

Fortgeschrittenenpraktikum

## **V60 Diodenlaser**

Leander Flottau	Jannis Vornholt
leander.flottau@udo.edu	jannis.vornholt@udo.edu

March 5, 2024

TU Dortmund University – Department of Physics

# Contents

<b>1</b>	<b>Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Halbleiter . . . . .	3
2.2	Besetzungsinversion und stimulierte Emission . . . . .	4
2.3	Funktionsweise eines Diodenlasers . . . . .	4
2.4	Rubidium Spektrum . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>7</b>
3.1	Material . . . . .	7
3.2	Schwellenstrom . . . . .	8
3.3	Rubidiumfluoreszenz und Transmissionsspektrum . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>10</b>
4.1	Messung des Schwellstroms . . . . .	10
4.2	Rubidiumfluoreszenz und Transmissionsspektrum . . . . .	10
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>11</b>

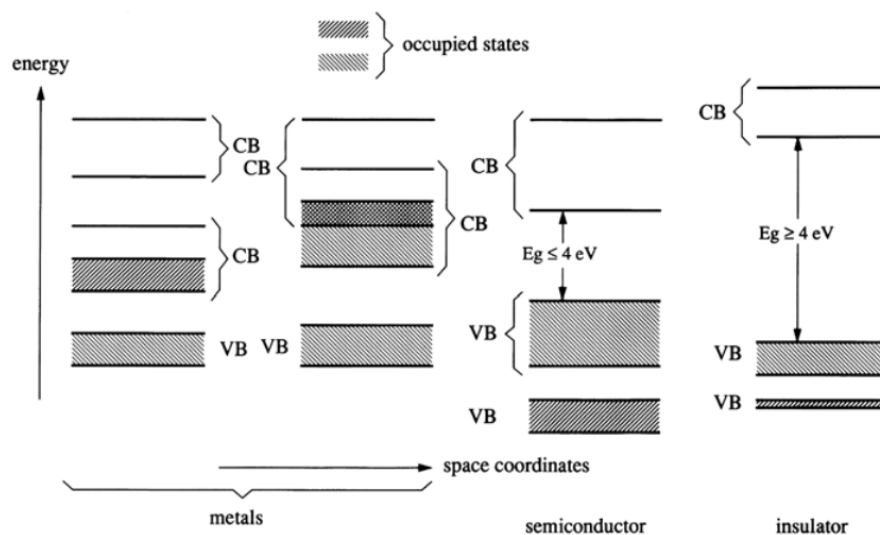
# 1 Zielsetzung

Mittels eines Lasers kann kohärentes und monochromatisches Licht erzeugt werden. In diesem Versuch soll die Funktionsweise eines Diodenlasers untersucht sowie mithilfe eines solchen Lasers das Absorptionsspektrum von Rubidium vermessen werden.

## 2 Theorie

### 2.1 Halbleiter

In Festkörpern sind aufgrund des Pauli-Verbots die eigentlich diskreten Energieniveaus der Atome in kontinuierliche Bänder aufgespalten. Wenn das oberste energetische Band nicht voll besetzt ist können sich Elektronen frei bewegen und es handelt sich um einen Leiter. Wenn das letzte besetzte Band voll ist wird das höchstenergetische voll besetzte Band als Valenzband und das darüberliegende leere Band als Leitungsband bezeichnet. Je nach Größe der sogenannten Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband handelt



**Figure 1:** Bandschema für ein Metal (links), Isolator (mitte) und Halbleiter (rechts). Isolator und Halbleiter unterscheiden sich durch die Größe der jeweiligen Bandlücke. [Semiconductor\_Optics]

es sich bei einer großen Bandlücke um einen Isolator und bei einer kleineren Bandlücke um einen Halbleiter. In letzterem Falle können Elektronen durch thermische Anregung die Bandlücke überwinden wodurch das Material leitend wird. Die Bandstruktur in den verschiedenen Fällen ist in Abbildung 1 illustriert.

Durch eine Dotierung des Halbleiters kann die Leitfähigkeit weiter beeinflusst werden. Bei einer p-Dotierung werden dem Material Elektronen-Akzeptoren hinzugefügt, welche Elektronen aus dem Valenzband aufnehmen und somit für zusätzliche Löcher im Valenzband sorgen. Bei einer n-Dotierung werden dem Material Elektronen-Donatoren

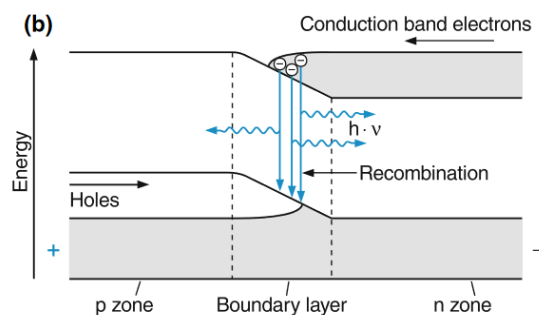
hinzugefügt, die zusätzliche Elektronen in das Leitungsband abgeben. Wenn ein p und ein n-dotierter Halbleiter aneinander liegen entsteht an der Grenzfläche ein sogenannter p-n-Übergang. An diesem Übergang entsteht eine Raumladungszone. Wenn an den Übergang eine externe Spannung angelegt wird kann diese Raumladungszone verstärkt werden und wie ein Isolator wirken oder überwunden werden und einen Ladungstransport ermöglichen.

## 2.2 Besetzungsinversion und stimulierte Emission

Bei dem Übergang eines Elektrons zwischen zwei Energieniveaus wird ein Photon emittiert oder absorbiert dessen Wellenlänge der Energiedifferenz des Übergangs gemäß  $E = h \cdot f$  mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  entspricht. Dabei kann grundsätzlich zwischen drei unterschiedlichen Prozessen unterschieden werden. Bei der Absorption wird ein Photon vernichtet und regt dabei einen Übergang in ein höheres Energieniveau an. Bei der spontanen Emission geht ein Elektron in einen niedrigeren Energiezustand über und emittiert dabei ein Photon. Ein Photon kann auch an einem Atom einen Übergang und somit die Emission eines weiteren Photons mit identischer Wellenlänge, Phase und Polarisation zum anregenden Photon erzeugen. Durch diesen Prozess der stimulierten Emission wird die Verstärkung in einem Laser gewährleistet indem der Laser durch einen Resonator immer wieder die Emission neuer Photonen stimuliert und somit verstärkt wird. Damit die stimulierte Emission der dominierende Prozess ist und somit ein Verstärkungsprozess stattfindet muss das höherenergetische Energieniveau stärker besetzt sein als das niedrigere Niveau, eine sogenannte Besetzungsinversion, da ansonsten durch Absorption keine Verstärkung stattfinden kann. Um eine Besetzungsinversion gewährleisten zu können muss jedoch ein System mit mindestens drei Zuständen vorliegen, da sich die Zustände ansonsten durch spontane Emission entladen. Bei modernen Lasern werden in aller Regel Systeme mit vier Zuständen verwendet.

## 2.3 Funktionsweise eines Diodenlasers

Ein Beispiel für ein solches vier-Zustandssystem ist auch der Diodenlaser. Durch Anlegen

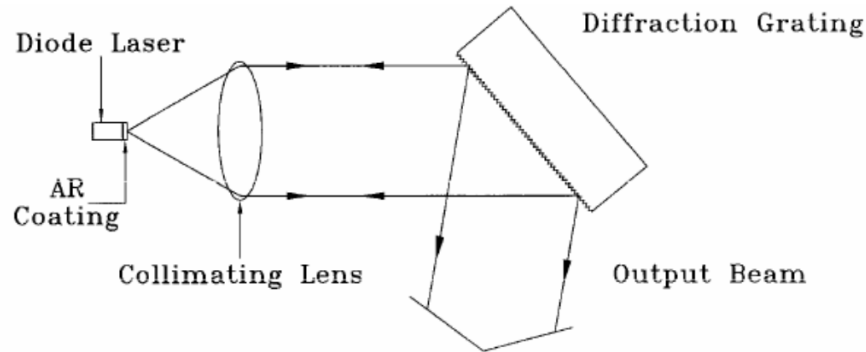


**Figure 2:** Photonemission am p-n-Übergang.[Atoms]

einer äußeren Spannung am p-n-Übergang fließt ein Strom, wodurch Elektronen aus dem

Leitungsband des n-dotierten Teils in den p-dotierten Teil verschoben werden. Umgekehrt werden auch die Löcher aus dem Valenzband des p-dotierten Halbleiters in Richtung des n-dotierten Teils verschoben. Diese Elektronen können dann mit den Löchern im Valenzband rekombinieren, weshalb die Energie der induzierten Emission ungefähr der Bandlücke des Materials entspricht. Da es sich allerdings um Bänder und nicht um diskrete Energieniveaus handelt ist die Frequenz noch recht breit um das Maximum verteilt. Dieser Prozess ist in Abbildung 2 dargestellt. Da die aktive Schicht des p-n-Übergangs von dotierten Schichten mit höherer Bandlücke umgeben ist bestehen die vier Zustände des Systems hier also aus dem Leitungsband der Halbleiterschicht mit höherer Bandlücke und dem Leitungsband des aktiven p-n-Übergangs mit geringerer Bandlücke sowie wiederum dem jeweiligen Valenzband der aktiven Schicht und der umliegenden Halbleiterschicht.

Die äußeren Enden des Halbleiterchips sind reflektierend und fungieren somit als Resonator für den Laser. Da sich im Resonator dadurch eine stehende Welle ausbildet



**Figure 3:** Littrow Aufbau zur zusätzlich fokussierung des Frequenzbereiches. Der Strahl wird durch eine Sammellinse fokussiert und auf ein Gitter gelenkt, welches so ausgerichtet ist, dass das Maximum erster Ordnung zurück in den Diodenchip reflektiert wird.[teachspin]

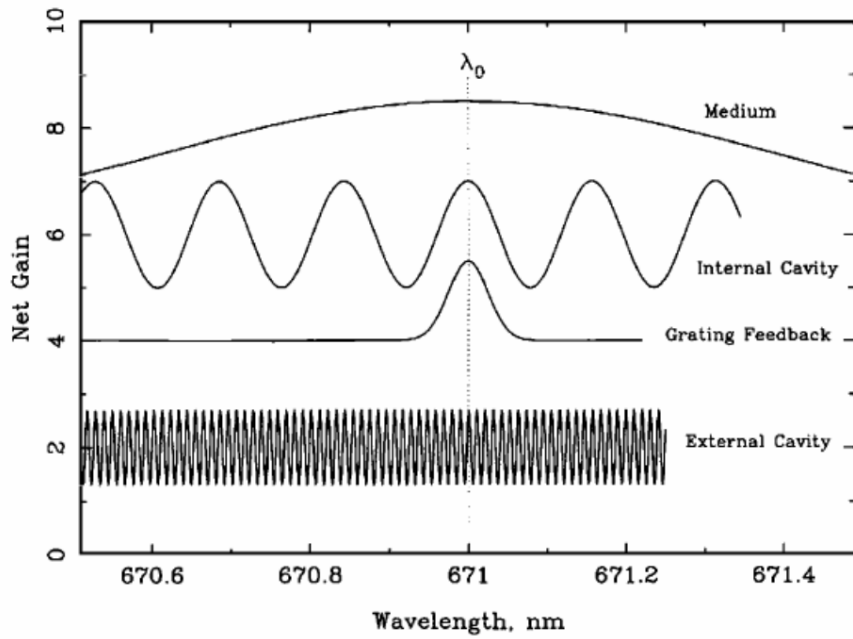
können die Moden die sich dort ausbilden nur Vielfache der doppelten Resonatorlänge  $L$  sein.

$$\frac{N\lambda}{2} = L \quad (1)$$

Um die Frequenz des Lasers zusätzlich zu stabilisieren wird ein Littrow-Aufbau wie in Abbildung 3 verwendet. Bei diesem wird eine Sammellinse und ein Beugungsgitter verwendet, welches gemäß der Bragg-Bedingung:

$$\lambda = 2d \sin(\Theta) \quad (2)$$

mit dem Linienabstand des Gitters  $d$ , so ausgerichtet wird, dass das Maximum erster Ordnung zurück in den Laser reflektiert wird wodurch ein weiterer externer Resonator entsteht. Die verschiedenen Einflüsse auf die Verstärkung im Resonator ist in Abbildung 4 verdeutlicht. Aufgrund der größeren Länge liegen die Maxima des äußeren Resonators deutlich näher beieinander als die des kleineren Resonators. Wegen der komplizierten

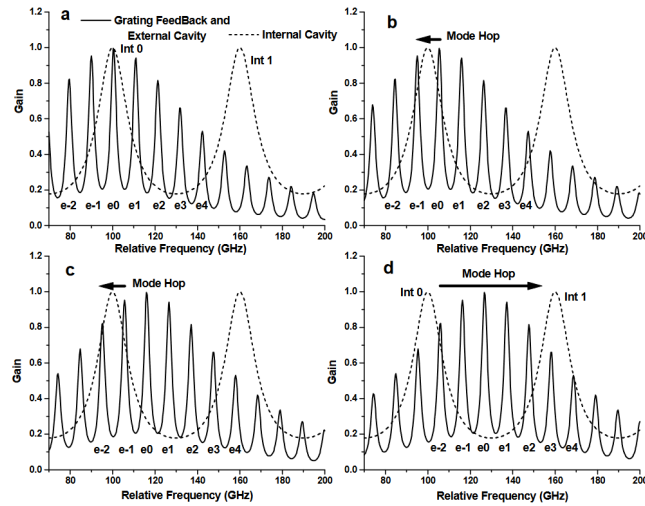


**Figure 4:** Einfluss der verschiedenen Faktoren wie internem und externem Resonator auf die Gesamtverstärkung.[teachspin]

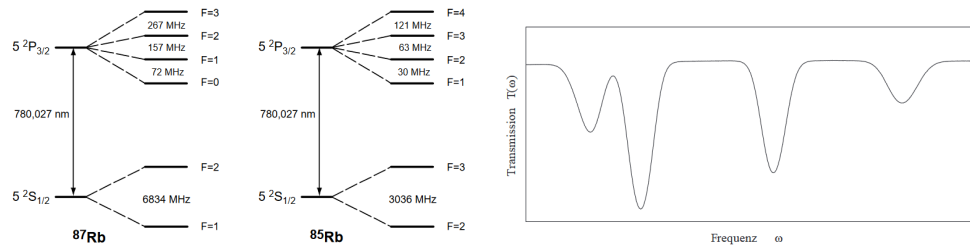
Überlagerung der unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren kann es zum springen des Lasers zwischen verschiedenen Moden kommen. Dieses Phänomen wird Mode-hopping genannt und ist in Abbildung 5 illustriert.

## 2.4 Rubidium Spektrum

Das Absorptionsspektrum von Rubidium sowie die korrespondierende Hyperfeinstruktur sieht aus wie Abbildung 6 wobei durch dieses Spektrum zwei unterschiedliche Rubidium-Isotope gezeigt werden. Die Wellenlänge der Absorption von Rubidium liegt bei circa 780 nm, worauf der Laser eingestellt werden kann. Die Übergänge im Absorptionsspektrum kommen durch die Hyperfeinstruktur zustande, welche durch die Kopplung des Gesamtdrehimpulses des Elektrons  $\vec{J}$  und Kerns  $\vec{I}$  zum Gesamtdrehimpuls  $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$  zustande kommt. Da die beiden Rubidium Isotope unterschiedliche Kernspins haben zeigen sie auch unterschiedliche Absorptionslinien. Die möglichen Übergänge sind durch die Bedingungen  $\Delta F = 0, \pm 1$  an die Nebenquantenzahl  $F$  sowie  $\Delta m_F = 0, \pm 1$  an die magnetische Quantenzahl  $m_F$  bestimmt.



**Figure 5:** Mode-hopping durch Veränderung des Gitterwinkels und somit des externen Resonators.[teachspin]



**Figure 6:** Energieniveauschema der Hyperfeinstruktur (links) und Absorptionsspektrum (rechts) von Rubidium.[ulm]

## 3 Durchführung

### 3.1 Material

Bei diesem Versuch wird ein Diodenlaser nach dem Littrow-Aufbau verwendet. Mit Hilfe eines sechskantigen Winkelschraubendrehers, kann das Beugungsgitter verstellt werden. Das Gitter und die Kollimationslinse sind fest im Laser verbaut, der wiederum auf einem optischen Tisch befestigt ist. Zudem werden eine CCD-Kamera und eine Detektorkarte verwendet, um den Infrarotlaser sichtbar zu machen. Außerdem wird eine Rubidium-Zelle, zwei Photodioden, Linsen und Filter, so wie ein 50/50-Strahlteiler verwendet. Während der Messungen wird der Laser auf eine Betriebstemperatur von 50 °C geheizt, um die für das Rubidium relevante Wellenlänge zu emittieren. Zur Auswertung steht ein Oszilloskop zur Verfügung.

### 3.2 Schwellenstrom

Zu Beginn wird der Schwellenstrom bestimmt, ab dem von LED-Betrieb auf Laser-Betrieb gewechselt wird. Dieser Schwellenwert wird durch Lasergranulation bestimmt. Diese tritt auf, wenn starkes monochromatisches, kohärentes Licht auf eine unebene Oberfläche trifft. Dabei müssen die Unebenheiten in der Größenordnung der Wellenlänge sein, damit nach dem Huygen'schen Prinzip das Licht gestreut wird. Dadurch entstehen zufällige Interferenzmuster, was sich in einem körnigen Lichtfleck auf der Detektorkarte äußert. Im LED-Bereich treten diese Interferenzmuster nicht auf, da das emittierte Licht nicht kohärent ist.

Um den Schwellenstrom zu ermitteln, wird der Aufbau gemäß Abbildung 7 aufgebaut. Anschließend wird der Betriebsstrom schrittweise erhöht und kurz vor, so wie kurz nach Erreichen des Schwellenstroms. Danach werden langsam der Strom und der Winkel des Lasers verändert, bis der Strom den kleinst möglichen Wert angenommen hat.

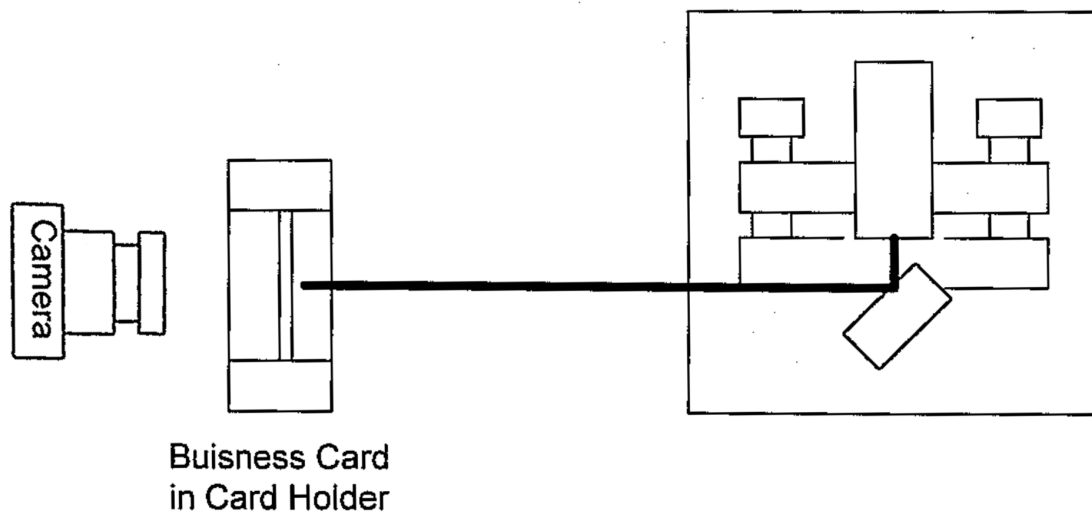


Figure 7: Aufbau um den Schwellstrom zu ermitteln. [V60]

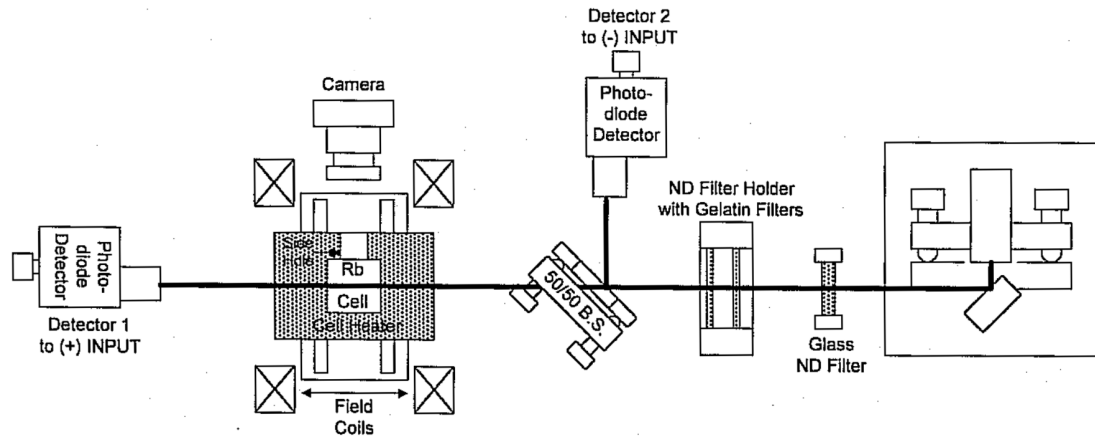
### 3.3 Rubidiumfluoreszenz und Transmissionsspektrum

Für die Messung der Rubidiumfluoreszenz, wird der Aufbau gemäß Abbildung 8 realisiert. Damit der Laser stark genug ist, wird der Betriebsstrom deutlich über den Schwellenwert angesetzt. Nun wird der Piezo-Kristall, das Gitter und der Strom fein justiert, bis die Rubidiumfluoreszenz auf der CCD-Kamera sichtbar wird.

Zur Aufnahme des Rubidium-Transmissionsspektrums, wird vor die Rubidium-Zelle ein 50/50-Teiler platziert. Eine Hälfte des Strahls wird durch die Rubidium-Zelle gelenkt und anschließend auf eine Photodiode. Die andere Hälfte wird direkt auf eine Photodiode gelenkt. Um die Photodioden möglichst wenig zu stören wird bei dieser Messung das Raumlicht ausgeschaltet. Beide Photodioden werden an einen Funktionsgenerator angeschlossen, mit dessen Hilfe die Differenz der beiden Strahlen gebildet wird und somit



die Veränderung durch die Rubidium-Zelle. Das Ergebnis wird durch ein Oszilloskop veranschaulicht. Um Modensprünge zu verhindern, wird der Laser erneut wie im vorherigen Schritt justiert.



**Figure 8:** Aufbau, um die Rubidiumfluoreszenz zu messen. [V60]

## 4 Auswertung

### 4.1 Messung des Schwellstroms

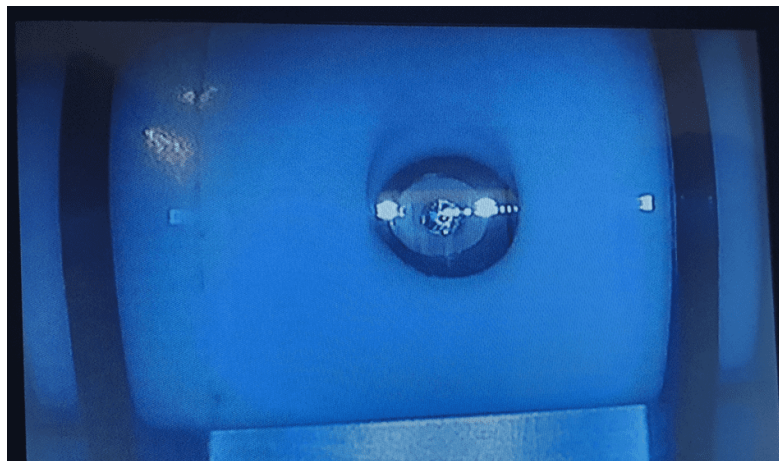
Der Schwellstrom wird wie in Kapitel 3.2 beschrieben ermittelt. Von der Detektorkarte wird je ein Bild kurz vor Erreichen des Schwellstroms, als auch kurz danach gemacht. Diese Bilder sind in Abbildung 9 zu finden. Der Schwellstrom wird auf  $I_{\text{thr}} = 48 \text{ mA}$  bestimmt.



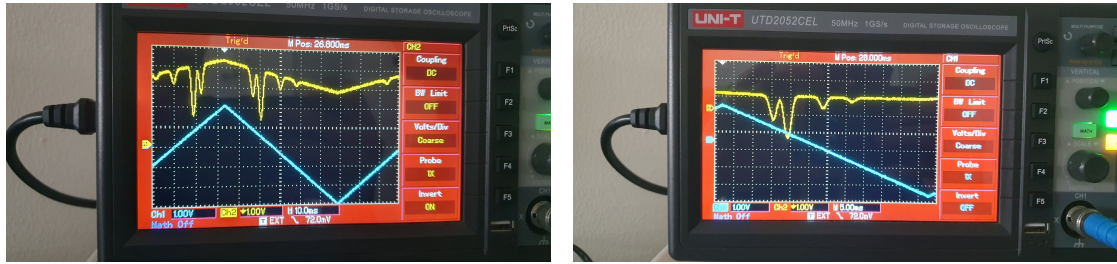
**Figure 9:** Bild der Detektorkarte, kurz bevor (links) und kurz nachdem (rechts) der Schwellstrom erreicht worden ist.

### 4.2 Rubidiumfluoreszenz und Transmissionsspektrum

Um die Rubidiumfluoreszenz zu sehen, wird wie in Kapitel 3.3 beschrieben vorgegangen. Der verwendete Strom beträgt  $62.4 \text{ mA}$  und der Piezo-Kristall ist eingeschaltet. Die Rubidiumfluoreszenz ist in Abbildung 10 zu sehen. Das Transmissionsspektrum ist in Abbildung 11 zu sehen. Dabei sind deutlich vier Absorptionslinien des Rubidiums zu sehen. Durch feines Justieren wird sichergestellt, dass keine Modensprünge auftreten. So können die Peaks von links nach rechts den Übergängen 87a, 85a, 85b, 87b zugeordnet werden.



**Figure 10:** Bild der Radiumfluoriszenz.



**Figure 11:** Das transmissionsspektrum ohne Unterdrückung des Untergrundes (links) und mit Unterdrückung des Untergrundes (rechts).

## 5 Diskussion

Bei allen durchgeführten Messungen stimmen die Ergebnisse mit der Theorie überein. Die Lasergranulation ist eindeutig erkennbar und somit der Schwellstrom, ab dem von LED-Betrieb auf Laser-Betrieb gewechselt wird, bestimmbar. Die Rubidiumfluoreszenz ist auf dem Bild erkennbar, auch wenn nur eine leichte Fluoreszenz auftritt. Die Absorptionslinien hingegen sind sehr deutlich zu erkennen. Durch den Vergleich zwischen unterdrücktem Untergrund und nicht unterdrücktem Untergrund ist gut zu sehen, dass die Unterdrückung mithilfe des 50/50-Teilers erfolgreich ist. Zudem ist an der geraden Untergrundkurve (bei unterdrücktem Untergrund) zu erkennen, dass es keine Modensprünge gibt. Insgesamt kann der Versuch somit als gelungen betrachtet werden.