch Aus-

tauschen der Widerstände erhöht:

$$\nu_- = \frac{R_6}{R_5} = 60,6$$
$$\nu_+ = 1 + \frac{R_2}{R_1} = 61,6$$

Außerdem wurde der Operationsverstärker AD810 (vgl. Abb. 13) durch einen schnelleren Operationsverstärker AD8021 ausgetauscht.

4.3 Anpassung des Hochfrequenzverstärkers

Mit der erweiterten Schaltung konnte keine Erhöhung oder Verbesserung der Rauschunterdrückung beobachtet werden.

Eine Untersuchung der Verstärkung des zusammengesetzten Verstärkers (Treiber und HF-Verstärker) ergab, dass die Verstärkung des HF-Verstärkers wesentlich geringer gewesen ist als die des Treibers (siehe Abb. 8). Bei etwa 40kHz (nach der Resonanzspitze) beginnt die Verstärkung (oberer Graph) zu sinken. Für hohe Frequenzen (300kHz-20MHz) ist die Verstärkung um 10dB geringer.

Durch den Wechsel der Widerstände konnte die Verstärkung angepasst werden, allerdings trat im Bereich von ungefähr 100kHz ein Abfall der Verstärkung auf (siehe Abb. 9 oberer Graph). Dieser ist darauf zurückzuführen, dass die Phase des Treibers bereits bei einer Frequenz von ungefähr 10kHz beginnt ins Negative zu fallen (siehe Abb. 9 unterer Graph). Die Phase des HF-Verstärkers ist hingegen aufgrund des vorgeschalteten Hochpasses positiv und erreicht erst bei über 100kHz 0°. Dadurch entsteht zwischen der Verstärkung des Treibers und der des HF-Verstärkers eine Phasendifferenz von über 90°, sodass die Verstärkungen sich gegenseitig verringern.

In Abbildung 10 ist das Verhalten der Verstärkung mit angepasster Grenzfrequenz des Hochpassfilters dargestellt.

Das Verhalten bei 40kHz ist auf eine Resonanz des EOM zurückzuführen und kann in der weiteren Betrachtung vernachlässigt werden.

4.4 Messung und Auswertung der Rauschunterdrückung

Abbildung 11 zeigt die Messung mit dem neuen zusammengesetzten Verstärker. In blau ist das Rauschen der Photodiode dargestellt, das auftritt, wenn sie abgedeckt ist. Dieses Rauschen entsteht innerhalb der Photodiode und überlagert das Rauschen des Lasers. Es kann nicht unterdrückt werden, da die Schaltung nicht zwischen diesem Rauschen

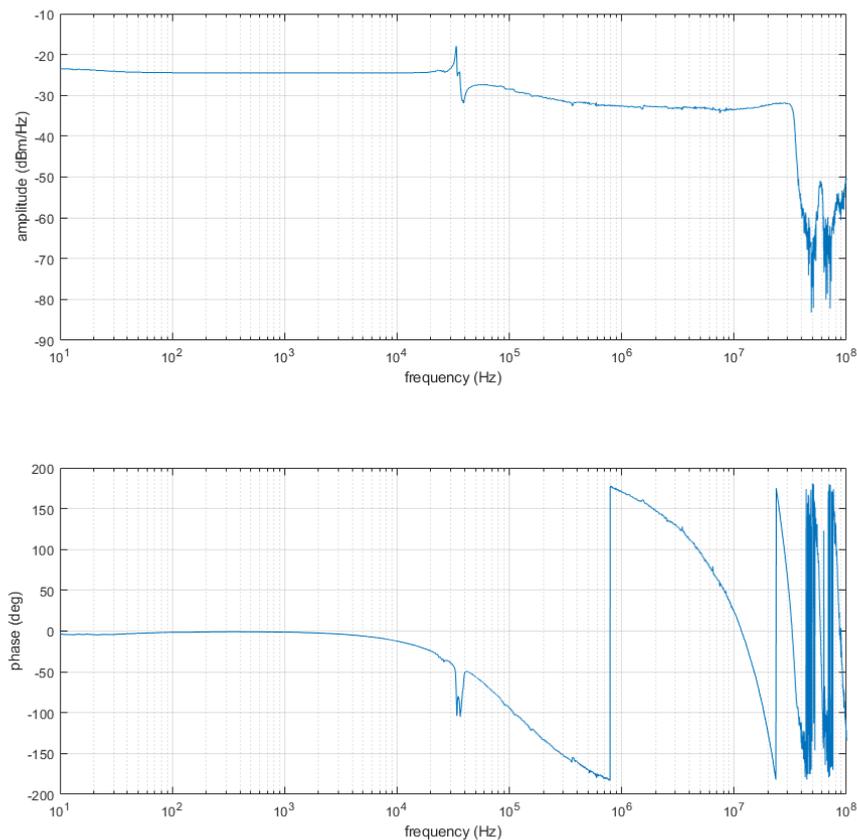


Abbildung 8: Verstärkung des zusammengesetzten Verstärkers in Abhängigkeit von der Frequenz im Bodeplot

und dem Rauschen des Lasers unterscheiden kann.

In rot ist das Schrotrauschen dargestellt, das eine theoretische Grenze der Rauschunterdrückung darstellt.

Die braune Kurve zeigt das Rauschen des Lasers ohne Rauschunterdrückung an und die violette Kurve das Rauschen mit Unterdrückung.

Bei kleinen Frequenzen beobachtet man eine Unterdrückung des Rauschens um ungefähr 10dB. Die Unterdrückung beginnt bei etwa 200kHz leicht abzunehmen und schneidet die Kurve ohne Unterdrückung bei etwa 1,5GHz. Dann ist der sogenannte "Servobump" zu sehen, der eine Verstärkung des Rauschens bei Frequenzen knapp über der Bandbreite anzeigt.

Die Bandbreite der Rauschunterdrückung kann somit zu etwa 1,5GHz bestimmt wer-

den.

Jedoch ist das Rauschen nach Unterdrückung noch ungefähr 6dB über der Grenze des Schrotrauschens. Die Qualität der Rauschunterdrückung kann durch weiteres Erhöhen der proportionalen Verstärkung des PID verbessert werden, wird beim derzeitigen Aufbau jedoch durch eine bei 3GHz auftretende Resonanz behindert. Bei weiterer Unterdrückung des Rauschen beginnt das System mit einer Frequenz von 3GHz zu schwingen, sodass eine weitere Rauschunterdrückung unmöglich ist.

Die Resonanz tritt dadurch auf, dass die hohe Verstärkung um einen Faktor von 60 die Bandbreite der Operationsverstärker auf ca. 3GHz reduziert.

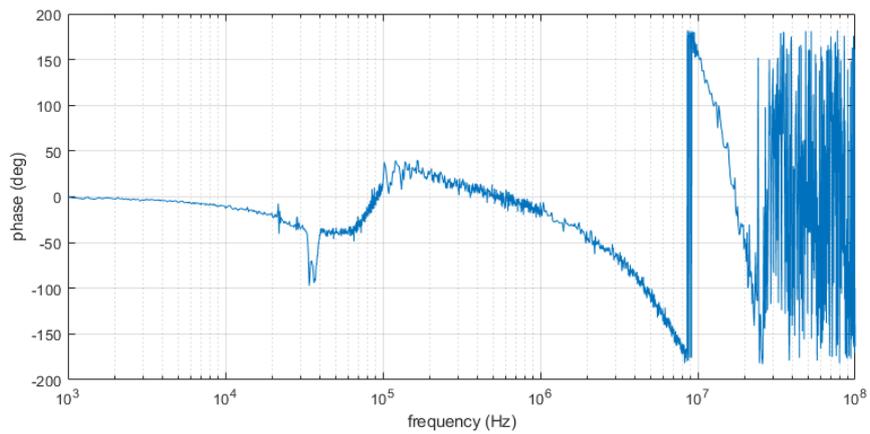
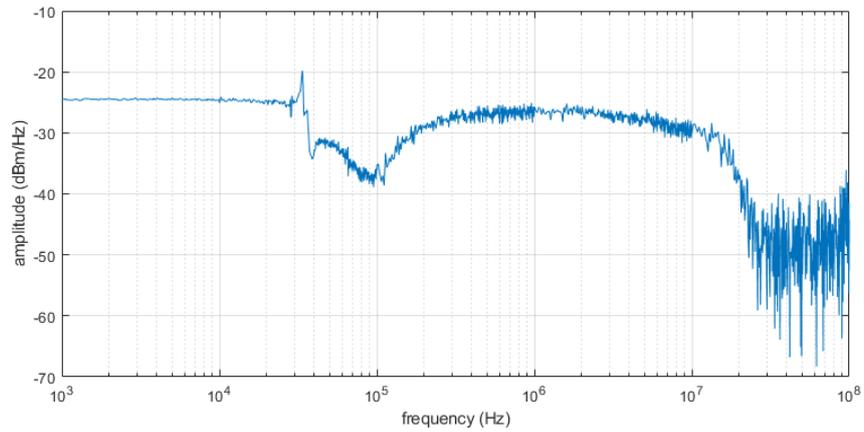


Abbildung 9: Verstärkung des zusammengesetzten Verstärkers mit angepassten Widerständen und Abfall der Verstärkung bei 100kHz

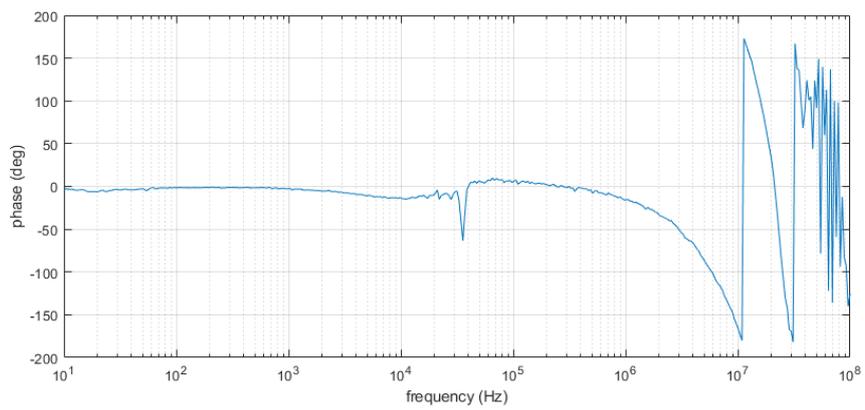
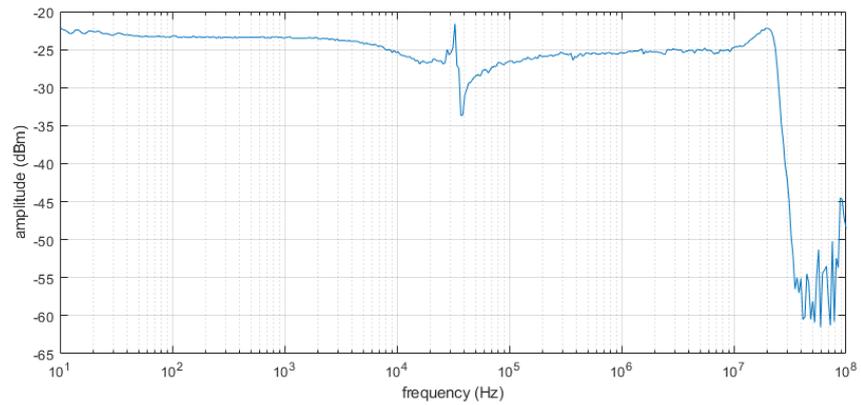


Abbildung 10: Verstärkung des zusammengesetzten Verstärkers mit angepassten Widerständen und Abfall der Verstärkung bei 100kHz

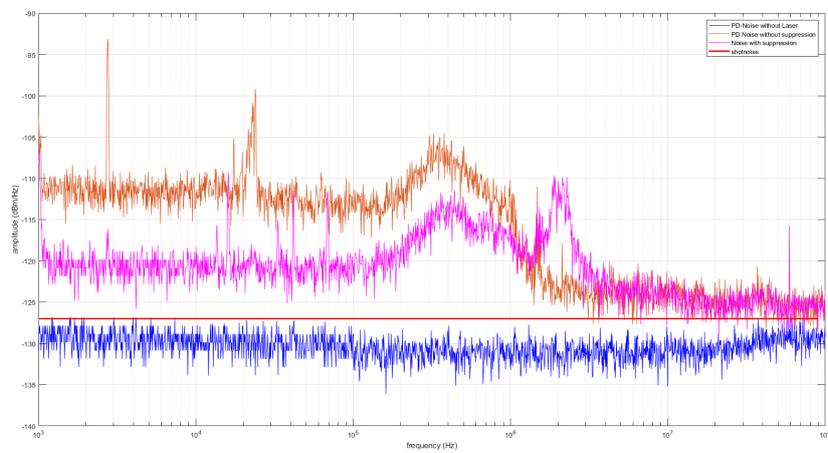


Abbildung 11: Vergleich des Rauschens der Photodiode, ohne Lichteinfall (blau), ohne Unterdrückung (braun) und mit Rauschunterdrückung (violett). Zusätzlich der theoretische Wert des Schrotrauschens (rot)

5 Fazit

Das Ziel dieser Arbeit, das Rauschen der Intensität eines Lasers bis zu Frequenzen oberhalb von einem GHz zu unterdrücken, konnte erreicht werden. Mit der Optimierung des selbst gebauten Hochfrequenzverstärkers wurde die Bandbreite auf 1,5GHz erhöht.

Um die Qualität der Unterdrückung des Rauschen zu verbessern, wäre es nötig, entweder noch schnellere Operationsverstärker in den HF-Verstärker einzubauen oder mehrere Verstärker in Folge zu setzen, da jeder davon eine kleinere Verstärkung bräuchte und somit die Bandbreite jedes einzelnen erhöht würde. Dabei ist jedoch zu beachten, dass die Zeit, die das Signal für den Durchlauf der Feedback-Schleife benötigt, steigen und es somit zu einer Verschiebung der Phase führen würde.

Dieser Aufbau kann in zukünftigen Experimenten verwendet werden, um störendes Rauschen zu eliminieren und präziser mit einzelnen Atomen arbeiten zu können.

6 Anhang

6.1 Mathematische Herleitung der Transmission des EOM

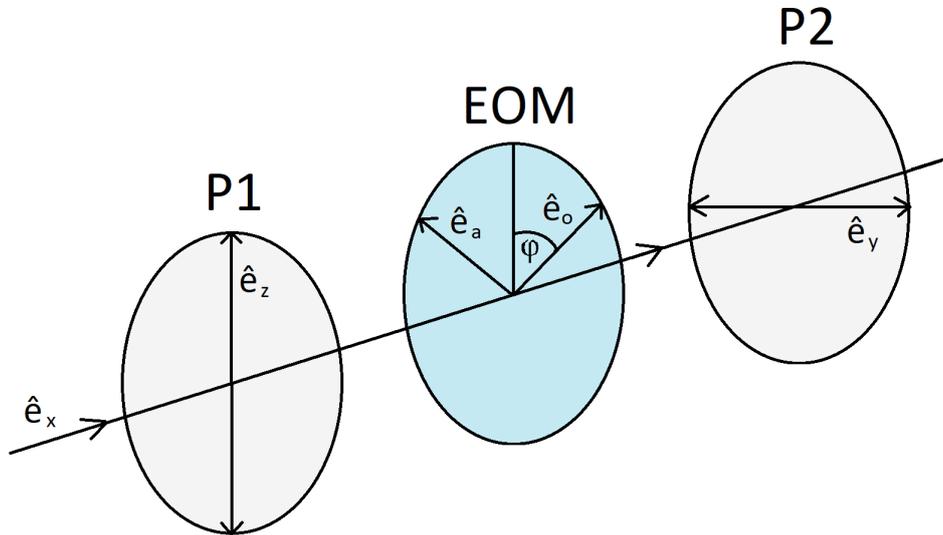


Abbildung 12: Schematischer Aufbau eines EOM zwischen zwei Polarisationsfiltern

Abbildung 12 zeigt eine Skizze eines EOM zwischen zwei Polarisationsfiltern (P1 und P2).

Nach Durchlaufen eines Polarisationsfilters (P1) ist die einfallende elektromagnetische Strahlung in Richtung des Vektors \hat{e}_z linear polarisiert. Das elektrische Feld kann dann wie folgt dargestellt werden:

$$\begin{aligned}\vec{E}(x, y, z, t) &= E \cdot \hat{e}_z \cdot e^{i(\beta x - \omega t)} \\ &= E \cdot (\hat{e}_o \cos(\varphi) + \hat{e}_a \sin(\varphi)) \cdot e^{i(\beta x - \omega t)}\end{aligned}$$

Im Folgenden werden der Faktor $e^{i(\beta x - \omega t)}$ der ebenen Welle und die Orts- und Zeitabhängigkeiten (x, y, z, t) zur Vereinfachung weggelassen.

Das EOM hat eine ordentliche Achse \hat{e}_o und eine außerordentliche Achse \hat{e}_a . Durch Anlegen einer Spannung U am EOM wird der Brechungsindex der außerordentlichen Achse verändert, sodass die optische Weglänge zwischen ordentlicher und außerordentlicher Achse unterschiedlich lang ist. Dadurch entsteht eine Phasendifferenz $\Delta\Phi$ zwischen den Komponenten des elektrischen Feldes parallel zur ordentlichen und parallel zur außerordentlichen Achse.

Nach durchlaufen des EOM hat das elektrische Feld die Form:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= E \cdot (\hat{e}_o \cos(\varphi) + \hat{e}_a \sin(\varphi) \cdot e^{i\Delta\Phi}) \\ &= E \cdot ([\hat{e}_z \cos(\varphi) + \hat{e}_y \sin(\varphi)] \cos(\varphi) + [\hat{e}_z \sin(\varphi) - \hat{e}_y \cos(\varphi)] \sin(\varphi) \cdot e^{i\Delta\Phi})\end{aligned}$$

Hinter dem zweiten Polarisationsfilter (P2) hat es dann die Form:

$$\vec{E} = E \cdot \hat{e}_y \sin(\varphi) \cos(\varphi) \cdot (1 - e^{i\Delta\Phi})$$

Die hinter dem zweiten Polarisationsfilter ankommende Intensität ist dann:

$$\begin{aligned}I &\propto \sin^2(\varphi) \cos^2(\varphi) \cdot |1 - e^{i\Delta\Phi}|^2 = \frac{1}{4} \sin^2(2\varphi) \cdot |e^{i\Delta\Phi/2}(e^{-i\Delta\Phi/2} - e^{i\Delta\Phi/2})|^2 \\ &= \sin^2(2\varphi) \sin^2(\Delta\Phi/2)\end{aligned}\quad (2)$$

Da $\Delta\Phi$ proportional zur Spannung ist [5], erhält man den Zusammenhang:

$$I \propto \sin^2(U)\quad (3)$$

6.2 Schaltplan des ursprünglichen HF-Verstärkers

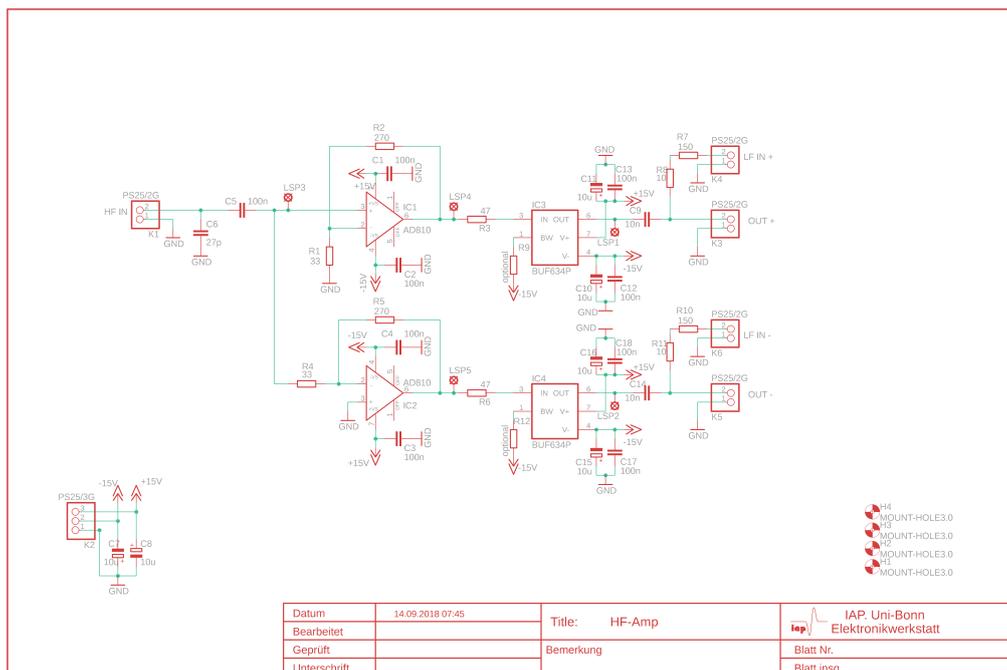


Abbildung 13: Schaltplan des ursprünglichen Hochfrequenzverstärkers (mit dem Programm "eagle" erstellt)

Literatur

- [1] Fang Liu, Chun Wang, Liufeng Li, Lisheng Chen, "*Long-term and wideband laser intensity stabilization with an electro-optic amplitude modulator*", Optics & Laser Technology, Volume 45, Februar 2013, Seiten 775-781
- [2] E. N. Ivanov und L. Hollberg, "*Wide-Band Suppression of Laser Intensity Noise*", IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control 2009 Ivanov #37979
- [3] John Bechhoefer, "*Feedback for physicists: A tutorial essay on control*", REVIEWS OF MODERN PHYSICS, VOLUME 77, JULY 2005
- [4] Datenblatt zum Vescent Photonics Laser Servo D2-125, http://www.vescent.com/wp-content/uploads/2011/02/D2125_LaserServo_Manual.pdf, 12.09.2018
- [5] Theresa A. Maldonado, "*ELECTRO-OPTIC MODULATORS*", http://www.photonics.intec.ugent.be/education/IVPV/res_handbook/v2ch13.pdf, 13.09.18
- [6] Bachelorarbeit von Finn Joseph Jaekel, "*Aktive Intensitätsstabilisierung eines Lasers mithilfe von Elektrooptischen Modulatoren*", an der Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 10.08.2017