

V60

Der Diodenlaser

Yanick Sebastian Kind
yanick.kind@udo.edu

Till Willershausen
till.willershausen@udo.edu

Durchführung: 11.04.2022

Abgabe: 14.04.2022

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Theorie	3
1.1 Ziel	3
1.2 Prinzipielle Funktionsweise eines Diodenlasers	3
1.3 Komponenten eines Diodenlasers	3
1.3.1 Aktive Medium	3
1.3.2 Interner Resonator	5
1.3.3 Externer Resonator/Gitter	5
1.4 Leistung	5
1.5 Einflüsse auf die Wellenlänge	6
1.6 Transmissionsspektrum von Rubidium	8
2 Durchführung	9
2.1 Vorbereitung	9
2.2 Schwellenstrom	9
2.3 Rubidiumfluoreszenz und Transmissionsspektrum	9
3 Auswertung	10
3.1 Messung des Schwellenstroms	10
3.2 Fluoreszenz und Transmissionsspektrum	10
4 Diskussion	14
Literatur	14

1 Theorie

1.1 Ziel

In diesem Versuch wird der Diodenlaser eingestellt, dass dieser mit einer Energie abstrahlt, bei welcher Fluoreszenz bei Rubidium beobachtet werden kann. Außerdem wird das Absorptionsspektrum von Rubidium aufgenommen.

1.2 Prinzipielle Funktionsweise eines Diodenlasers

Grundlegend für einen Laser ist die Populationsinversion. Eine Populationsinversion liegt z.B. bei einem 2 Niveausystem vor, wenn in diesem System mehr Teilchen in dem Niveau 2 mit der Energie E_2 als in dem Niveau 1 mit der Energie E_1 , wobei $E_2 > E_1$ gilt, sind. Wenn ein Teilchen von Niveau 2 auf Niveau 1 springt, wird aufgrund der Energieerhaltung ein Photon mit der Energie $E_2 - E_1 = \hbar\omega$ abgestrahlt. Die Abstrahlung eines Photons wird Emission genannt, wobei bei dem Laser die stimulierte Emission genutzt wird, da diese koheräentes Licht abstrahlt, welches bei einem Laser von großer Bedeutung ist. Die stimulierten Emission wird durch ein Photon verursacht, weswegen ein Photon erzeugt wird, welches die gleiche Wellenlänge, Phase, Polarisation und Ausbreitungsrichtung besitzt. Somit ist das emittierte Licht koheränt.

1.3 Komponenten eines Diodenlasers

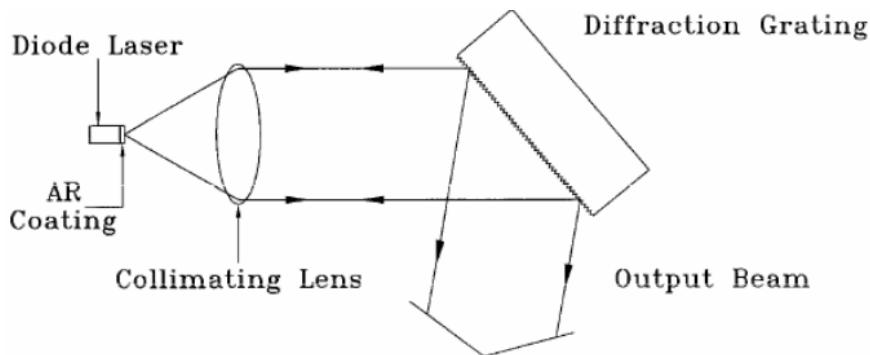


Abbildung 1: Grober Aufbau eines Diodenlasers[1]

Ein Diodenlaser (Laser ist ein Akronym für light amplification by stimulated emission of radiation) besteht im wesentlichen aus 3 Komponenten. Diese sind das aktive Medium 1.3.1, der interne Resonator 1.3.2 und der externe Resonator bzw. das Gitter 1.3.3.

1.3.1 Aktive Medium

In dem aktiven Medium werden Photonen durch p-n-Übergänge erzeugt. P-dotierte Halbleiter sind mit einem Element, welches ein Valenzelektron weniger besitzt, versehen. Dieses fehlende Elektron kann als Loch (positiv geladenes Quasiteilchen) behandelt werden. Das

Loch wird durch ein Valenzelektron eines Halbleiteratoms aufgefüllt, wodurch sich dieses schon bei geringen Temperaturen fortbewegen kann, da an diesem Halbleiteratom ein Loch entstanden ist, welches wieder aufgefüllt wird. Deshalb wird das Fremdatom auch Akzeptor genannt. Bei der n-Dotierung wurde dem Halbleiter ein Element hinzugefügt, welches ein Valenzelektron mehr besitzt. Dieses kann sich ebenfalls schon bei geringen Temperaturen frei bewegen, weshalb dieses Fremdatom Donator genannt wird. Entscheidend bei dem Laser ist der p-n-Übergang, welcher durch Kontakt einer p-dotierten und einer n-dotierten Halbleiterschicht entsteht. Dabei diffundieren die überschüssigen

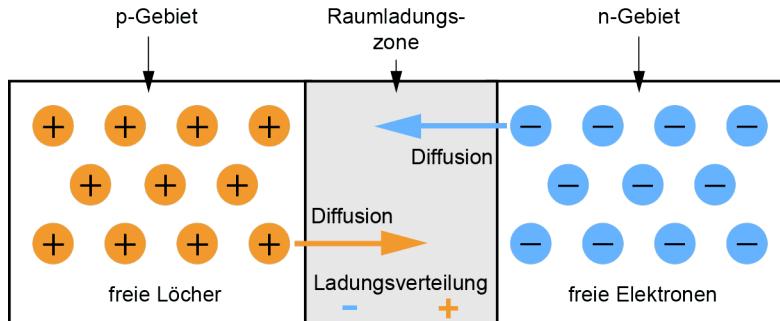


Abbildung 2: Diffusion bei Kontakt zwischen einem n- und p-dotierten Halbleiter[2]

Elektronen der n-dotierten in die p-dotierte Schicht, während die überschüssigen Löcher des p-dotierten Halbleiters in die n-dotierte Schicht diffundieren. Dadurch fehlen in den jeweiligen Schichten frei bewegliche Ladungsträger und die ortsfesten Dotierungsatome sind nicht mehr elektrisch neutral. Somit entsteht eine Raumladungszone mit einer inhomogenen Ladungsverteilung, wodurch eine Spannung erzeugt wird. Diese Spannung dient für die freien Ladungen als Potentialwall. Das Elektron in Abbildung 3 kann die Raumladungszone nur überqueren, wenn es die Energie E_C besitzt, wonach es mit einem Loch rekombinieren kann und Energie, die mindestens der Bandlücke entspricht, in Form von einem Photon abstrahlt. Wird nun eine externe Spannung angelegt, wobei

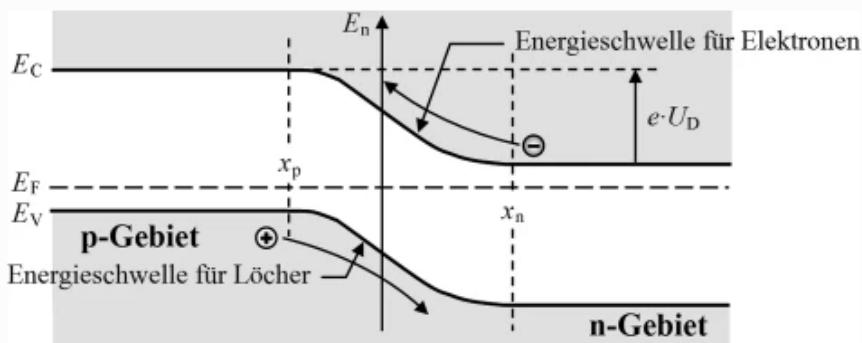


Abbildung 3: Die Krümmung der Baender bei Kontakt von p- und n-dotierten Halbleitern[4]

der negative Pol an die n-dotierte und der positive Pol an die p-dotierte Schicht angelegt wird, wird diese Spannung vermindert, wodurch die freien Ladungen weniger Energie benötigen, um die Raumladungszone zu überqueren. Bei umgedrehter Polung würde die Potentialdifferenz erhöht, wodurch die freien Ladungen noch mehr Energie benötigen würden.

1.3.2 Interner Resonator

Der interne Resonator wird durch die gegenüberliegenden Ränder des Kristalls in horizontaler Richtung gebildet, welche eine verschiedene Reflektivität besitzen. Dadurch kann am richtigen Rand Licht austreten, während an dem anderen Ende kein Licht transmittiert wird. Dadurch kann eine reflektierte Welle durch stimulierte Emission weitere Photonen auslösen. Damit der interne Resonator tatsächlich als Verstärker dient, muss sich dort eine stehende Welle ausbreiten, für welche die Randbedingung

$$\psi(kL) \stackrel{!}{=} 0 \quad (1)$$

gilt. In dieser eindimensionalen Betrachtung ist ψ die Amplitude, k die Wellenzahl und L die Länge des Resonators bzw. Kristalls ist. Daraus folgt, dass die Wellen eine Wellenlänge von

$$\lambda = 2\frac{L}{n}, \quad n \in \mathbb{N} \quad (2)$$

haben müssen.

1.3.3 Externer Resonator/Gitter

Die kollimierende Linse sorgt dafür, dass die Strahlen annähernd kolinear verlaufen, so dass der Laserstrahl gebündelt ist. An dem Gitter sind die durch Interferenz entstehenden Beugungsmaxima 0. und 1. Ordnung von Relevanz. Das 0. Maximum wird reflektiert, so dass dieses Licht zum Experimentieren genutzt werden kann. Das 1. Maximum wird bei der richtigen Wellenlänge zurück zum Kristall reflektiert. Hierbei gilt die Bragg-Bedingung

$$k \cdot \lambda = 2d \sin(\theta), \quad k \in \mathbb{N}, \quad (3)$$

wobei d die Gitterkonstante, k die Ordnung des Maximus und θ der Beugungswinkel ist. Dieser externe Resonator wird durch die weniger reflektierende Seite des Kristalls und dem Gitter gebildet. Die Funktionsweise ist hierbei dieselbe und die Relationen 1 und 2 gelten auch hier, wobei L jetzt nicht mehr die Länge des Kristalls, sondern der Abstand des Gitters zum Kristall ist.

1.4 Leistung

Das in der Abbildung 4 zu sehende Maximum der Kurve des Mediums, lässt sich auf die Bandlücke zurückführen. Diese Photonen haben die zu der Wellenlänge λ_0 gehörende Energie, welche der Bandlücke entspricht. Da die Bandstruktur jedoch kontinuierlicher und nicht diskreter Natur ist, ist das Maximum ein sehr breites Maximum. Die Periodizität

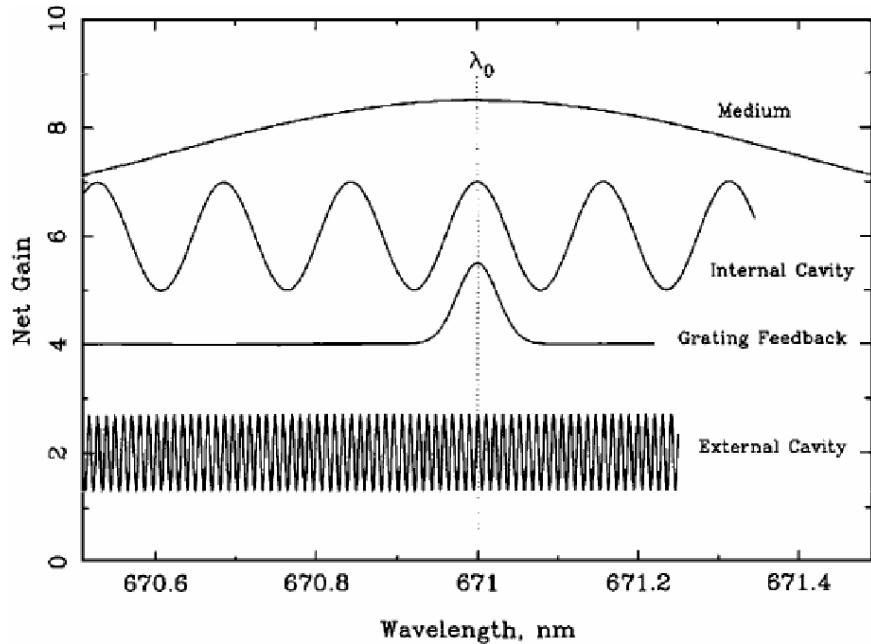


Abbildung 4: Die jeweiligen Leistungen der einzelnen Komponenten in Abhängigkeit von der Wellenlänge[1]

des internen und externen Resonators lässt sich mit der Bedingung 2 erklären, da nur Wellen mit einer am Rand verschwindenden Amplitude zur Leistung stark beitragen. Die höhere Frequenz der Kurve von dem externen Resonator in Abbildung 4 lässt sich ebenfalls mittels 2 erklären, da die Frequenz antiproportional zu der Länge des Resonators ist. Die Moden des internen Resonators, sowie die zusammengefügten Moden des Gitters und des externen Resonators sind in Abbildung 5 dargestellt. Da der Laser sich in der Mode mit der meisten Gesamtleistung befindet, wird in Abbildung 5 die Mode im zweiten Maximum des internen Resonators bevorzugt. Wird jedoch das Gitter gedreht kommt es zu einer Verschiebung der externen Moden. Dadurch kann es zu einem Modensprung kommen, da eine andere Mode eine höhere Leistung bringt. Da diese Modensprünge zu Wellenlängenveränderungen führen wird der Laser so justiert, dass er nur in einer Mode läuft.

1.5 Einflüsse auf die Wellenlänge

Die Wellenlänge des emittierten Laserlichts ist abhängig von der Ausrichtung des Gitters, der Temperatur des Lasers und der Stromstärke. Durch drehen des Gitters wird die Wellenlänge des Lasers nach der Bragg-Bedingung selektiert. Durch erhöhen des Lasers verringert sich die Bandlücke und somit wird die Wellenlänge des emittierten Strahls größer. Zudem wird durch die Temperatur der Brechungsindex des Mediums beeinflusst, wodurch sich das Modenspektrum verändert. Die Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge ist in Abbildung 6 dargestellt. Eine Erhöhung der Stromstärke führt zu einer Erhöhung der

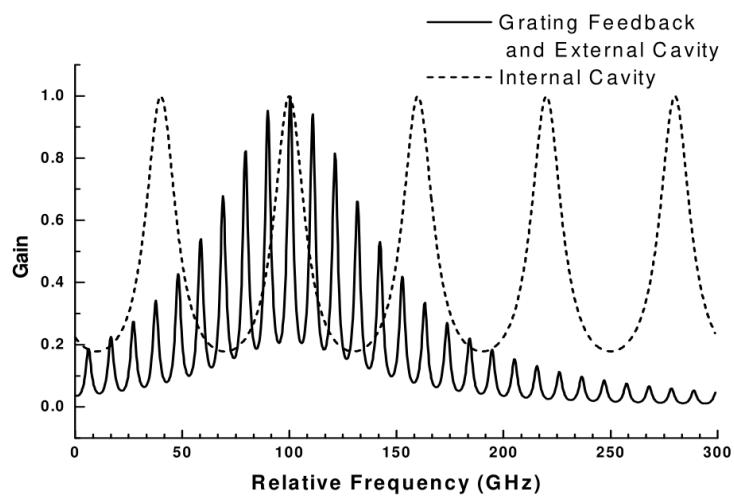


Abbildung 5: Moden des internen und externen Resonators (externer Resonator mit Gittereinfluss) [1]

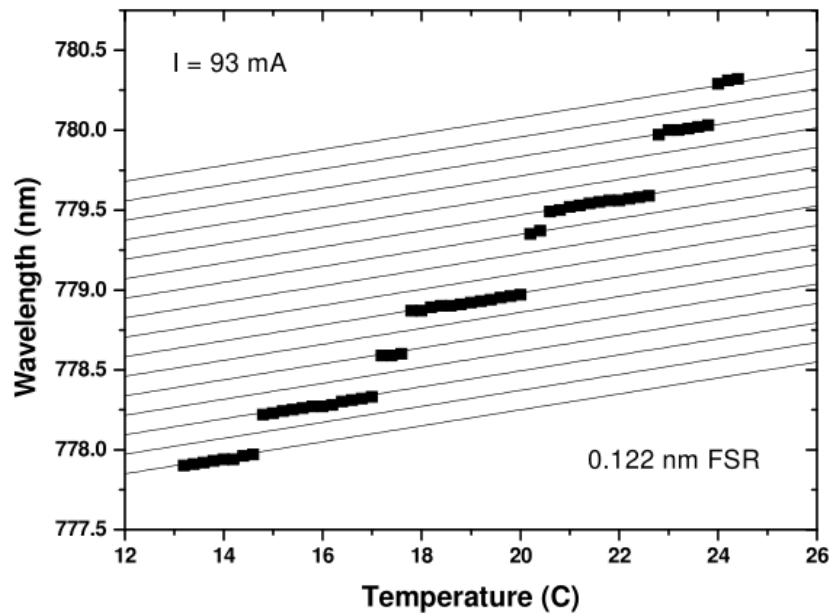


Abbildung 6: Wellenlänge des Lasers in Abhängigkeit von der Temperatur der Laserdiode[1]

Laserdiode, welche wie zuvor erwähnt die Wellenlänge erhöht. Außerdem wird durch eine Veränderung der Stromstärke die Ladungsträgerkonzentration in dem aktiven Medium verändert. Zu sehen ist die Kombination der beiden Effekte in Abbildung 7.

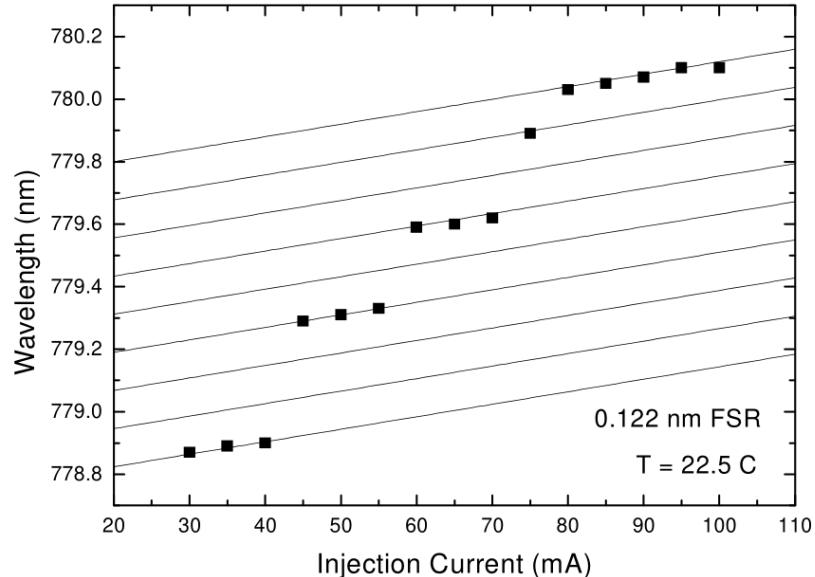


Abbildung 7: Abhängigkeit der Wellenlänge von dem Pump-Strom[1]

1.6 Transmissionsspektrum von Rubidium

Im Versuch werden die Absorptionslinien von zwei Rubidium Isotopen untersucht. Dafür sind die Energieniveaus auf der linken Seite der Abbildung 8 dargestellt. Auf der rechten Seite der Abbildung sind die Absorptionslinien von Rubidium dargestellt. Beim Vergleich der Energien beziehungsweise der Frequenzen, können die Peaks jeweils einem Übergang zugeordnet werden.

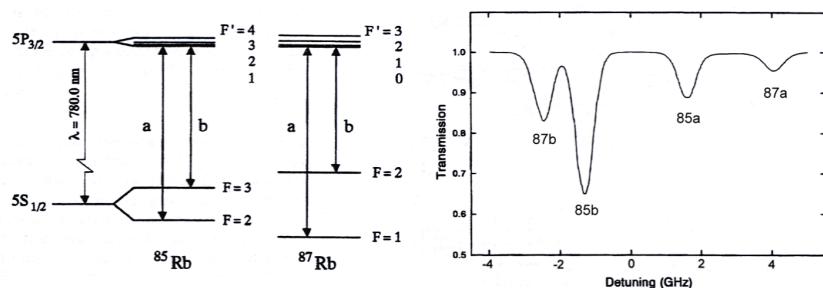


Abbildung 8: Übergänge von Rubidiumisotopen[3]

2 Durchführung

2.1 Vorbereitung

Ein Diodenlaser, sowie eine Absorptionszelle mit Rubidium sind auf einem Optischen Tisch befestigt. Der Diodenlaser ist mit einem Netzgerät mit Reglern für Temperatur, Stromeinstellung und weiteren Einstellmöglichkeiten verbunden, um den für die Rubidiumabsorptionslinien notwendigen Wellenlängenbereich abzudecken. Des weiteren kann am Diodenlaser mithilfe eines sechskantigen Winkelschraubendrehers das Beugungsgitter horizontal, wie auch vertikal verstellt werden. Mit dem Controller wird der Laser auf die Betriebstemperatur von 50 °C erhitzt. Für den weiteren Aufbau sind verschiedene Linsen, ein 50/50-Strahlteiler und eine CCD-Kamera, um das nicht sichtbare Infrarot-Licht sichtbar zu machen, notwendig. Außerdem wird der Raum abgedunkelt.

2.2 Schwellenstrom

Im folgendem Versuchsteil wird der Schwellenstrom mithilfe der Lasergranulation bestimmt. Diese tritt auf sobald der Laser den LED-Bereich verlässt. Der Aufbau wird gemäß Abbildung 9 realisiert. Am Laser wird das Gitter bei minimalem Strom soweit verstellt,

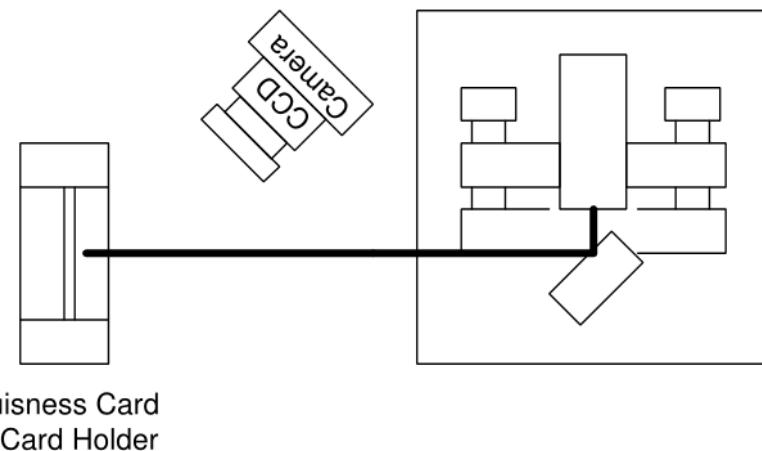


Abbildung 9: Verwendeter Aufbau zur Bestimmung des Schwellenstroms[3]

dass an der Detektorkarte Licht sichtbar wird. Der Strom wird dann langsam erhöht, bis Lasergranulation auftritt. Daraufhin wird der kleinste Wert bei dem Lasergranulation sichtbar wird, als Schwellenstrom notiert.

2.3 Rubidiumfluoreszenz und Transmissionsspektrum

Um die Rubidiumfluoreszenz sichtbar zu machen werden die Absorptionszelle und einige Filter in den Verlauf des Laserstrahls eingebaut. Für das Transmissionsspektrum können auch schon der 50/50-Strahlteiler, so wie die Photodioden wie in Abbildung 10 eingebaut

werden. Außerdem wird ein Oszilloskop mit dem Controller verbunden um das Spektrum später sichtbar zu machen. Der Strom wird weit über den Schwellenstrom eingestellt und die CCD-Kamera wird auf die Rubidiumzelle gerichtet. Im folgenden wird das Gitter am Laser verstellt, so dass die Fluoreszenz in der Rubidiumzelle erkennbar wird. Durch feine Veränderungen am Piezo Controller, am Strom und am Gitter wird die durch die CCD-Kamera sichtbare Fluoreszenz maximiert, so dass ein stabiler Strahl entsteht, welcher dann abfotographiert wird. Für den letzten Versuchsteil werden die Photodioden an den

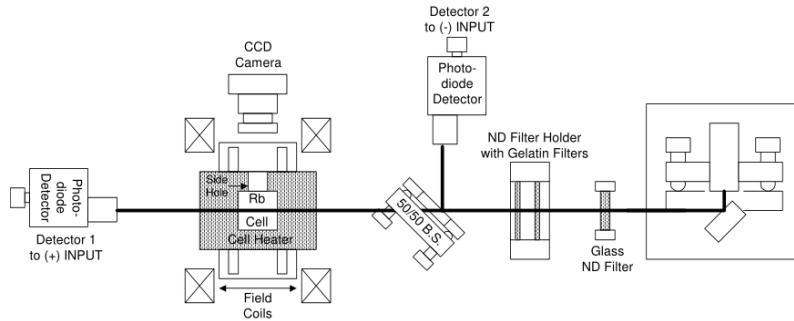


Abbildung 10: Aufbau für die Aufnahme der Rubidiumfluoreszenz und des Transmissionsspektrums[3]

Controller und über diesen mit dem Oszilloskop verbunden, sodass eine Unterdrückung des Untergrunds sichtbar wird. Nun erfolgt eine Feinjustierung um Modensprünge, welche das Absorptionsspektrum verzerren, zu verhindern. Nach dem Justieren kann das auf dem Oszilloskop entstandene Bild abfotographiert werden.

3 Auswertung

3.1 Messung des Schwellenstroms

In dem Versuchsteil wurde ein Schwellenstrom von $I_S = 65,2 \text{ mA}$ bestimmt. Ein Foto der Detektorkarte direkt vor und nach erreichen der Lasergranulation sind in Abbildung 11 und 12 zu finden.

3.2 Fluoreszenz und Transmissionsspektrum

Bei einem Strom von $I = 65,2 \text{ mA}$ ist ein Foto der Rubidiumfluoreszenz in Abbildung 13 zu sehen. Das Transmissionsspektrum ist in Abbildung 14 zu sehen und wurde bei dem selben Strom aufgenommen. Mit Abbildung 8 lassen sich die Transmissionslinien von links nach rechts mit den 85a, 87a, 85b, 87b linien identifizieren.

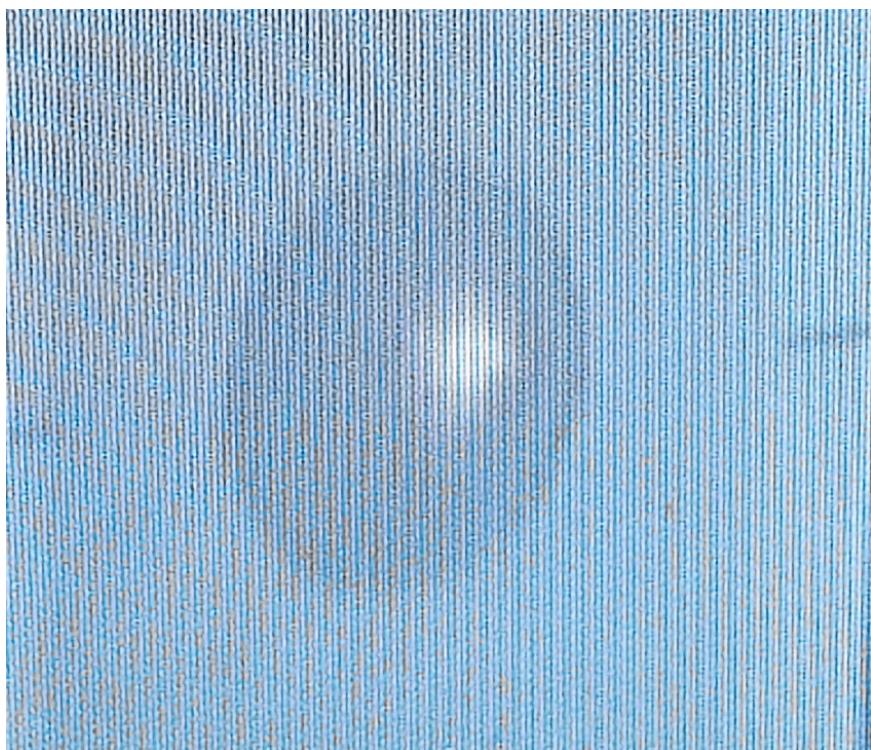


Abbildung 11: Kurz vor erreichen des Schwellenstroms



Abbildung 12: Lasergranulation beim erreichen des Schwellenstroms



Abbildung 13: Beobachtete Fluoreszenz des Rubidiums

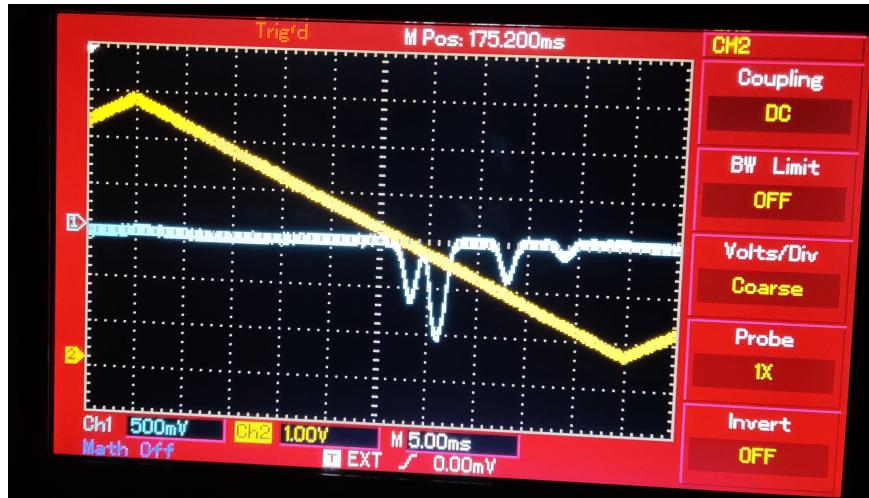


Abbildung 14: Transmissionsspektrum ohne Untergrund

4 Diskussion

Die Theorieerwartungen und Messergebnisse stimmen sehr gut überein. Bei der Messung des Schwellenstroms ist eine eindeutige Stromstärke feststellbar, womit der LED-Bereich des Lasers klar bestimmt werden kann. Bei der Aufnahme des Transmissionsspektrums sind am Anfang zwei weitere Absorptionslinien sichtbar gewesen. Davon war eine hinter den erwarteten Absorptionslinien, welche aber durch einen Modensprung erklärt und durch justieren des Gitters entfernt werden konnte. Die andere Linie war vor dem Spektum und konnte nicht erklärt werden. Jedoch konnte durch justieren des Piezostroms auch diese entfernt werden und es entstand das erwartete Absorptionsspektrum. Die Unterdrückung des Untergrunds durch den 50/50-Strahlteiler ist auch erfolgreich. Dies ist zu sehen an der geraden Untergrundlinie, wobei jedoch ein paar kleine Schwankungen auftreten, welche möglicherweise durch die Detektordioden oder den Aufbau entstehen.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Diode Laser Physics*. 2022.
- [2] enargus. *p-n-Übergang*. URL: https://www.enargus.de/pub/bscw.cgi/d14511-2/*/*p-n-%c3%9cb ergang.html?op=Wiki.getwiki (besucht am 11.04.2022).
- [3] Teach Spin. *Diode Laser Spectroscopy*. 2022.
- [4] Leonhard Stiny. *Aktive elektronische Bauelemente. Aufbau, Struktur, Wirkungsweise, Eigenschaften und praktischer Einsatz diskreter und integrierter Halbleiter-Bauteile, 2. Auflage*. Springer Vieweg, 2015. ISBN: 9783658091521.