

V60 - Der Diodenlaser

Tabea Hacheney
tabea.hacheney@tu-dortmund.de

Steffen Kober
steffen.kober@tu-dortmund.de

Durchführung: 15.01.2024

Abgabe: 16.01.2024

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	4
2.1	Zustandssysteme und Besetzungsinversion	4
2.2	Funktionsweise eines Halbleiterdiodenchips	5
2.3	Funktionsweise Diodenlaser	5
2.4	Frequenzvariation des Diodenlasers	7
2.5	Rubidium	7
3	Durchführung	10
3.1	Bestimmung des Schwellenstroms	10
3.2	Aufnahme der Rubidiumfluoreszenz	10
3.3	Absorptionsspektrum von Rubidium	10
4	Auswertung	12
4.1	Schwellenstrom	12
4.2	Rubidiumfluoreszenz	12
4.3	Rubidium Absorptionsspektrum	13
5	Diskussion	14
	Literatur	15
	Anhang	16

1 Zielsetzung

Dieser Versuch befasst sich mit dem Diodenlaser. Laser (**l**ight **a**mplification by **s**timulated **e**mission of **r**adiation) sind ein wichtiges Forschungsobjekt, welches der optischen Untersuchung von Phänomenen auf atomare Skala dient. In diesem Versuch soll die Funktionsweise eines AlGaAs Diodenlasers verstanden werden. In diesem Kontext wird verstanden wie kohärentes Licht erzeugt wird und wie die Lichtverstärkung realisiert wird. Das erzeugte Laserlicht wird dann sofort im Rahmen von Absorptionsspektroskopie angewandt.

2 Theorie

In diesem Abschnitt werden die grundlegenden theoretischen Konzepte für die Funktion des Lasers, sowie Anwendung der Absorptionsspektroskopie erklärt.

2.1 Zustandssysteme und Besetzungsinversion

Ein Laser basiert auf kohärentem Licht, welches bei stimulierter Emission emittiert wird. Damit stimulierte Emission auftreten kann muss sich ein Wechselwirkungspartner in einem angeregten Zustand befinden. Dies führt zum Konzept der Besetzungsinversion. Elektronen in einem Halbleiter füllen alle Bänder bis zur Fermienergie. Das nächste höhere Band, das Leitungsband, ist dahingegen völlig leer. Trifft nun allerdings ein Photon der Energie

$$E = h\nu \quad (2.1)$$

auf ein Elektron im Valenzband kann es sich selbst annihilieren und somit seine Energie an das Elektron geben. Dies geschieht nur unter der Bedingung, dass der Energiezustand des Elektrons quantenmechanisch erlaubt ist. Das bedeutet, die Photonenergie 2.1 muss der zum \vec{k} -Wert gehörigen Bandlücke E_g entsprechen. Bei diesem Übergang wird ein Zustand im Valenzband frei. Nach einer endlichen Zeit relaxiert das Elektron über spontane Emission zurück und emittiert ein Photon selber Energie, aber nicht selber Richtung. Dieses Licht ist somit nicht kohärent. Bei stimulierter Emission regt ein weiteres Photon der selben Energie den angeregten Zustand zur Relaxation an. Bei diesem Prozess ist das vom Elektron emittierte Photon kohärent zu dem stimulierenden Photon. Um eine dauerhafte stimulierte Emission im System zu erreichen kann allerdings kein Zwei-Zustandssystem verwendet werden, denn dafür wäre es nötig, dass die angeregten Zustände häufiger besetzt sind als die niederenergetischen. In einem Zwei-Zustandssystem der Energien $E_1 < E_2$ wäre die Übergangswahrscheinlichkeit von $E_1 \rightarrow E_2$ und $E_2 \rightarrow E_1$ identisch. Daher würde sich höchstens ein Gleichgewicht einstellen. Bei mehr als 3 Zuständen kann sich also eine Besetzungsinversion ausbilden.

Ein mögliches Vier-Zustandssystem ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Die Elektronen werden vom Grundzustand auf das Energieniveau 4 gepumpt. Von dort aus relaxiert das Elektron sehr schnell und ohne Emission von Strahlung in das Niveau 3. Der Übergang vom dritten Niveau zum zweiten Niveau findet über stimulierte Emission statt. Final relaxiert das Elektron vom zweiten Niveau in den Grundzustand zurück. Dort beginnt der Pump-Prozess erneut. Durch konstantes pumpen bildet sich eine Besetzungsinversion.

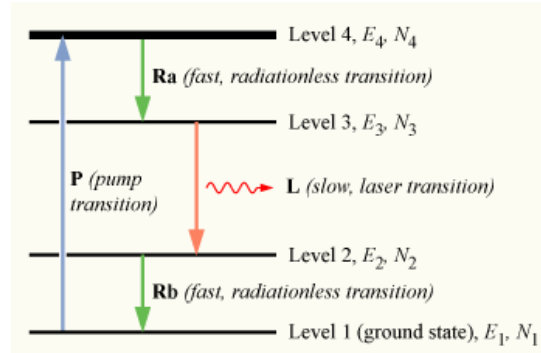


Abbildung 2.1: Energieschema eines Vier-Zustandensystems [2].

2.2 Funktionsweise eines Halbleiterdiodenchips

Eine Halbleiterdiode ist im Grunde nichts anderes als ein p-n Übergang. Ein p-n Übergang ist ein Kontakt bestehend aus einem p-dotierten und einem n-dotierten Halbleiter. N-Dotierung findet statt wenn ein Fremdatom in das Halbleitermaterial implantiert wird, welches mehr Valenzelektronen hat als das Halbleitermaterial. Das Fremdatom stellt in diesem Fall also ein weiteres Elektron. P-Dotierung beschreibt dann genau das Gegenteil, also die Einbringung eines Fremdatoms mit weniger Valenzelektronen. Dieses Fremdatom bindet daher ein Elektronen. Im Bandschema erzeugt Dotierung neue Zwischenniveaus. An der Kontaktfläche eines p-n Übergangs rekombinieren die Elektronen und Löcher. Es bildet sich eine Verarmungszone. In dieser Verarmungszone können sich keine freien Ladungsträger aufhalten und der Übergang wirkt isolierend. Legt man nun einen Strom an die Diode an, sodass der Pluspol an der p-Dotierung anliegt, wirkt die anliegende Spannung dem intrinsischen Potential entgegen. Die Elektronen und Löcher rekombinieren und emittieren ein Photon, welches ungefähr der Bandlücke entspricht. Das Valenz- und Leitungsband, sowie die Zwischenniveaus bilden ein Vier-Zustandensystem, weshalb eine Besetzungsinversion vorliegt.

2.3 Funktionsweise Diodenlaser

Im innersten befindet sich ein in Abschnitt 2.2 beschriebener Halbleiterdiodenchips. Durch anlegen eines Stroms wird kohärentes Licht emittiert. Die Forder- und Rückseite des Chips fungieren als Spiegel und bilden daher einen Resonator. Die Wellenlänge des emittierten Lichtes hängt von der Temperatur und dem Strom in der Diode ab. Der Aufbau einer solchen Diode ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Das emittierte Licht ist sehr divergent, weshalb es durch eine Linse gebündelt werden muss.

In einem Resonator der Länge L mit dem Brechungsindex n können Wellen der Wellenlängen $\lambda = 2L/k$, $k \in \mathbb{N}$ austreten. Diese weisen eine Frequenzbreite von

$$\Delta\nu = \frac{c}{2Ln} \quad (2.2)$$

auf. Typische Frequenzbreiten eines einfachen Diodenlasers liegen im Bereich $\Delta\nu \approx 50 \text{ MHz}$. Da dies für atomare Übergänge zu groß ist wird die Littrow-Konfiguration verwendet um diese Problem zu lösen.

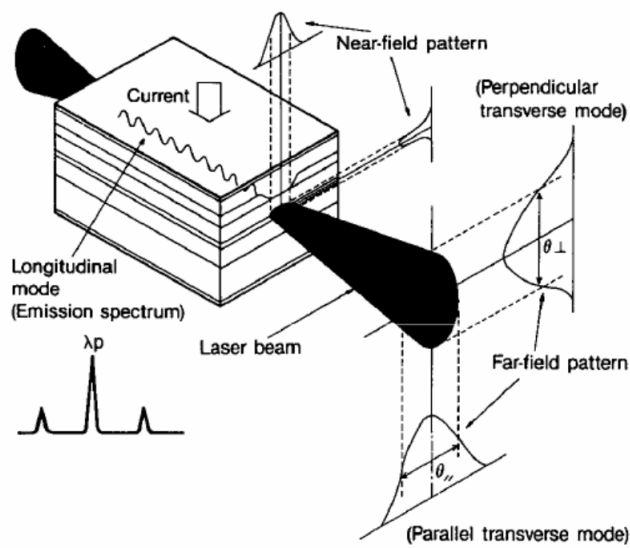


Abbildung 2.2: Schematische Abbildung eines Laser-Diodenchips. Es sind einzelne Schichten der Diode und eine stehende Welle erkennbar [1].

Die Littrow-Konfiguration ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Der Laserstrahl trifft auf

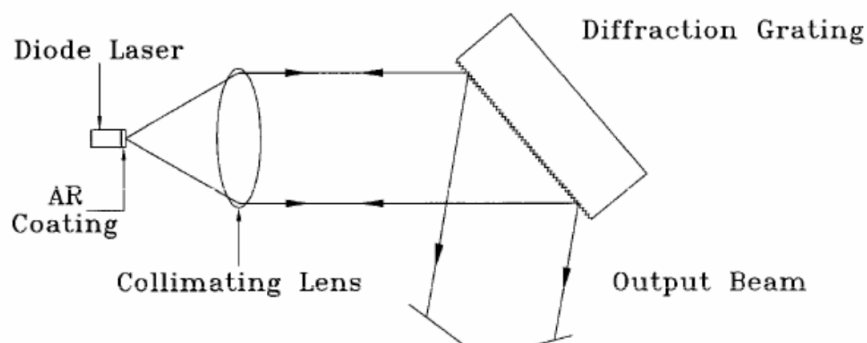


Abbildung 2.3: Littrow-Konfiguration des Diodenlasers. [1]

das Gitter und wird dort zu 15 % in erster Beugungsordnung zurück in den Laser geworfen. Das Gitter und die hintere Wand des Diodenchips bilden daher einen äußeren Resonator größerer Länge. Daher sinkt die Frequenzbreite nach Gleichung 2.2 auf einen kleineren Wert ab. Der restliche Anteil der Beugung am Gitter wird gemäß der Bragg-Bedingung

$$\lambda = 2d \sin \theta \quad (2.3)$$

gebeugt, wobei d der Gitterabstand und θ der Beugungswinkel ist. Da jede Wellenlänge anders gebeugt wird, kann anhand des Drehwinkels des Gitters die Wellenlänge verändert werden.

2.4 Frequenzvariation des Diodenlasers

Im Diodenchip findet die Verstärkung in einem großen Bereich um eine zentrale Wellenlänge λ_0 statt. Dies tritt aufgrund der Banddispersion auf. Das Maximum ist dabei abhängig von der Temperatur und dem Diodenstrom. Bei Änderung der Temperatur kann sich allerdings auch der Brechungsindex ändern, weshalb sich die Mode ändern kann. Allerdings haben auch die anderen Bauteile einen Einfluss auf die verstärkte Wellenlänge. Der Zusammenhang der Bauteile wird in Abbildung 2.4 dargestellt.

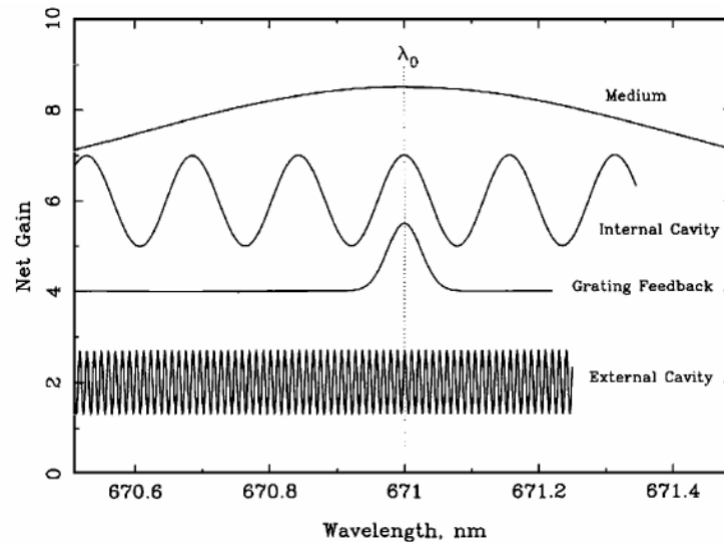


Abbildung 2.4: Verstärkungsfaktor der Komponenten in Abhängigkeit zur Wellenlänge. [1].

Die Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge wird in Abbildung 2.5 beschrieben.

Durch Abstimmen des inneren und des äußeren Resonators kann ein maximaler Gain gefunden werden. Dieses Verhalten ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

2.5 Rubidium

Rubidium ist ein Alkalimetall. Als solches eignet es sich besonders gut die Niveaufspaltung durch Fein- und Hyperfeinstruktur zu beobachten, da eine qualitative Beschreibung nur für 1 Valenzelektronenatome existiert. Die Energieniveaus von Rubidium ist links in Abbildung 2.7 zu entnehmen. Durch Photonen, welche genau der Energiedifferenz der Niveaus entsprechen können die Photonen absorbiert werden und das Elektron anregen. Relaxieren diese Elektronen wieder senden sie ein Photon der selben Wellenlänge aus. Auch wenn diese Photonen in alle Raumrichtungen emittiert werden, können sie detektiert werden.

Wird der Laserstrahl nun auf ein Rubidiumgas geschickt und das transmittierte Spektrum aufgenommen, so ist die Intensität genau der Anregungswellenlängen sehr gering. Das erwartete Absorptionsspektrum von Rubidium ist rechts in Abbildung 2.7 dargestellt.

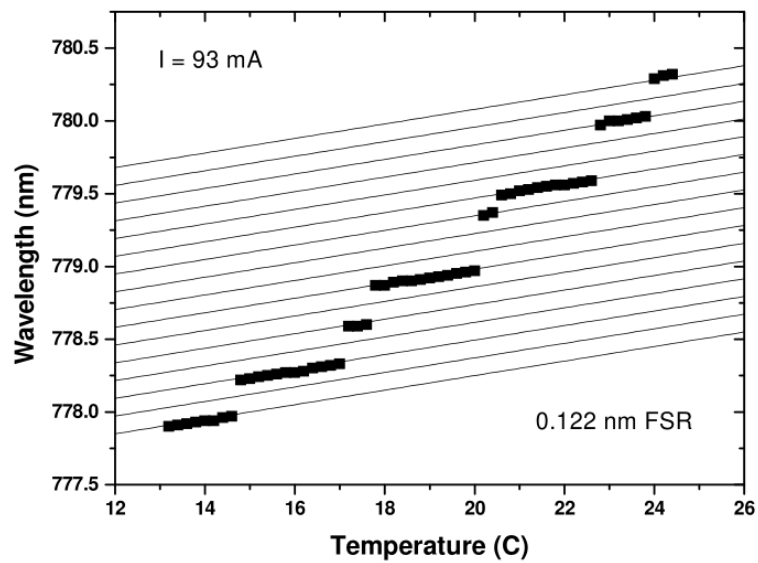


Abbildung 2.5: Temperaturabhängigkeit der verstärkten Wellenlänge einer Sanyo DL-7140-200S Diode [1].

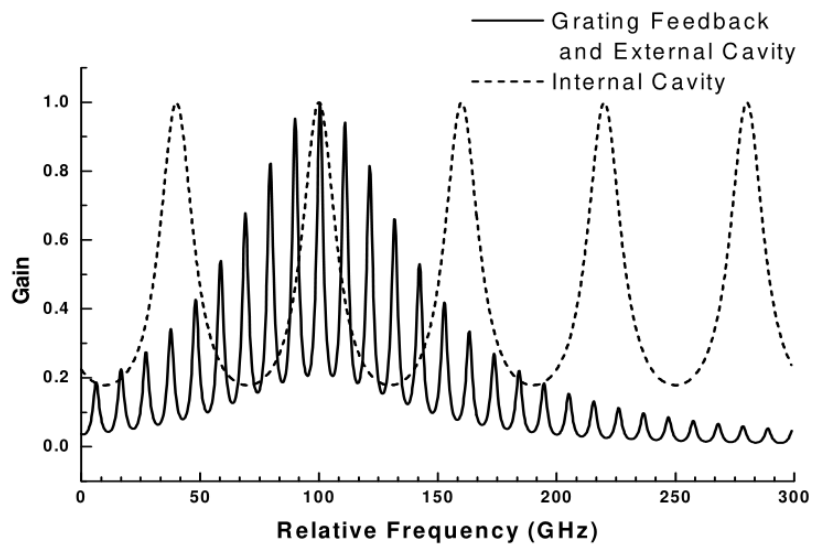


Abbildung 2.6: Abstimmung der Moden des inneren Resonators mit dem Spektrum des äußeren Resonators und des Gitters [1].

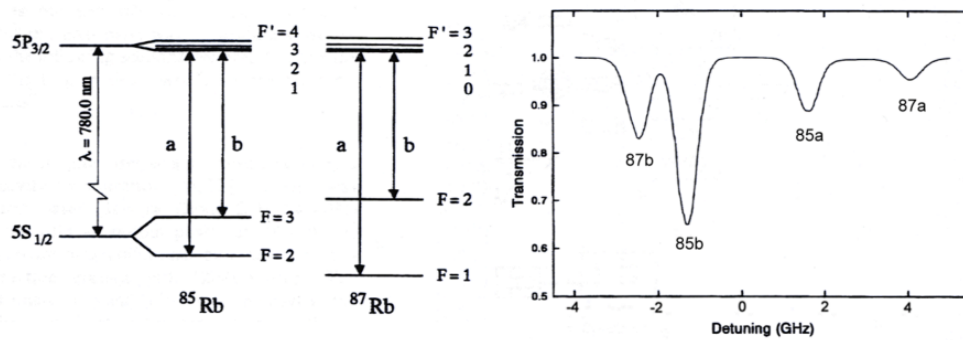


Abbildung 2.7: Energieniveaus von Rubidium, sowie das daraus resultierende Absorptionsspektrum [1].

3 Durchführung

Um ein Verständnis für den Laser, sowie das Verhalten bei verschiedenen Parametern zu erarbeiten werden verschiedene Messungen durchgeführt. Dafür wird zunächst der Laser mit den Steuer- und Messelementen verkabelt.

3.1 Bestimmung des Schwellenstroms

Um den Schwellenstrom zu messen, ab welchem der Laserbetrieb gewährleistet ist, wird der erwartete Laserstrahl mit einer Detektorkarte untersucht. Diese Detektorkarte reflektiert Infrarot so, dass es im optischen Bereich liegt. Mit einer CCD Kamera kann die Reflexion aufgenommen werden. Wird nun der Diodenstrom erhöht, tritt ab einem Schwellenwert ein selbstverstärkender Effekt auf. Zusätzlich lässt sich ein charakteristisches fleckiges geflecktes Muster auf der Karte beobachten. Dies geschieht aufgrund von Beugungseffekten an einer unebenen Oberfläche. Sobald dieses Muster auftritt und die Intensität deutlich ansteigt ist der Schwellenstrom erreicht. Dieser wird notiert.

3.2 Aufnahme der Rubidiumfluoreszenz

Als nächstes wird der aktive Laser auf eine Rubidiumzelle gerichtet. Diese ist mit einem Rubidium-Gasgemisch gefüllt, welches aus Rb-85 und Rb-87 besteht. Durch Relaxationsprozesse kann Fluoreszenz mit einer CCD Kamera aufgenommen werden. Wie in Abschnitt 2.5 beschrieben, tritt dies allerdings nur für exakt definierte Wellenlängen auf. Die Wellenlänge kann durch Drehung des Gitters, und somit der Veränderung der Länge des äußeren Hohlleiters, variiert werden. Dies geschieht, bis man Fluoreszenz beobachtet.

3.3 Absorptionsspektrum von Rubidium

Um das Absorptionsspektrum von Rubidium zu messen wird ein Versuchsaufbau nach Abbildung 3.1 gebaut.

Der Laser trifft zunächst auf einen 50/50 Strahlteiler. Ein Teil des Strahls wird direkt in eine Photodiode eingespeist und der andere Teil wird durch die Rubidiumzelle auf eine weitere Photodiode gestrahlt. Mithilfe eines Oszilloskops kann schließlich das Differenzsignal dargestellt werden. Dies ist notwendig, um Hintergrundrauschen zu minimieren und ein möglichst genaues Spektrum zu erhalten. Der Strom wird gemäß einer Dreiecksschwingung linear um einen Nullwert erhöht und gesenkt, um das

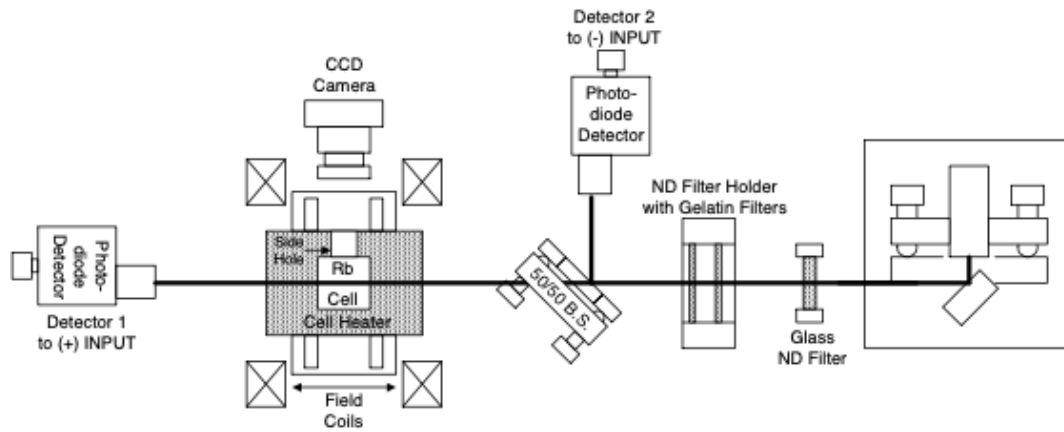


Abbildung 3.1: Verwendeter Versuchsaufbau zur Bestimmung des Absorptionsspektrums der Rubidiumzelle [1].

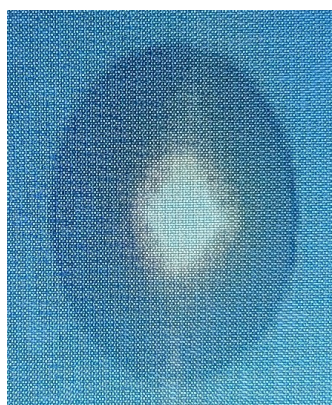
Absorptionsspektrum des Rubidiumgases in Abhängigkeit der Wellenlänge darstellen zu können.

4 Auswertung

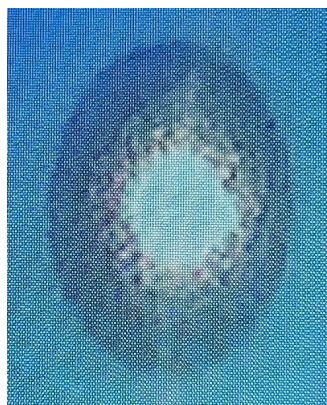
4.1 Schwellenstrom

Ab einem bestimmten Schwellenstrom fungiert der Laser nicht mehr lediglich als LED, sondern es tritt ein selbstverstärkender Effekt auf, wodurch sich die Intensität des Laserstrahls drastisch erhöht und kohärentes Licht geliefert wird. Dieser Schwellenstrom lässt sich an dem Übergang von niedriger zu sehr hoher Lichtintensität festmachen. Zudem lässt sich ein getupftes Muster erkennen, was durch Beugungseffekte an der unebenen Oberfläche der Detektorkarte herrührt.

Hiermit lässt sich der Schwellenstrom zu $I_{\text{thr}} = 35,1 \text{ mA}$ bestimmen. Der Laserstrahl vor dem Erreichen des Schwellenstromwerts ist in Abbildung 4.1a dargestellt, wohingegen Abbildung 4.1b den Laserstrahl nach überschreiten des Schwellenstromwerts zeigt. In letzterem Bild ist das charakteristische Muster deutlich zu erkennen.



(a) $I = 34,5 \text{ mA}$



(b) $I = 35,1 \text{ mA}$.

Abbildung 4.1: Reflexion des Laserstrahls an einer Detektorkarte vor (4.1a) und nach (4.1b) Erreichen des Schwellenstromwerts. In Abbildung 4.1b ist um den Strahl herum ein getupftes Muster zu erkennen.

4.2 Rubidiumfluoreszenz

Wenn die Wellenlänge des Laserstrahls den Differenzen der Energieniveaus im Rubidium entsprechen, fängt das Rubidiumgas an zu fluoreszieren. Es wird angeregt und emittiert die Energie wieder in Form von Photonen diffus im Raum. Eine Aufnahme dieses Effektes ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

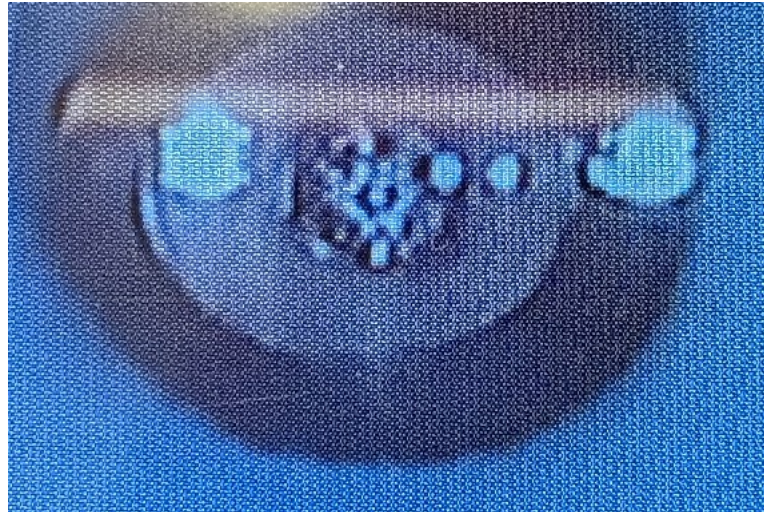


Abbildung 4.2: Fluoreszenz des Rubidium-Gasgemisch.

4.3 Rubidium Absorptionsspektrum

Für einen linear sinkenden (/ansteigenden) angelegten Strom werden mehrere Wellenlängen des Lasers durchlaufen. Es lässt sich nun ein zeitlicher Verlauf der gemessenen Intensität der Photodioden messen. Es wird die Differenz der Photodioden verwendet, um Störeffekte zu vermindern und somit das reine Absorptionsspektrum des Rubidiumgases zu erhalten. Das aufgenommene Absorptionsspektrum ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Zu sehen sind hier die in Abbildung 2.7 eingeführten Übergänge der Rubidium Isotope. Es lässt sich zusätzlich erkennen, dass die Peaks des Rb-85 Isotops in etwa 3-Mal so groß sind, wie die des Rb-87 Isotops. Es liegt also etwa eine Verteilung von $\approx 33\%$ Rb-87 und $\approx 66\%$ Rb-85 vor.

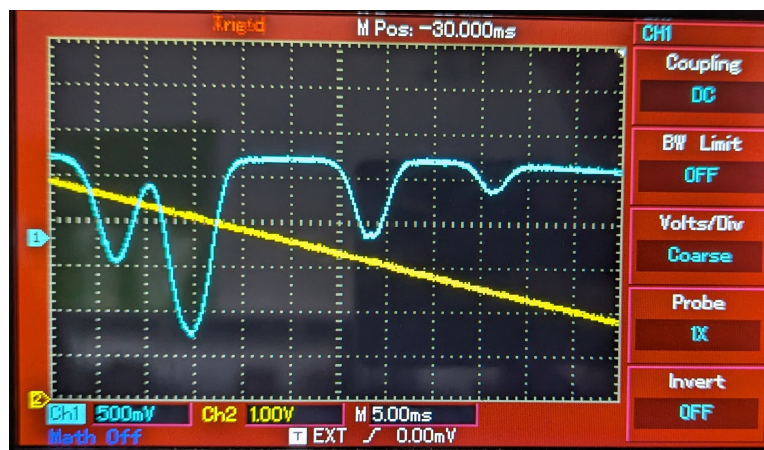


Abbildung 4.3: Absorptionsspektrum des Rubidiumgases.

5 Diskussion

Der bestimmte Wert für den Schwellenstrom $I_{\text{thr}} = 35,1 \text{ mA}$ stellt einen plausiblen Wert dar. Ein Vergleich zu einem Theoriewert kann nicht gezogen werden.

Die Fluoreszenz des Rubidiums ist deutlich sichtbar, obgleich die Qualität des aufgenommenen Bildes den beobachteten Effekt nicht in ganzer Intensität wiedergibt. Es wurde ein Flackern der Fluoreszenz mit steigenden Strom beobachtet. Dies ist ein zu erwartender Effekt.

Das aufgenommene Absorptionsspektrum des Rubidium-Gasgemisch lassen sich sehr gut der theoretischen Vorhersage zuordnen. Das Verhältnis der Isotope lässt sich ebenfalls abschätzen und liegt im Einklang mit dem in der Natur vorliegenden Verhältnis.

Literatur

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

Anhang