

VERSUCH 60

Diodenlaser

Theodor Zies
theodor.zies@tu-dortmund.de

Bastian Schuchardt
bastian.schuchardt@tu-dortmund.de

Durchführung: 15.05.2023

Abgabe: 16.05.2023

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
2.1 Absorption und Emission in Zustandssystemen	3
2.2 Dioden	4
2.3 Aufbau eines Diodenlasers und Justierung	5
2.4 Absorptionsspektrum von Rubidium	9
3 Durchführung	10
3.1 Messen des Schwellenstrom	10
3.2 Aufnahme der Rubidiumsfluoreszenz	10
3.3 Transmissionsspektrum der Rubidiumzelle	11
4 Auswertung	11
4.1 Schwellenstrom	11
4.2 Rubidiumfluoreszenz	11
4.3 Transmissionsspektrum	13
5 Diskussion	13
Literatur	13

1 Zielsetzung

Diodenlaser sind von zentraler Bedeutung in der Physik, da mit ihrem starken Output von kohärenten Licht innerhalb eines schmalen Frequenzspektrums sehr gut atomare Strukturen bzw. Quantensysteme untersucht werden können. Außerdem können die Laser auf eine bestimmte Wellenlänge eingestellt werden, wodurch sie sich optimal auf das zu untersuchende System anpassen lassen. In diesem Versuch soll die Funktionsweise eines Diodenlasers näher untersucht werden, indem die Fluoreszenz von Rubidium nachgewiesen wird. Dafür müssen die verschiedenen Laserparameter so justiert werden, dass die für Rubidium benötigte Wellenlänge erzeugt wird.

2 Theorie

Bevor der Aufbau eines Diodenlasers erläutert wird, folgen zuerst die physikalischen Grundlagen von Photonenemission sowie Halbleitern und Dioden, da diese essentiell für das Verständnis der Funktionsweise eines Diodenlasers sind.

2.1 Absorption und Emission in Zustandssystemen

In quantenmechanischen Systemen liegen diskrete Energieniveaus vor, das einfachste Beispiel hierfür ist ein Zweizustandssystem mit einer Grundzustandsenergie E_1 und einem angeregten Zustand mit der Energie E_2 . Um in einen angeregten Zustand zu wechseln, kann ein Teilchen ein Photon absorbieren, falls die Energie des Photons genau der Energiedifferenz der Niveaus entspricht:

$$E_{\text{ph}} = E_2 - E_1 = h\omega$$

Umgekehrt muss ein Photon emittiert werden, wenn das Teilchen wieder auf den Grundzustand wechselt. Die Emission des Photons kann zufällig erfolgen (spontane Emission), oder durch ein anderes Photon ausgelöst werden (stimulierte Emission). Bei der stimulierten Emission wird zusätzlich zu dem Photon, das die Emission ausgelöst hat, ein zweites Photon erzeugt. Dieses Photon ist hinsichtlich aller seiner Eigenschaften wie Frequenz, Polarisation und Phase identisch zum ersten Photon. Somit ist leicht ersichtlich, warum dieser Vorgang in Lasern ausgenutzt wird. Findet er oft genug statt, so wird eine ganz spezifische Wellenlänge an Licht stark verstärkt, die dann zum Experimentieren genutzt werden kann.

Damit die stimulierte Emission im Vergleich zur spontanen Emission überwiegen kann, muss der energetisch höhere Zustand häufiger besetzt sein als der niedrige, dies wird auch als Besetzungsinversion bezeichnet. In dem zuvor beschriebenen Zweizustandssystem lässt sich dies nicht realisieren. Da die Übergangswahrscheinlichkeit von E_1 zu E_2 genau so groß ist wie von E_2 zu E_1 , kann höchstens eine Gleichbesetzung erreicht werden. Sobald ein oder mehrere weitere Zustände hinzugefügt werden, kann dieser Effekt jedoch auftreten. In Abbildung 1 ist der simpelste Fall, also ein Dreizustandssystem, abgebildet.

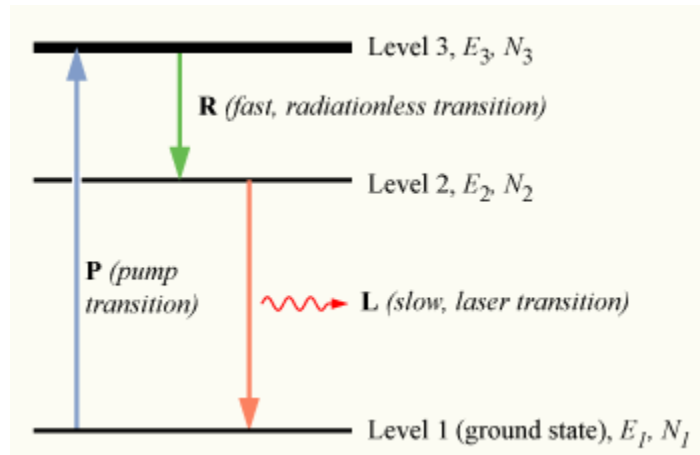


Abbildung 1: Skizze eines Dreizustandssystems und den möglichen Übergängen. [1]

Es existiert ein drittes Energieniveau E_3 , in das die Teilchen durch die eingehenden Photonen gepumpt werden. Dannach fallen sie sehr schnell ohne Emission eines Photons in den mittleren Zustand E_2 . Von dort aus kann die zuvor beschriebene, langsamere stimulierte Emission stattfinden. Alle Teilchen die im Grundzustand landen, werden durch die anderen Photonen direkt wieder in den höchsten Zustand versetzt. Somit verweilen die meisten Teilchen im mittleren Zustand E_2 und die zuvor beschriebene Besetzungsinversion wurde erreicht.

2.2 Dioden

Die Diode ist das zentrale Element, dass die Umwandlung der elektrischen Energie, die dem Laser zugeführt wird, in kohärentes Licht ermöglicht. Dafür werden die Eigenschaften von p- und n-dotierten Halbleitern ausgenutzt, beziehungsweise die einer Kombination von beiden. Ein dotierter Halbleiter ist ein Kristall, in den Fremdatome eingebracht wurden. Bei der p-dotierung handelt es sich um Fremdatome mit einem Hüllenelektron weniger als die ursprünglichen Atome. Das fehlende Elektron wird als "Loch" betrachtet und verhält sich bereits mit geringer thermischer Anregung (Raumtemperatur) wie in positives Teilchen, dass sich frei bewegen kann. Ein n-dotierter Halbleiter verfügt über Fremdatome mit einem zusätzlichen Hüllenelektron, welches sich nach Anregung dann ebenfalls frei bewegen kann. Eine Diode konstruiert man nun, indem man einen p- und n-dotierten Halbleiter zusammenfügt, sodass ein Übergang zwischen den beiden Zonen entsteht. An dem Übergang können Elektronen und Löcher ausgetauscht werden, sodass eine Zone negativer Ladung im p-dotierten Teil und eine Zone positiver Ladung im n-dotierten Teil entsteht. In dieser Zone können sich keine freien Ladungsträger mehr aufhalten, daher wird sie auch als Sperrschicht bezeichnet. Die Situation ist in Abbildung 2 skizziert.

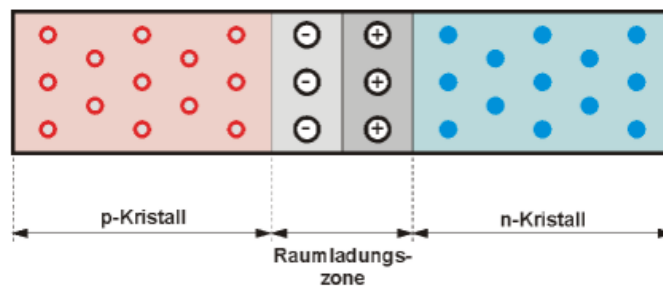


Abbildung 2: Schematische Darstellung eines pn-Übergangs. [2]

Nun wird eine Spannung angelegt, dabei ist die Polung entscheidend, da der pn-Übergang nur in einer Richtung stromdurchlässig ist. Sobald ein Strom durch die Diode fließt, beginnen die Elektron-Loch Paare zu rekombinieren und senden dabei Photonen aus, der Vorgang ist in Abbildung 3 dargestellt.

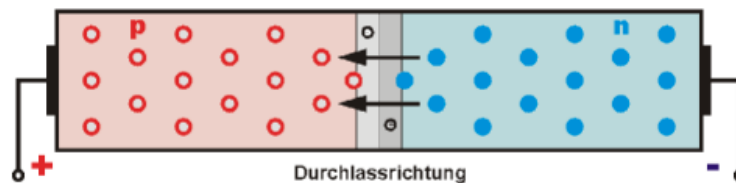


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines pn-Übergangs bei angelegter Spannung. [2]

Energetisch betrachtet liegt hier ein Vierniveausystem vor, also analog zu dem in Unterabschnitt 2.1 beschriebenen System mit einem zusätzlichen Energieniveau knapp über der Grundzustandsenergie. Bei ausreichend großen Stromstärken werden genug Photonen emittiert, um eine Besetzungsinversion zu erreichen. Dann findet in der Diode stimulierte Emission statt und es entsteht kohärentes Licht mit hoher Intensität, da die emittierten Photonen direkt weitere, identische Photonen erzeugen können.

2.3 Aufbau eines Diodenlasers und Justierung

Der wesentliche Bestandteil eines Diodenlasers ist der Diodenchip, der in seinem Zentrum sitzt. In Abbildung 4 ist der genaue Aufbau dargestellt.

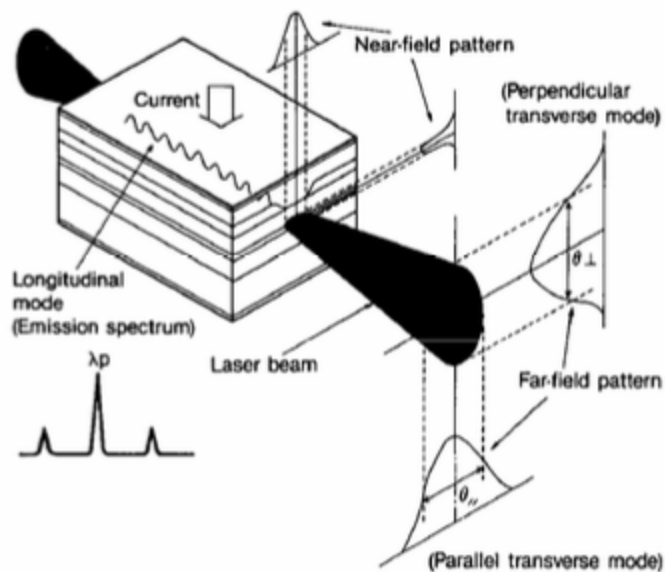


Abbildung 4: Skizze des Diodenchips, in der die einzelnen Schichten der Diode, die stehende Welle sowie der den vom Laser emittierte Lichtstrahl erkennbar sind. [3]

Durch den Chip fließt ein Strom von oben nach unten. In der sogenannten aktiven Schicht entsteht durch die in Unterabschnitt 2.2 beschriebenen Prozesse bei ausreichender Stromstärke kohärentes Licht. Ist die Stromstärke zu gering, so wird keine Besetzungsinversion erreicht und der Laser emittiert ein breites Frequenzspektrum, ähnlich einer normalen LED. In Abbildung 4 ist eine stehende Welle zu sehen, die sich in einem extra konstruierten optischen Resonator innerhalb des Diodenchips ausbildet. Ein Ende des Resonators ist vollständig reflektierend, während das andere nur teilweise reflektierend ist, um ein Austritt des Laserlichtes zu ermöglichen. Durch die stehende Welle kann die stimulierte Emission kontinuierlich stattfinden und der Laser emittiert somit andauernd Licht mit der selben Wellenlänge. Der Lichtstrahl, der den Chip verlässt, ist elliptisch und stark divergent, daher wird er mithilfe einer Kollimationslinse gebündelt. Die typische Bandbreite eines reinen Diodenlasers beträgt 50 MHz und ist somit zu groß, um Übergangsspektren von Atomen aufzulösen. Um die Bandbreite zu verkleinern und den Laser weniger unempfindlich für von außen eintreffendes Licht zu machen, wird ein Teil des auslaufenden Strahls mithilfe eines Beugungsgitters wieder zurück in den Laser geworfen (diffraction grating). Eine Skizze hiervon ist in Abbildung 5 zu sehen.

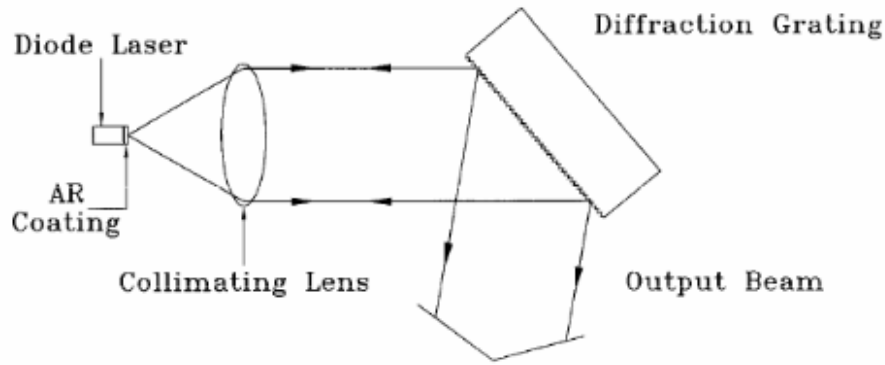


Abbildung 5: Schematische Darstellung des Prinzips des diffraction grating mithilfe der Bragg-Reflektion. [3]

Die reflektierte Wellenlänge lässt sich über den Winkel θ des Gitters mithilfe der Bragg-Bedingung berechnen über:

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

Um den Laseroutput zu stabilisieren, sollte diese Wellenlänge derjenigen der stehenden Welle im Diodenchip entsprechen. Aufgrund des größeren Abstandes zwischen Diodenchip und Gitter verkleinert sich das Frequenzspektrum, man nennt diesen Teil auch den äußeren Resonator (external cavity). Das in nullter Ordnung reflektierte Licht (ca. 85%) verlässt den Laser und wird zum Experimentieren verwendet. Um nun eine bestimmte Wellenlänge zu erhalten, können verschiedene Bestandteile des Diodenlasers justiert werden.

- Das Medium
- Der innere Resonator
- Die Gitterstreuung
- Der äußere Resonator

Die Einflüsse der Bestandteile sind in Abbildung 6 dargestellt. Durch das aktive Medium findet eine breite Verstärkung um eine Wellenlänge λ_0 statt. Diese Wellenlänge ist temperaturabhängig, da sie der Bandlücke des Mediums entspricht und diese auch Temperatur abhängig ist. Des Weiteren kann sie auch durch den Diodenstrom verändert werden und ist außerdem die größte Einstellmöglichkeit des Lasers. Weiterhin ändert eine Temperaturänderung auch den Brechungsindex des Diodenmaterials, so dass sich die Moden im inneren Resonator ändern. Dadurch kann es zu in Abbildung 7 dargestellten Modensprüngen kommen. Außerdem hat der Diodenstrom noch Einfluss auf die Ladungsdichte und die Temperatur des aktiven Mediums und damit auch auf die Länge, so dass Frequenzänderungen im inneren Resonator entstehen. Durch Einstellen des Gitterwinkels und -abstands lassen sich bei festem Diodenstrom und fester Temperatur die Modenspektren der Resonatoren abstimmen und eine maximale Verstärkung erzielen. Dies ist in Abbildung 8 dargestellt.

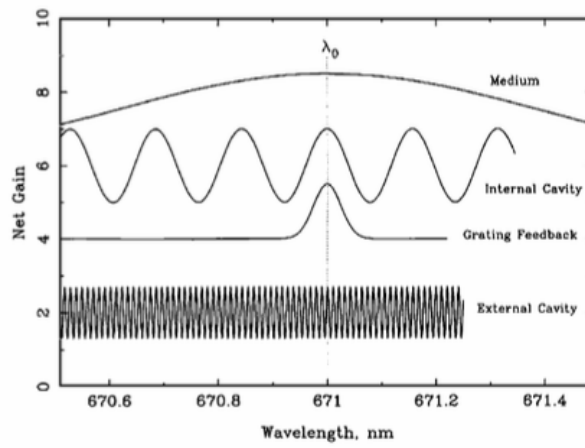


Abbildung 6: Einfluss der Laserbestandteile in Abhängigkeit der Wellenlänge. Aus Gründen der Lesbarkeit wurden die Graphen versetzt aufgetragen. [3]

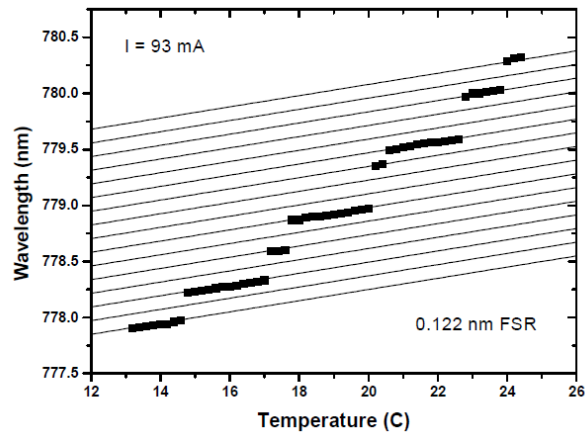


Abbildung 7: Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge des Lasers. [3]

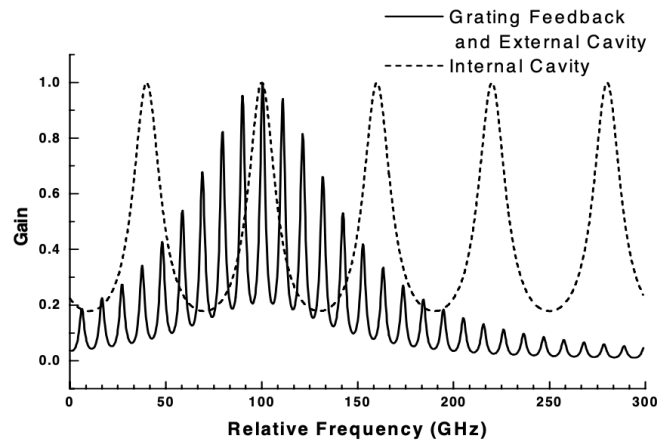


Abbildung 8: Gain gegen Frequenz der Moden aufgetragen beim Abstimmen des inneren und des äußeren Resonator. [3]

2.4 Absorptionsspektrum von Rubidium

Trifft Laserlicht auf eine mit Rubidium gefüllte Kammer, so ist eine Intensitätsabnahme festzustellen. Diese lässt sich dadurch erklären, dass die Elektronen der Rubidiumatome sich auf Energieniveaus befinden und durch die einfallenden Photonen durch Absorption auf höhere Energieniveaus gehoben werden. Die Photonen müssen eine Energie haben, die genau der Differenz der Energieniveaus entspricht. Anschließend fallen sie wieder herunter und emittieren dabei ein Photon mit der gleichen Energie. Da diese nun in alle möglichen Richtungen emittiert werden, also nicht nur in Richtung des Laserstrahls, kann eine Intensitätsabnahme festgestellt werden. Das Transmissionsspektrum von Rubidium ist in Abbildung 9 dargestellt und soll in diesem Versuch nachgewiesen werden.

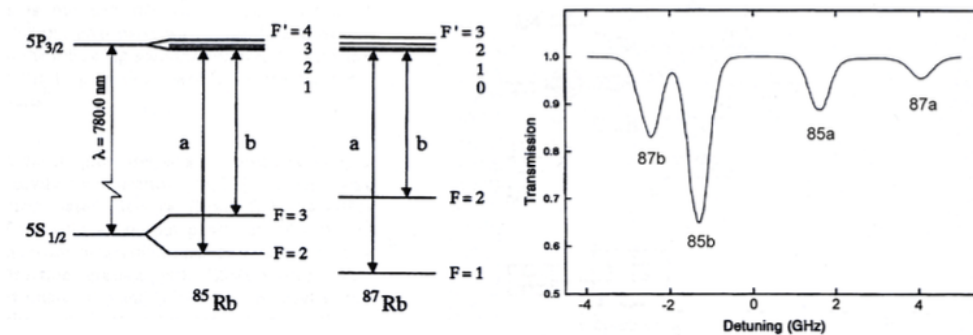


Abbildung 9: Rubidium. [3]

3 Durchführung

Es werden drei Messungen mit unterschiedlichen Messaufbauten aufgenommen, um die Bedienung des Lasers zu üben. Aus Sicherheitsgründen wurden Schutzbrillen getragen und, um die Messungen so störfrei wie möglich zu machen, wurde der Raum teilweise abgedunkelt.

3.1 Messen des Schwellenstrom

Für den weiteren Versuch ist es wichtig den Schwellenstrom zu messen, da unter dem Schwellenstrom der Laser nur als LED funktioniert und dementsprechend kein kohärentes Licht erzeugt. Dafür wird der Laser an eine Apparatur angeschlossen mit der der Strom variiert werden kann. Weiterhin wird eine Kamera vor eine Detektorkarte positioniert, der Strom notiert bei dem Lasergranulation auftritt und entsprechende Fotos gemacht. Der entsprechende Aufbau ist in Abbildung 10 zu finden. Die Detektorkarte wird so positioniert, dass der Strahl auf sie auftrifft. Lasergranulation (auch Speckle genannt) ist ein Beugungseffekt, der durch die Unebenheit der Detektorkarte entsteht und ist leicht durch ein gepunktetes Muster um die Auftreffstelle des Laserstrahls zu erkennen.

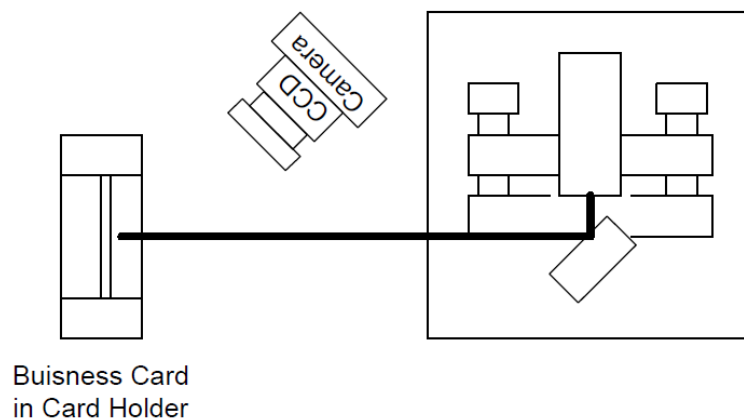


Abbildung 10: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung des Schwellenstroms. [3]

3.2 Aufnahme der Rubidiumsfluoreszenz

Um Rubidiumfluoreszenz zu erreichen, wird ein in Abbildung 11 abgebildeter Aufbau verwendet. Dabei wird Laserlicht auf eine Rubidiumzelle gerichtet, so dass das Rubidium angeregt wird und auf der Kamera erkennbar ist. Für die restlichen Messungen wird ein Strom über dem Schwellenstrom eingestellt. Da eine bestimmte Frequenz benötigt wird, um das Rubidium anzuregen, wird die Frequenz mit Hilfe eines winkelverstellbaren Gitters variiert. Weiterhin kann zum Erreichen der Frequenz auch der Strom des Piezokristalls am Controller verändert werden.

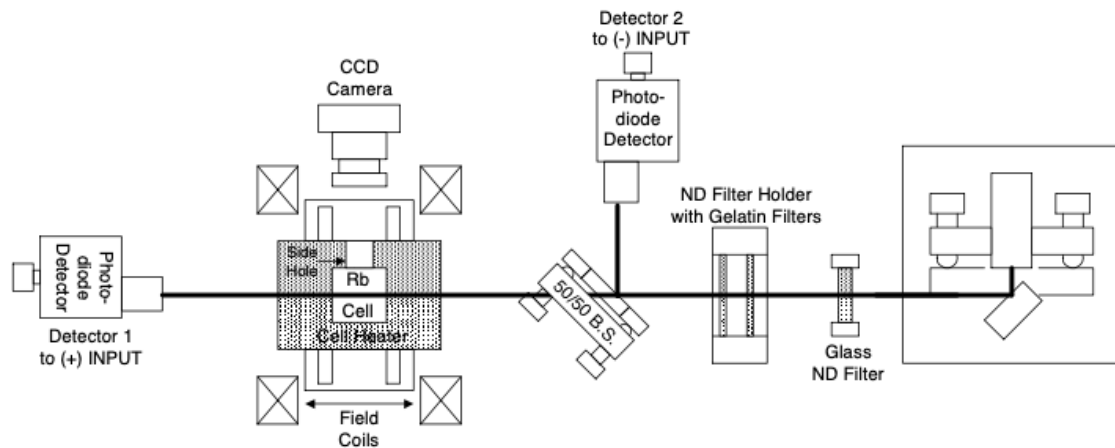


Abbildung 11: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der Rubidiumsfluoreszenz. [3]

3.3 Transmissionsspektrum der Rubidiumzelle

Um das Transmissionsspektrum von Rubidium zu bestimmen, wird wieder der Aufbau in Abbildung 11 verwendet. Diesmal wird zusätzlich das Signal der Photodetektoren benötigt. Hinter der Rubidiumzelle wird ein 50/50-Strahlteiler montiert, der den Strahl auf eine Photodiode lenkt. Eine weitere Photodiode, an der das tatsächliche Spektrum gemessen wird, wird hinter dem Strahlteiler installiert. Durch einen Funktionsgenerator können beide Signale der Photodioden verrechnet werden, um ein möglichst gleichmäßiges und geringes Hintergrundrauschen zu haben. Das wird durch ein angeschlossenes Oszilloskop abgelesen.

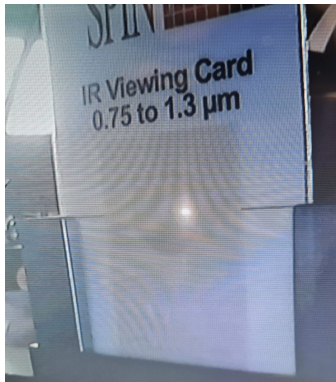
4 Auswertung

4.1 Schwellenstrom

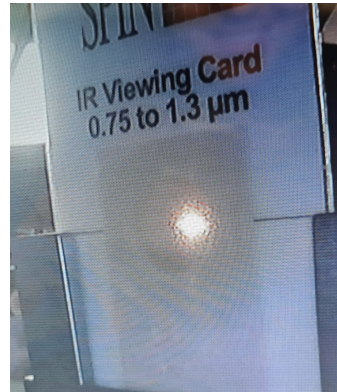
Bei einem Schwellenstrom von 34,5 mA tritt Lasergranulation auf. In Abbildung 12 sind die entsprechenden Bilder der Lasergranulation zu finden. Über dem Schwellenstrom ist außerdem ein starkes Ansteigen der Intensität zu beobachten.

4.2 Rubidiumfluoreszenz

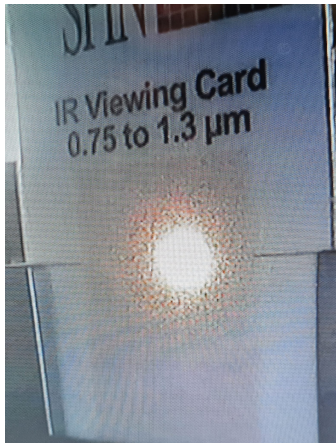
Die Rubidiumfluoreszenz kann nach erfolgreichem Einstellen der Apparatur beobachtet werden. Das aufgenommene Bild dazu ist in Abbildung 13 dargestellt. Es lässt sich eine gelbliche Linie erkennen, diese wird erzeugt durch die Rubidiumatome, die innerhalb des Laserstrahls liegen und deshalb fluoreszieren.



(a) Strom unter Schwellenstrom.



(b) Strom genau gleich dem Schwellenstrom.



(c) Strom über dem Schwellenstrom.

Abbildung 12: Bild der Detektorkarte mit und ohne Lasergranulation.



Abbildung 13: Aufnahme der Rubidiumzelle bei Auftreten der Fluoreszenz.

4.3 Transmissionsspektrum

Das gemessene Transmissionsspektrum von Rubidium ist in Abbildung 14 zu finden. Es lässt sich eindeutig der in der Theorie vorhergesagtem Spektrum zu ordnen.



Abbildung 14: Transmissionsspektrum von Rubidium.

5 Diskussion

Insgesamt konnten alle Messabschnitte erfolgreich durchgeführt werden. Der Schwellenstrom wurde zu $I = 34,5 \text{ mA}$ gemessen und die Rubidiumfluoreszenz konnte auch eindeutig gemessen werden. Außerdem ist aus dem Transmissionsspektrum klar erkennbar, dass es genau das richtige Transmissionsspektrum von Rubidium ist.

Literatur

- [1] *Besetzungsinversion*. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Population_inversion (besucht am 15.05.2023).
- [2] *pn-Übergang*. URL: <https://technik.reicke.de/egrundlagen4.php> (besucht am 15.05.2023).
- [3] *V60-Der Diodenlaser*. TU Dortmund, Fakultät Physik.