

**V60**

## **Diodenlaser**

Lukas Bertsch

[lukas.bertsch@tu-dortmund.de](mailto:lukas.bertsch@tu-dortmund.de)

Tom Troska

[tom.troska@tu-dortmund.de](mailto:tom.troska@tu-dortmund.de)

Durchführung: 24.04.2023

TU Dortmund – Fakultät Physik

# **Inhaltsverzeichnis**

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
2.1 Zustandssysteme und Besetzungsinverson . . . . .	3
2.2 Funktionsweise von Halbleiterdioden . . . . .	4
2.3 Aufbau eines Diodenlasers . . . . .	5
2.4 Frequenzjustierung des Diodenlasers . . . . .	6
2.5 Absorptionsspektrum von Rubidium . . . . .	8
<b>3 Durchführung</b>	<b>9</b>
3.1 Bestimmen des Schwellenstroms . . . . .	9
3.2 Beobachten der Rubidiumfluoreszenz . . . . .	9
3.3 Transmissionsspektrum der Rubidiumzelle . . . . .	9
<b>4 Auswertung</b>	<b>10</b>
4.1 Bestimmen des Schwellenstroms . . . . .	10
4.2 Rubidiumfluoreszenz . . . . .	10
4.3 Transmissionsspektrum der Rubidiumzelle . . . . .	10
<b>5 Diskussion</b>	<b>13</b>
<b>Literatur</b>	<b>13</b>

# 1 Zielsetzung

Laser (light amplification by stimulated emission of radiation) sind in der experimentellen Physik von zentraler Bedeutung und werden u.a. zur Untersuchung atomarer Strukturen genutzt. Sie bieten eine leistungsstarke Quelle für kohärentes Licht und sind oft auf bestimmte Wellenlängen einstellbar. In diesem Versuch wird die Funktionsweise eines Diodenlasers, die Justierung des Lasers und dessen Bedienung im Experiment am Beispiel des Absorptionsspektrums von Rubidium erprobt.

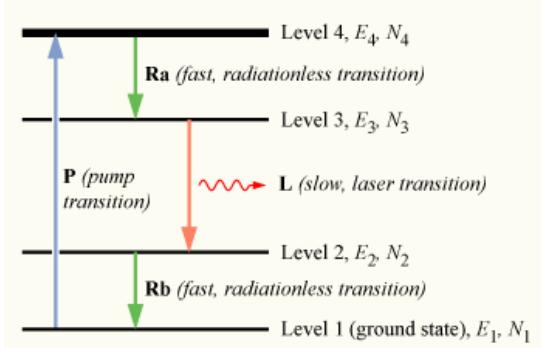
# 2 Theorie

## 2.1 Zustandssysteme und Besetzungsinverson

Das Funktionsprinzip eines Lasers beruht auf der quantenmechanischen Beschreibung von Zustandssystemen. Demnach lassen sich Systeme von Teilchen (z.B. Elektronen oder Atome) durch ein Zustandssystem beschreiben, bei dem jedem möglichen Zustand eine Energie zugeordnet wird. Damit ein Teilchen in einen energetisch höheren Zustand gelangen kann, muss es genau die Energiedifferenz zwischen den beiden Zuständen überwinden. Dies ist über die Absorption eines Photons möglich, dessen Frequenz  $\nu$  genau zur nötigen Energie

$$E = h\nu \quad (1)$$

korrespondiert. Ebenso wird bei einem Übergang in ein niedrigeres Niveau Energie frei, die in Form eines Photons emittiert wird. Ein solcher Übergang kann spontan auftreten (spontane Emission) oder durch ein Photon gleicher Frequenz angeregt werden (stimulierte/induzierte Emission). Bei stimulierter Emission stimmt das emittierte Photon in Frequenz, Phasenlage und Polarisation mit dem anregenden Photon überein, weshalb dieser Vorgang zur Erzeugung von kohärentem Licht in einem Laser genutzt wird. Dazu müssen jedoch die energetisch höheren Zustände stets stärker besetzt sein, als energetisch Niedrige, damit die stimulierte Emission überwiegen kann. Dies wird *Besetzungsinverson* genannt. Bei einem Zwei-Zustandssystem mit Energien  $E_1 < E_2$  ist dies nicht möglich, da die Wahrscheinlichkeiten der Übergänge  $E_1 \rightarrow E_2$  und  $E_2 \rightarrow E_1$  gleich sind und sich somit maximal eine Gleichverteilung auf die Zustände einstellen könnte. Gibt es jedoch einen weiteren Zustand zwischen den Energieniveaus  $E_1$  und  $E_2$  kann Besetzungsinverson erreicht werden. Das Anregungsschema eines 4-Niveau Systems ist in Abbildung 1 abgebildet. Die Elektronen werden in das höchste Energieniveau "gepumpt" und fallen schnell in das kurz darunter liegende Niveau 3 ab. Dies geschieht mitunter sogar strahlungsfrei. Zwischen den Niveaus 3 und 2 findet stimulierte Emission statt. Anschließend fällt das Elektron schnell und strahlungsfrei aus dem zweiten Zustand - welcher kurz über dem Ersten liegt - in den Grundzustand zurück, aus dem es wieder in den vierten Zustand gepumpt werden kann. Durch diese Anordnung liegt immer Besetzungsinverson vor.



**Abbildung 1:** Anregungsschema eines 4-Niveau-Lasers. Zwischen Niveau 3 und 2 wird ein Photon durch stimuliertes Emission ausgesendet [2].

## 2.2 Funktionsweise von Halbleiterdioden

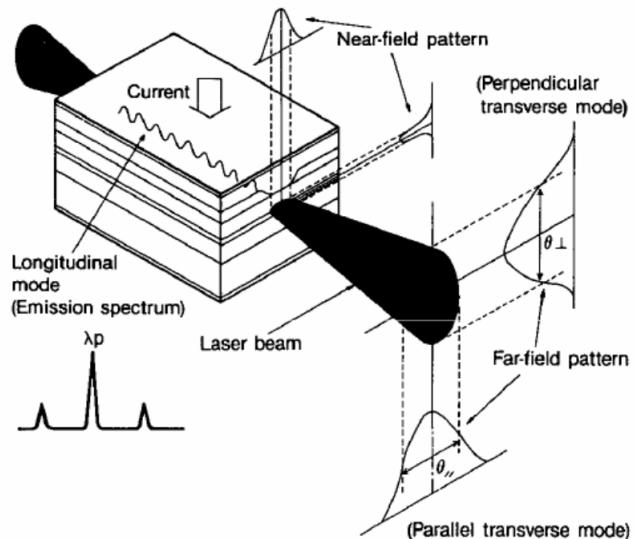
Eine Halbleiterdiode besteht im wesentlichen aus einem p- und einem n-dotierten Halbleitermaterial. Eine „Dotierung“ meint das Einbringen von Fremdatomen in ein Grundmaterial. Negativ geladenen Atome bringen dabei zusätzliche Elektronen in das Material, welche sich frei bewegen können. Diese Art von Dotieratomen werden Elektronendonatoren genannt. Positiv geladene Atome (Elektronenakzeptoren) bringen „Fehlstellen“ - auch Löcher genannt - in das Material, die sich ebenfalls frei bewegen können und sich wie positive Elektronen verhalten. Bei n-Dotierung entsteht ein Donatorniveau knapp unter dem Leitungsband des Materials, bei p-Dotierung ein Akzeptorniveau knapp über dem Valenzband. Diese können schon durch geringfügige thermische Anregung (Raumtemperatur) besetzt werden, wodurch die Anzahl der freien Ladungsträger und somit auch die Leitfähigkeit steigt. Im Übergang einer p- zu einer n-dotierten Schicht bilden sich durch den Austausch von Löchern aus der p-dotierten Schicht und Elektronen aus der n-dotierten Schicht Bereiche positiver Ladung in der n-dotierten Schicht und negativer Ladung in der p-dotierten Schicht. Die dadurch bedingte Coulombkraft führt dazu, dass keine freien Ladungsträger im pn-Übergang verweilen können und dieser somit wie ein Isolator fungiert. Dieser Bereich wird *Verarmungszone* oder *Sperrsicht* genannt. Wird ein Strom so an das Material angelegt, dass die negativ dotierte Schicht mit dem negativen Pol der Stromquelle verbunden ist, wirkt die anliegende Spannung diesem Effekt entgegen, weshalb Strom zwischen den Schichten fließen kann. Elektronen rekombinieren dann mit Löchern im Valenzband der p-dotierten Schicht, wodurch ein Photon emittiert wird, dessen Energie ungefähr der Bandlücke  $E_G$  des Materials entspricht. Valenzband und Akzeptorniveau, sowie Donatorniveau und Leitungsband entsprechen den Energieniveaus des 4-Zustandssystems aus Unterabschnitt 2.1, was bedeutet, dass Besetzungsinvolution vorliegt. Die emittierten Photonen können ihrerseits wieder Emission weiterer Photonen gleicher Wellenlänge anregen.

## 2.3 Aufbau eines Diodenlasers

Das Herzstück eines Diodenlasers ist der Diodenchip, in dem durch die oben beschriebenen Prozesse bei hinreichend hoher Stromstärke kohärentes Licht emittiert wird. Die gewünschte Wellenlänge der Photonen lässt sich über den Diodenstrom und die Dioden-temperatur regulieren. Der Aufbau einer solchen Diode ist in Abbildung 2 zu sehen. Die Grafik zeigt eine stehende Welle, die sich in der Diode bildet, da diese wie ein optischer Hohlraumresonator wirkt. Dies ist möglich, da die Front- und Rückseite der Diode (teilweise) reflektieren. In einer Diode der Länge  $L$  aus einem Material mit Brechungsindex  $n$  können Wellen der Wellenlänge  $\lambda = 2L/k$ ,  $k \in \mathbb{N}$  entstehen, die in der Frequenz eine Periodizität von

$$\Delta\nu = \frac{c}{2Ln} \quad (2)$$

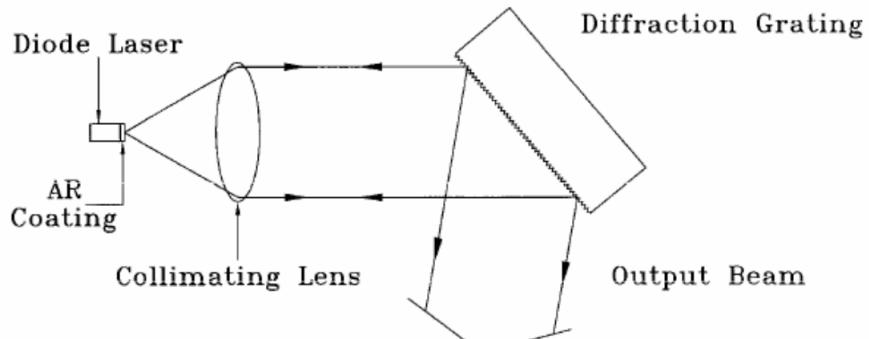
vorweisen. So ergibt sich eine Bandbreite von  $\Delta\nu \approx 50\text{MHz}$  für einen reinen Diodenlaser [1].



**Abbildung 2:** Schematische Abbildung eines Laser-Diodenchips. Es sind einzelne Schichten der Diode und eine stehende Welle erkennbar [1].

Der aus der Frontseite der Diode austretende Laserstrahl ist elliptisch und divergiert, aber wird jedoch durch eine kollimierende Linse gebündelt (Abbildung 3).

Da die Bandbreite des Frequenzspektrums eines reinen Diodenlasers nicht genügt um atomare Übergangsspektren aufzulösen, ist außerhalb des Diodenchips ein Beugungsgitter installiert. Ein Teil des auf das Gitter treffenden Strahles wird in nullter Beugungsordnung am Gitter aus dem Laser gelenkt. In erster Beugungsordnung werden ca. 15 % des Strahles zurück reflektiert, wodurch ein weiterer Resonator entsteht, dessen Enden die Rückwand der Diode und das Beugungsgitter sind. In diesem äußeren Resonator (external cavity) können sich wieder Wellen bestimmter Wellenlänge ausbilden. Da jedoch die Länge des äußeren Resonators bedeutend größer als die der Diode ist, ergibt sich nach Gleichung 2



**Abbildung 3:** Konfiguration des Diodenlasers im Littrow-Aufbau. [1]

ein feineres Frequenzspektrum. Ein weiterer Effekt des Beugungsgitters ist, dass zu einem festen Winkel nur Licht einer bestimmten Wellenlänge zurückreflektiert wird. Für einen Eintrittswinkel  $\theta$  und einen Gitterabstand  $d$  gilt für das erste Beugungsmaximum die Braggbedingung

$$\lambda = 2d \sin \theta. \quad (3)$$

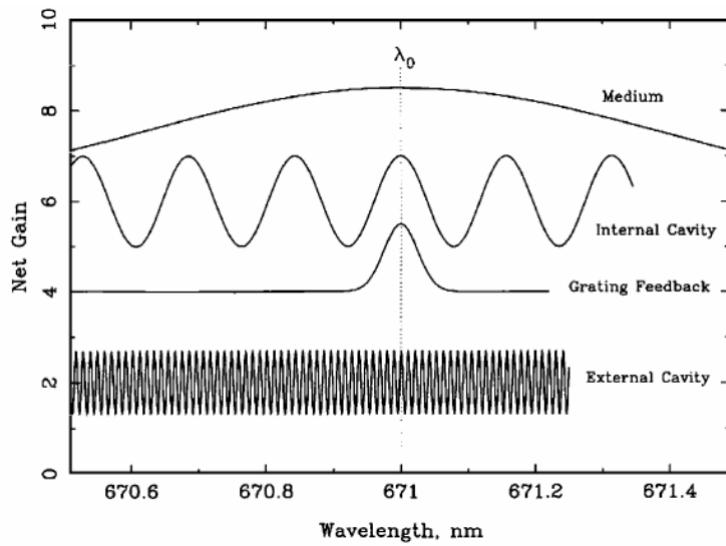
Der Winkel des Beugungsgitters kann so eingestellt werden, dass nur Licht der gewünschten Wellenlänge im richtigen Winkel zurückgestreut wird, was das Frequenzspektrum der Diode stabilisiert.

## 2.4 Frequenzjustierung des Diodenlasers

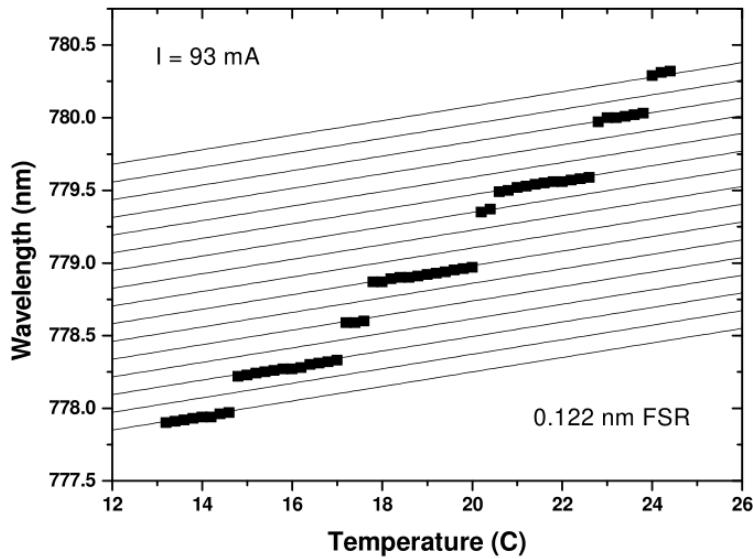
Das aktive Medium (Bereich des pn-Übergangs), der innere Resonator, die Gitterstreuung und der äußere Resonator tragen zur Verstärkung bestimmter Wellenlängen bei. Wie die Verstärkung der einzelnen Komponenten relativ zueinander wirkt ist in Abbildung 4 dargestellt.

Durch das aktive Medium findet eine Verstärkung in einem relativ großen Bereich um eine Wellenlänge  $\lambda_0$  statt, die der Energie der Bandlücke des Halbleitermaterials entspricht. Die Lage dieses Maximums kann sowohl über die Temperatur der Diode, als auch über den Diodenstrom reguliert werden. Eine Änderung der Temperatur beeinflusst einerseits den Abstand der Energieniveaus und andererseits auch den Brechungsindex des Diodenmaterials, wodurch sich die möglichen Moden im inneren Resonator ändern. Durch Kombination dieser Effekte kommt es zu Modensprüngen was in Abbildung 5 zu sehen ist.

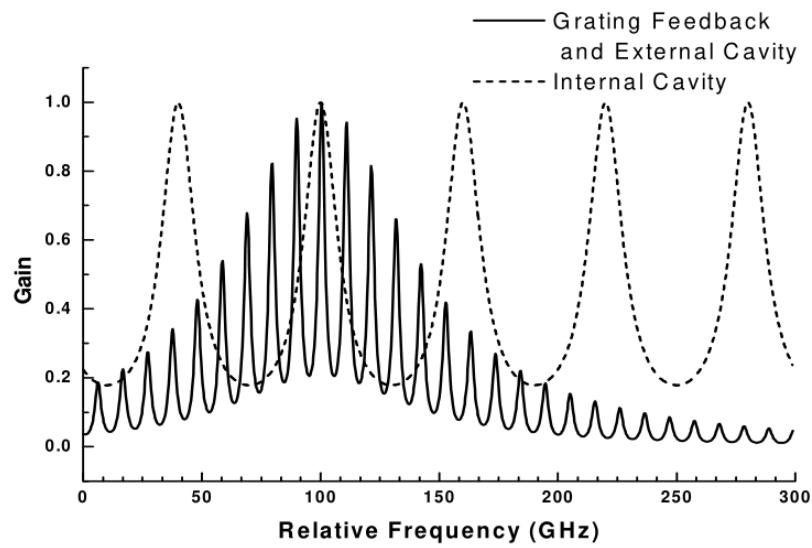
Durch den Diodenstrom wird die Ladungsdichte im aktiven Medium und die Temperatur der Diode beeinflusst, was ebenfalls die emittierte Wellenlänge ändert. Durch Abstimmen des inneren- und äußeren Resonators kann ebenfalls die gewünschte Frequenz des Lasers verstärkt werden. Bei festen Werten (Temperatur, Strom) für den inneren Resonator lässt sich mithilfe des Beugungswinkels und des Abstandes des Gitters das Modenspektrum der beiden Resonatoren abgleichen, um eine maximale Verstärkung der eingestellten Wellenlänge zu erreichen. Dies ist in Abbildung 6 dargestellt.



**Abbildung 4:** Verstärkungsfaktor der Laserkomponenten in Abhängigkeit zur Wellenlänge. Zu Gunsten der Lesbarkeit sind die Graphen versetzt zueinander aufgetragen [1].



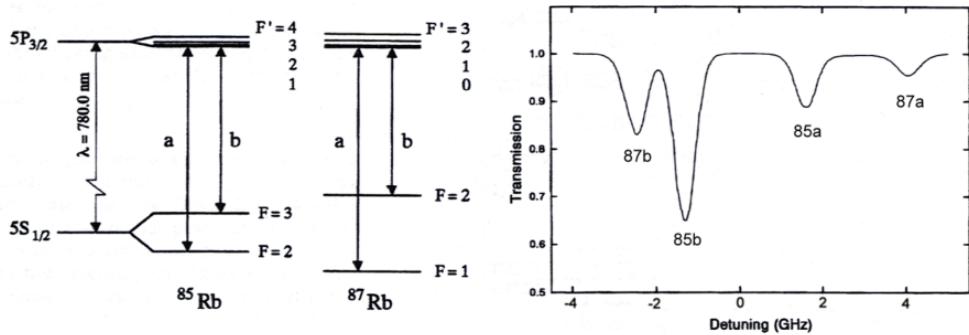
**Abbildung 5:** Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge einer Sanyo DL-7140-200S Diode [1].



**Abbildung 6:** Abstimmen der Moden des inneren Resonators mit dem Spektrum des äußeren Resonators und des Gitters [1].

## 2.5 Absorptionsspektrum von Rubidium

Wie in Abschnitt 1 erwähnt, wird die Funktionsweise des Lasers am experimentellen Beispiel des Absorptionsspektrums von Rubidium erprobt. Dazu wird der Laserstrahl durch eine mit Rubidium gefüllte Kammer geleitet. Die Elektronen der Rubidiumatome befinden sich auch auf Energieniveaus. Photonen mit Frequenzen die nach Gleichung 1 genau der Energiedifferenz zwischen solchen Niveaus entsprechen können von einem Rubidiumatom absorbiert werden. Ein Elektron wird dann auf eine höhere Schale gehoben und fällt nach kurzer Zeit zurück in den nicht angeregten Zustand. Das dabei wieder emittierte Photon kann jedoch in alle Raumrichtungen entsendet werden, weshalb sich eine Intensitätsminderung des Laserstrahls nach dem Passieren der Rubidiumzelle bei solchen Frequenzen feststellen lässt. Die anzuregenden Energieniveaus und das zu erwartende Absorptionsspektrum sind in Abbildung 7 zu sehen.



**Abbildung 7:** Energieniveaus von Rubidium und daraus resultierendes Absorptionspektrum [1].

### 3 Durchführung

Damit die Funktionsweise und die Bedienung des Lasers geübt wird, werden verschiedene Messaufgaben durchgeführt.

#### 3.1 Bestimmen des Schwellenstroms

Für die Messung des Schwellenstroms, ab dem der Laser kohärentes Licht liefert, wird der Laser an eine Steuerelektronik angeschlossen. Mithilfe dieser wird der Strom solange erhöht, bis auf einem Kamerabild einer Detektorkarte Lasergranulation zu beobachten ist. Die Detektorkarte reflektiert das Infrarotlicht des Lasers so, dass es im optischen Spektrum liegt. Lasergranulation tritt aufgrund von Beugungseffekten des Lichtes an der mikroskopisch unebenen Oberfläche eines Materials auf und ist an einem unregelmäßigen, fleckig gepunktetem Muster am Auftrittsort des Strahles zu erkennen. Der Strom, ab dem gerade die Lasergranulation zu sehen ist, wird als der Schwellenstrom bezeichnet.

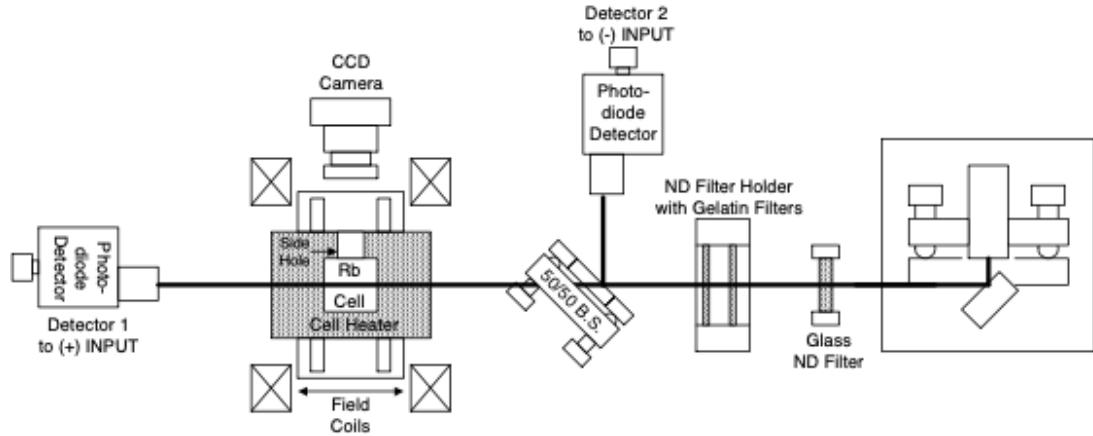
#### 3.2 Beobachten der Rubidiumfluoreszenz

Wird der Laser auf eine Rubidiumzelle gerichtet, kann das Laserlicht das Rubidium soweit anregen, dass durch eine Kamera eine Fluoreszenz wahrzunehmen ist. Dafür wird eine bestimmte Frequenz des Lichts benötigt, welche über Verstellen des Einstellwinkels des Gitters erreicht werden kann. Außerdem kann der an dem Piezokristall anliegende Strom verändert werden, was zu Folge hat, dass dieser sein Volumen ändert, sodass auch hier die Frequenz des Laserlichts eingestellt werden kann. Der Strom wird so eingestellt, dass er über dem Schwellenstrom liegt.

#### 3.3 Transmissionspektrum der Rubidiumzelle

Damit das Transmissionspektrum der Rubidiumzelle aufgenommen werden kann, werden die Einstellungen des Lasers aus Unterabschnitt 3.2 übernommen, der Aufbau wird jedoch verändert. Zwischen der Rubidiumzelle und dem Laser wird ein 50/50-Strahlteiler

installiert, der einen Teil des Strahls auf eine Photodiode lenkt. Eine weitere Photodiode wird hinter der Rubidiumzelle aufgestellt. Über diese wird das tatsächliche Transmissionspektrum gemessen. Über einen Funktionsgenerator werden die beiden Signale der Photodioden miteinander verrechnet, sodass ein Hintergrundrauschen herausgerechnet werden kann. Über ein Oszilloskop wird das bereinigte Signal sichtbar gemacht.



**Abbildung 8:** Der verwendete Versuchsaufbau zur Bestimmung des Transmissionsspektrums der Rubidiumzelle [1].

## 4 Auswertung

### 4.1 Bestimmen des Schwellenstroms

Die in Unterabschnitt 3.1 beschriebene Lasergranulation tritt ab einem Strom von rund  $I = 34 \text{ mA}$  auf. Unterhalb dieses Grenzwertes ist das Licht nicht monochromatisch und die Lasergranulation ist, wie in Abbildung 9 zu sehen, nicht zu beobachten. Wird der Grenzwert eingestellt, ist zu beobachten, dass die Intensität des Lichts stark zunimmt, was in Abbildung 10 gezeigt wird.

### 4.2 Rubidiumfluoreszenz

Die Rubidiumfluoreszenz wird für verschiedene Ströme beobachtet, eine Foto davon ist in Abbildung 11 zu sehen.

### 4.3 Transmissionsspektrum der Rubidiumzelle

In Abbildung 12 ist das gemessene Transmissionsspektrum der Rubidiumzelle aufgetragen. Aufgrund der Lage und Intensität der Peaks lassen sich diese zu den in Abbildung 7 beschriebenen Rubidiumübergängen zuordnen.



(a)  $I = 30 \text{ mA}$



(b)  $I = 33,5 \text{ mA}$

**Abbildung 9:** Bild des reflektierten Lichts für Ströme unterhalb des festgestellten Schwellenstroms. Die Lasergranulation ist nicht zu beobachten.



(a)  $I = 34 \text{ mA}$



(b)  $I = 35 \text{ mA}$

**Abbildung 10:** Bild der Lasergranulation für Ströme überhalb des festgestellten Schwellenstroms.



Abbildung 11: Bild der zu beobachtenden Rubidiumfluoreszenz.

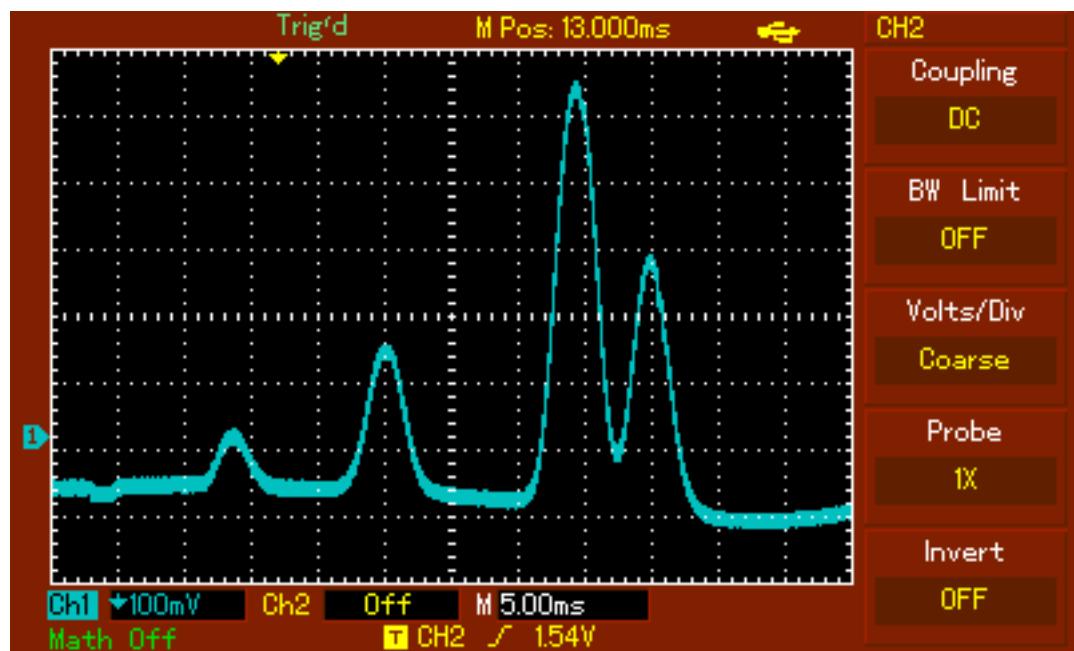


Abbildung 12: Bild des Oszilloskopbildschirms. Zu sehen ist das Transmissionspektrum der Rubidiumzelle.

## 5 Diskussion

Der Schwellenstrom des Lasers wird zu  $I = 34 \text{ mA}$  bestimmt, was durchaus plausibel ist. Auch die Rubidiumfluoreszenz ist klar erkennbar und die Peaks des Transmissionspektrums lassen sich mit großer Sicherheit den entsprechenden theoretischen Übergängen zuordnen.

## Literatur

- [1] *Diode Laser Spectroscopy*. TU Dortmund.
- [2] *Population inversion*. Wikipedia. URL: [https://en.wikipedia.org/wiki/Population\\_inversion](https://en.wikipedia.org/wiki/Population_inversion) (besucht am 25.04.2023).