

Universität Hamburg
Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene
Sommersemester 2014

Versuch:
Laserspektroskopie an Rubidium

Praktikanten: Alexander Okupnik
Vincent Koppen
Betreuer: Dr. Matthias Ölschläger

durchgeführt vom 8.9. bis zum 10.9.2014

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	3
1.1	Energieübergänge in Rubidium	3
1.2	Linienverbreiterung	4
1.2.1	Natürliche Linienbreite und Sättigungsverbreiterung	4
1.2.2	Dopplerverbreiterung	5
1.3	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	5
1.4	Messmethoden	6
1.4.1	Fabry-Pérot-Interferometer	6
1.4.2	Intensität und Leistung des Laserstrahls	6
2	Versuchsaufbau und -durchführung	8
2.1	Dopplerspektroskopie	8
2.2	Dopplerfreie Spektroskopie	9
3	Auswertung	11
3.1	Dopplerverbreitertes Spektrum	11
3.2	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	13
3.2.1	Messung der Strahltaile	13
3.2.2	Bestimmung der natürlichen Linienbreite und Sättigungsintensität	15
4	Fehlerdiskussion	18
4.1	Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie	18
5	Literaturverzeichnis	19

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Energieübergänge in Rubidium

In diesem Versuch wird Rubidium (Atomnummer 37) spektroskopisch untersucht. Rubidium hat die stabilen Isotope ^{85}Rb mit der Häufigkeit 72% und ^{87}Rb mit der Häufigkeit 28%. Als Alkalimetall verhält es sich ähnlich wie Wasserstoff, die ersten 36 Elektronen sind in abgeschlossenen Hüllen und es gibt nur ein Valenzelektron, das zum Gesamtspin $\frac{1}{2}$ beiträgt. Die ersten angeregten Zustände dieses Elektrons – wenn also $l = 1$ (l : Bahndrehimpulsquantenzahl) – sind zunächst zwei durch die Spin-Bahn-Kopplung getrennte Zustände mit $J = \frac{1}{2}$ und $J = \frac{3}{2}$: die sogenannten D1- und D2-Linien (J : Gesamtdrehimpulsquantenzahl). Wir untersuchen im Folgenden nur die D2-Linie, die einer Lichtwellenlänge von 780 nm entspricht.

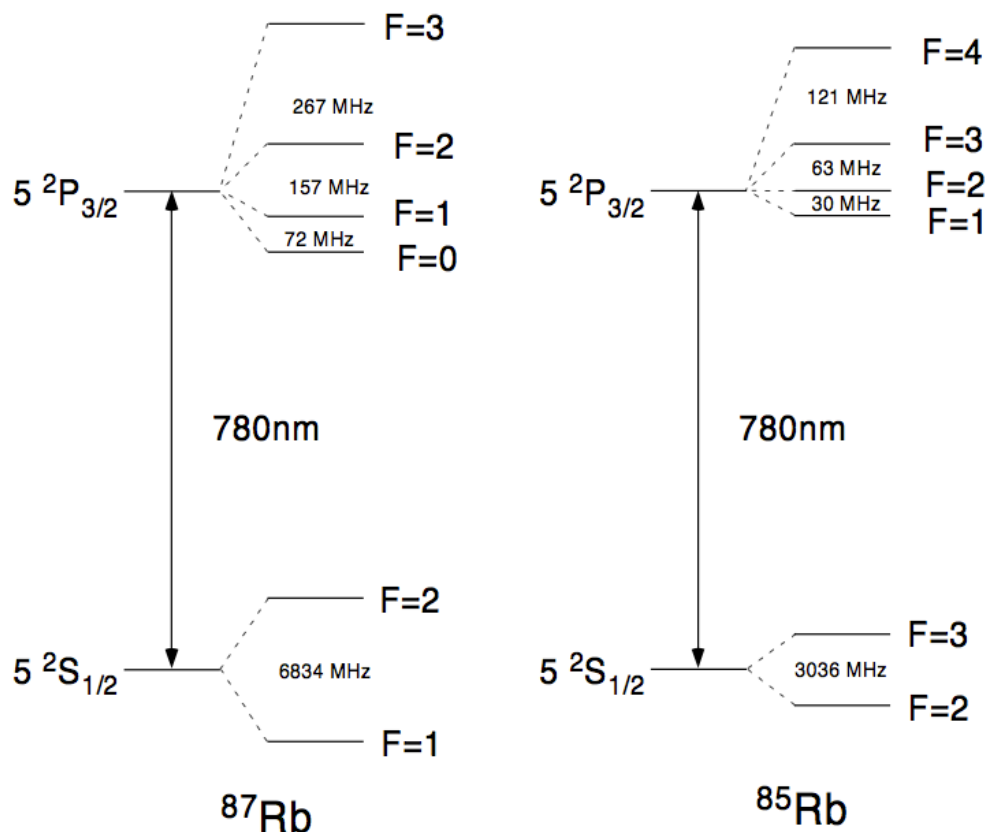


Abbildung 1.1: Hyperfeinstruktur der D2-Linie der Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb ([1])

Die Interaktion des Hüllendrehimpuls des Rubidium-Atoms mit seinem Kernspin führt zur Aufspaltung der D2-Linie, und zwar unterschiedlich für die beiden Isotope: ^{85}Rb hat

Kernspin $\frac{5}{2}$ und ^{87}Rb $\frac{3}{2}$. Es gibt nun alle Energieübergänge in Abbildung 1.1 zu beobachten, die $\Delta F = 0, \pm 1$ erfüllen, wobei F die Quantenzahl der Summe von Kernspin und Hüllendrehimpuls ist. Wir werden im ersten Teil des Versuchs nur vier verschiedene Übergänge auflösen können – für die zwei Isotope jeweils die beiden Übergänge von den zwei Grundniveaus (vgl. Abbildung 1.1). Die vier verschiedenen angeregten Niveaus je Isotop liegen energetisch im Vergleich zu allen anderen wesentlich näher aneinander und werden erst im zweiten Versuchsteil experimentell zu beobachten sein.

1.2 Linienverbreiterung

1.2.1 Natürliche Linienbreite und Sättigungsverbreiterung

Die sogenannte natürliche Linienbreite entsteht wegen der Energie-Zeit-Unschärferelation aus der Zeitbegrenztheit der Lebensdauer der angeregten Atomzustände. Sie hat als Fouriertransformierte der Zeitentwicklung eines gedämpften harmonischen Oszillators die Form eines Lorentzprofils.

Wenn ein Vielteilchensystem aus Alkali-Atomen mit der Sättigungsintensität I_{sat} , die für feste Frequenzen einwirkenden Lichts als Zwei-Niveau-Systeme betrachtet werden können, mit einem monochromatischen nahresonanten Laserfeld der Intensität I wechselwirkt, dann ist die Anregungswahrscheinlichkeit

$$\rho = \frac{1}{2} \frac{s}{\delta^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} . \quad (1.1)$$

Hier ist δ der Frequenzabstand des Laserlichts von der *eigentlichen* Übergangsfrequenz im Sinne der Linien aus Abschnitt 1.1, $s := \frac{I}{I_{\text{sat}}}$ der Intensitätsparameter und Γ (die volle Halbwertsbreite von (1.1)) eine in Abhängigkeit der Intensität durch den Effekt der Sättigungsverbreiterung vergrößerte Version der natürlichen Linienbreite γ .

Die Sättigungsverbreiterung kommt anschaulich dadurch zustande, dass bei erhöhter einfallender Intensität der Grundzustand stärker entvölkert wird und damit die Anregungswahrscheinlichkeit sinkt, und zwar umso mehr, je größer die Absorptionswahrscheinlichkeit im Vornhinein war. Insgesamt verbreitert sich also die Anregungswahrscheinlichkeitsverteilung.

In unserem Versuchsaufbau wird eine Sättigung durch zwei Strahlen aus verschiedenen Richtungen und unter Anderem dadurch stattfindende Umpumpprozesse dafür sorgen, dass die Leistungsverbreiterung der natürlichen Linienbreite durch den Faktor $1 + \sqrt{1 + s}$ beschrieben wird, d.h.

$$\Gamma = \gamma(1 + \sqrt{1 + s}) . \quad (1.2)$$

Für Herleitungsansätze sei auf [2] verwiesen.

1.2.2 Dopplerverbreiterung

Darüber hinaus gibt es eine weitere Art der Verbreiterung der gemessenen Absorptionslinien, wenn ein Gas aus Atomen der Masse m mit Temperatur T spektroskopiert wird, die in ihrem Ausmaß die oben diskutierten Breiten bei Raumtemperatur dominiert, die wir im ersten Versuchsteil beobachten und die mit der Methode, die wir im zweiten Versuchsteil kennen lernen, umgangen werden kann. Die Projektionen der Geschwindigkeiten der Atome auf die Richtung des Laserlichts folgen nach Maxwell-Boltzmann einer Normalverteilung um 0 und daher ist wegen des Doppler-Effekts auch die Verteilung der Frequenzen von Photonen, die auf einzelne Atome wirken, jeweils aus Sicht des getroffenen Atoms, eine Normalverteilung um die Laserfrequenz im Laborsystem. Die volle Halbwertsbreite $\Delta\nu$ dieser Verteilung sinkt und steigt also mit der Temperatur T des Gases. Bei der Spektroskopie des Gases entsteht dann die gleiche Verteilung als Form der gemessenen Spektrallinien. Wenn ν die Anregungsfrequenz ist und λ die entsprechende Wellenlänge, hat man

$$\Delta\nu = 2\frac{1}{\lambda}\sqrt{\frac{k_B T}{m}}2\ln 2. \quad (1.3)$$

Da sich hieraus für Rubidium bei Raumtemperatur Breiten ca. über 500 MHz ergeben und die natürliche Linienbreite bei nur 6 MHz liegt, werden wir im Versuch im Falle einer Dopplerverbreiterung von einer reinen Normalverteilung ausgehen, während man präziser eine Faltung des Lorentzprofils der natürlichen Linienbreite mit der Normalverteilung durch den Dopplereffekt betrachten müsste.

1.3 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Wegen der oben erklärten Dopplerverbreiterung, die bei Raumtemperatur die Abstände der verschiedenen Übergänge zwischen einem Grundniveau eines der beiden Isotope und den verschiedenen angeregten Niveaus überragt, werden wir mit einem konventionellen Experiment nicht alle Linien der Hyperfeinstruktur aus Abbildung 1.1 auflösen können.

Es gibt eine Methode, bei der man Rubidium-Gas bei Raumtemperatur absorptionsspektroskopiert, mit der man das kann, die im Folgenden beschrieben wird.

Dem Teststrahl, der das Gas von einer Seite durchdringt (und von dem im ersten Versuchsteil schlicht die Transmission aufgenommen wird) wird ein weiterer sogenannter Pumpstrahl mit gleicher Frequenz hinzugefügt, der das Gas von der anderen Seite trifft und mit dem Teststrahl überlappt. Der Pumpstrahl hat eine wesentlich höhere Intensität als der Teststrahl und eine so hohe, dass er die Grundzustände von Atomen, die er mit seiner Frequenz und deren Geschwindigkeit anregen kann, entvölkert. Wenn nun die Laserfrequenz keiner Anregungsfrequenz (im Rahmen der pumpstrahlsättigungsverbreiteten natürlichen Linienbreite) gleich ist, dann regen Pump- und Teststrahl (fast immer, beachte Crossover-Resonanzen) unterschiedliche Geschwindigkeitsklassen von Atomen an (wenn überhaupt), und daher bleibt dort das dopplerverbreiterte Spektrum aus dem

ersten Versuchsteil unverändert. Wenn die Laserfrequenz eine Anregungsfrequenz trifft, dann werden die Grundzustände der projiziert auf die Laserstrahlen ruhenden Atome durch den Pumpstrahl entvölkert und der Teststrahl wird transmittiert, anders als im reinen dopplerverbreiterten Spektrum und wird dem Transmissionspektrum daher hinzugefügt. Die durch die Zimmertemperatur verursachte Dopplerverbreiterung wird hier also durch die Bedingung, dass die entsprechenden Atome Geschwindigkeit 0 in Richtung des Laserlichts haben, aufgehoben. Zusätzlich zu den so aufgelösten Linien mit nur leistungsverbreiteter natürlicher Linienbreite beobachtet man bei Systemen mit mehr als einem Anregungsniveau nun noch die sogenannten *Crossover*-Resonanzen mit gleicher Breite, die in der Mitte zwischen zwei echten Resonanzen auftreten. Verursacht sind sie dadurch, dass es bei Laserfrequenzen, die genau zwischen (und im Gegensatz zur Dopplerverbreiterung nah bei) zwei verschiedenen Anregungsfrequenzen liegen, Geschwindigkeitsklassen von Atomen gibt, die der Teststrahl aufgrund Blau- bzw. Rotverschiebung anregen würde, die der Pumpstrahl aber wegen entsprechender Rot- bzw. Blauverschiebung auch anregen kann, dies auch tut und den verantwortlichen Grundzustand entvölkert, sodass der Teststrahl wie bei den echten Resonanzfrequenzen auch transmittiert wird.

1.4 Messmethoden

1.4.1 Fabry-Pérot-Interferometer

Ein Fabry-Pérot-Interferometer oder -Resonator dient unter Anderem zur Kalibrierung von Frequenzdifferenzen. Es besteht prinzipiell aus zwei parallelen Endplatten, die außen schwach reflektieren und deren Innenseiten stark reflektieren. Monochromatisches Licht, das in die eine Seite einfällt und aus der anderen austritt, wird im Interferometer unterschiedlich oft hin- und herreflektiert, und das insgesamt austretende Licht ist eine Überlagerung davon, ist also intensiv bei Frequenzen, die zur Bildung von stehenden Wellen im Interferometer führen, und sonst verschwindend, da das unterschiedlich lang im Interferometer gewesene Licht dann destruktiv interferiert. Die Abstände zwischen den Frequenzen, bei denen sich stehende Wellen ausbilden, sind konstant und hängen von der Länge und dem Brechungsindex des Resonators ab ([2]). Ersteres werden wir im Versuch ausnutzen. Die Resonanzen, die man hinter dem Resonator bei bestimmten Frequenzen beobachtet, haben wegen der endlichen Lebensdauer der Photonen innerhalb des Resonators eine gewisse endliche Breite.

1.4.2 Intensität und Leistung des Laserstrahls

Wir nehmen an, dass die Intensität des im Versuch verwendeten Laserstrahls entlang transversaler Richtungen gaußverteilt ist mit den halben $\frac{1}{e^2}$ -Breiten w_x und w_y in horizontaler bzw. vertikaler Richtung:

$$I(x, y) = I_0 \exp\left(-\frac{2x^2}{w_x^2}\right) \exp\left(-\frac{2y^2}{w_y^2}\right) \quad (1.4)$$

Für die Leistung P des Laserstrahls gilt dann

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \exp\left(-\frac{2x'^2}{w_x^2}\right) \exp\left(-\frac{2y'^2}{w_y^2}\right) dx' dy' = \frac{\pi}{2} w_x w_y I_0$$

und somit, wenn man dem Strahl der Einfachheit halber *einen* Wert I für die Intensität zuordnet und dafür das Intensitätsmaximum I_0 in der Strahlmitte wählt,

$$I = \frac{2P}{\pi w_x w_y} . \quad (1.5)$$

Dies führt natürlich zu einer Überschätzung der Intensität, bzw. einer Unterschätzung der Leistung.

Wenn der Strahl mit Intensität nach (1.4) von einer Seite aus vertikaler Richtung durch eine Klinge mit horizontaler Kante – mit vertikaler Position y relativ zur Strahlmitte (das Vorzeichen sei in die Richtung, in die sie hineingeschoben wird) – abgedeckt wird, dann ist die übrigbleibende Leistung

$$\begin{aligned} P_y &= \int_y^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \exp\left(-\frac{2x'^2}{w_x^2}\right) \exp\left(-\frac{2y'^2}{w_y^2}\right) dx' dy' \\ &= I_0 \left(\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2x'^2}{w_x^2}\right) dx' \right) \frac{\sqrt{\pi} w_y}{2\sqrt{2}} \left(1 - \operatorname{erf}^1\left(\frac{\sqrt{2}y}{w_y}\right) \right) \\ &\propto 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}y}{w_y}\right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

und analog gilt für die Leistung bei einer vertikalen Klinge aus horizontaler Richtung

$$P_x \propto 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_x}\right). \quad (1.7)$$

¹ $\operatorname{erf}(x) := \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ für $x \in \mathbb{R}$

2 Versuchsaufbau und -durchführung

2.1 Dopplerspektroskopie

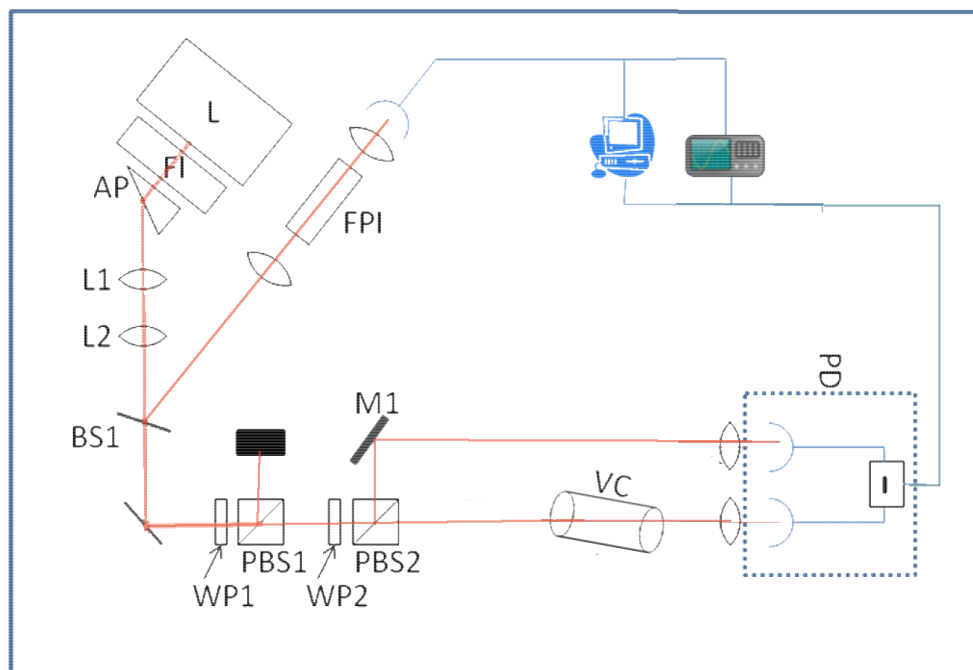


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau Dopplerspektroskopie

Der Laserstrahl trifft durch eine Faraday-Diode (FI) auf ein Prisma (AP), welches die ellip-tische Strahlform korrigiert.

Die Faraday-Diode soll Rückreflexionen auf die Laserquelle blockieren, um daraus resul-tierende Störquellen zu vermeiden. An dem Strahlteiler BS1 wird ein Teil des Strahles re-flektiert und durch ein Fabry-Pérot-Interferometer in eine Photodiode geworfen. Da das FPI nur in gleichen diskreten Frequenzabschnitten einfallendes Licht durchlässt, kann man damit den Frequenzbereich, den der Laser abfährt, skalieren.

Der Hauptteil des Strahles, mit dem wir experimentieren werden, wird von einem Spie-gel reflektiert und durch ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen (WP1) auf ein Polarisationsstrahlteiler (PBS1) geschickt.

Der PBS reflektiert s-polarisiertes Licht und lässt p-polarisiertes Licht transmittieren.

Drehen wir am $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen das Intensitätsverhältnis der beiden Strahlen und können da-mit die Intensität des p-polarisierten Strahles deutlich absenken.

Dieser Strahl trifft nochmal auf ein WP/PBS-Paar und wird in zwei Strahlen gleicher Intensität aufgeteilt. Der Teststrahl trifft auf die Rubidiumzelle und wird teilweise absorbiert und teilweise transmittiert. Der Referenzstrahl trifft dann zusammen mit dem Teststrahl auf eine differentielle Photodiode. Die beiden von ihr absorbierten Strahlen werden in Spannungen umgewandelt und voneinander abgezogen, sodass man als resultierende Spannung am Oszilloskop das absorbierte Spektrum sehen kann.

In der Versuchsdurchführung haben wir uns am Oszilloskop zunächst das Signal am FPI angeguckt ob wir saubere Resonanzen zu sehen bekommen, teilweise war der Untergrund etwas verrauscht und man hatte neben den Hauptpeaks kleinere Nebenpeaks. Das ist ein Hinweis darauf, dass der Laser nicht nur monochromatisches Licht aussendet, und es kann behoben werden, indem man dem Strom des Lasers variiert. Der Wellenlängenbereich, in dem der Laser Strahlung emittiert, wurde solange variiert bis man die erwarteten vier dopplerverbreiteten Emissionspeaks zu sehen bekam.

Beide Signale wurden aufgenommen und mit Origin verwertet, Näheres dazu wird in der Auswertung erläutert.

2.2 Dopplerfreie Spektroskopie

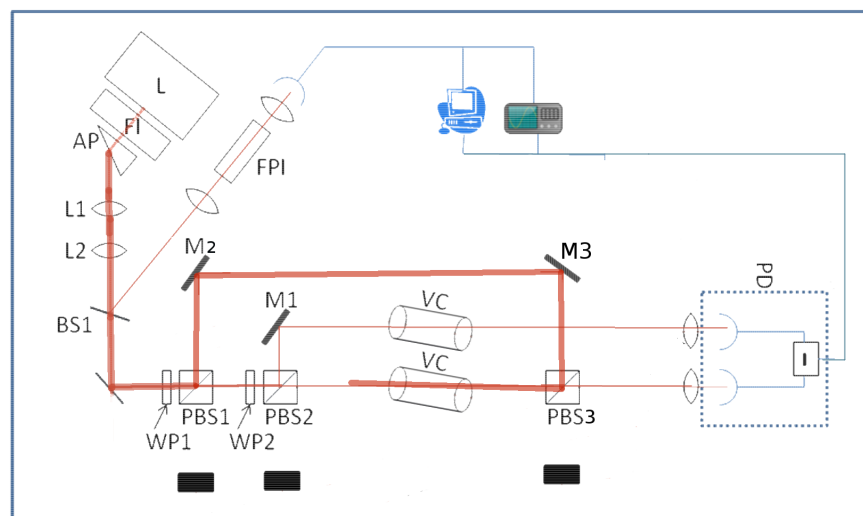


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der dopplerfreien Spektroskopie

Im zweiten Versuchsteil haben wir den selben Aufbau verwendet und etwas modifiziert. Anstatt den p-polarisierten Strahl am PBS1 abzublocken, nutzt man die um Größenordnungen höhere Intensität als Pumpstrahl. Er soll möglichst auf der gleichen Geraden wie der Teststrahl durch die Rubidiumzelle laufen, um die zu messenden Hyperfeinstrukturen zu sättigen.

Dafür wird der Strahl mit zwei Spiegeln auf PBS3 geworfen, der mittig in die Bahn des Teststrahles zwischen Zelle und Photodiode positioniert wird. Den Pumpstrahl lässt er

transmittieren oder reflektiert ihn auf die Teststrahlgerade, je nach dem wie er polarisiert ist.

Den Teststrahl lässt er im Idealfall unberührt transmittieren, da er bereits durch PBS2 p-polarisiert ist.

Mit einem weiteren $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen, das zwischen Spiegel M3 und PBS3 gestellt wird, kann die Intensität des Pumpstrahles variiert werden. Dies wird für die Messung der Sättigungsintensität benötigt.

Da der Transmissionsunterschied zu der vorherigen Messung in den gesättigten Hyperfeinstrukturlinien liegt, ist es sinnvoll eine weitere Rubidiumzelle in den Referenzstrahl zu stellen, um am Oszilloskop die Linien zu sehen.

Nachdem der Aufbau für den zweiten Versuchteil justiert wurde und man die erwarteten 3 Hyperfeinstreinstrukterpeaks und 3 Crossover-peaks am Oszilloskop sehen kann, fängt man mit der Vermessung der Strahlgröße an.

Zwischen Spiegel M2 und M3 haben wir eine Rasiermesserklunge an einem Gerüst befestigt platziert. Diese kann man in den Strahl positionieren, sodass er einen Teil der Leistung des Strahls abhängig von seiner Position abfängt. Hinter der Klinge haben wir die Strahlleistung gemessen und diese zusammen mit der Position in einer Tabelle eingetragen. Das haben wir jeweils für die horizontale und die vertikale Strahlbreite (w_x , w_y) gemacht, da wir davon ausgingen, dass der Strahl nicht perfekt kreisförmig ist, sondern eventuell leicht elliptisch.

In der nächsten Messreihe haben wir die Leistung des Pumpstrahls im Bereich von 20 bis 800 μW variiert und die Peaks der 78-F2-Linie am Oszilloskop aufgenommen.

Die Daten haben wir mit Origin verwertet und die natürliche Linienbreite und die Sättigungsintensität bestimmt.

3 Auswertung

3.1 Dopplerverbreitertes Spektrum

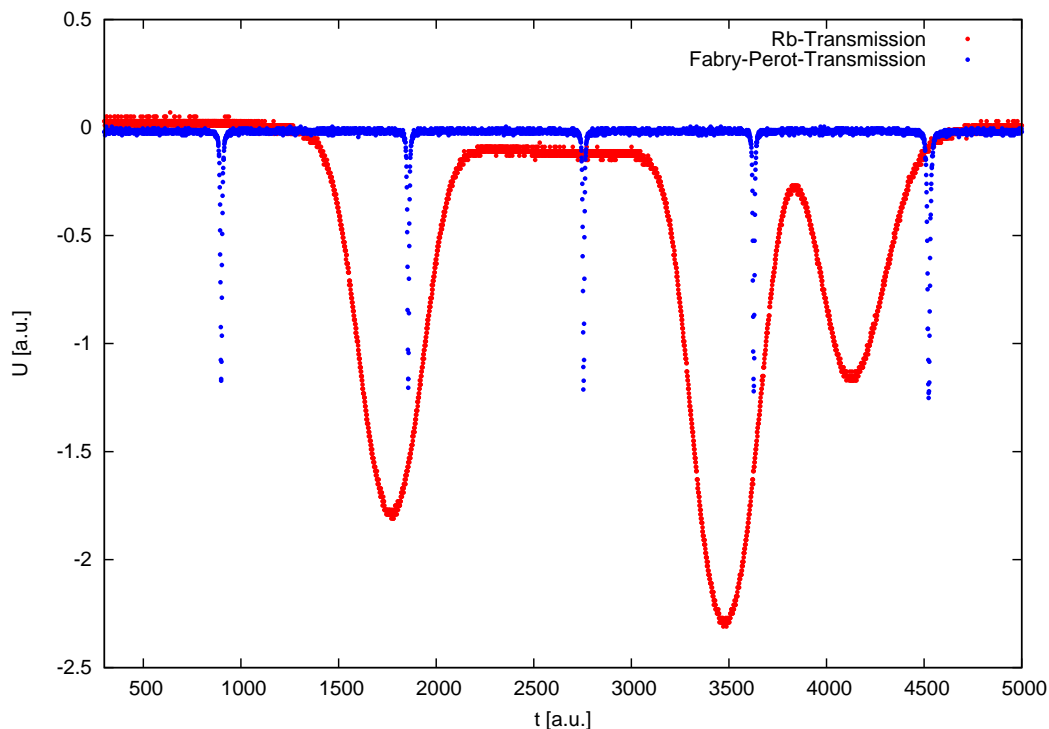


Abbildung 3.1: Die Spannung der differentiellen Photodiode (proportional zur Intensität des durch die Rb-Zelle transmittierten Lichts in willkürlichen Einheiten) und entsprechend die Spannung hinter dem Fabry-Pérot-Resonator aufgetragen gegen die Zeit t , während der der Frequenzbereich des Lasers durchgefahren wird, ebenfalls in willkürlichen Einheiten.

In Abbildung 3.1 sind die vom Oszilloskop aufgenommenen Messdaten dargestellt. Zu sehen sind von links nach rechts die 85F2-, 85F3- und 87F2-Resonanzen (85F2 heisst hier z.B. die Überlagerung der drei Übergänge vom $F = 2$ -Grundniveau des ^{85}Rb -Isotops)

Die Resonanzen des Fabry-Pérot-Signals entsprechen konstanten Frequenzabständen und dies wird als Grundlage für einen Fit durch ein Polynom dritten Grades f genutzt (fünf Messpunkte $(t_i, f(t_i))$ bei den Zeitpunkten t_i der Resonanzen mit gleichem $f(t)$ -Abstand), siehe Abbildung 3.2. Wenn dann das Dopplerspektrum I gegen $f(t)$ aufgetragen wird, stimmt die Skalierung bis auf eine lineare Umskalierung, die abschliessend durch Kenntnis der Position und Abstände der Spektrallinien erfolgt. Vor dieser linearen Umskalierung

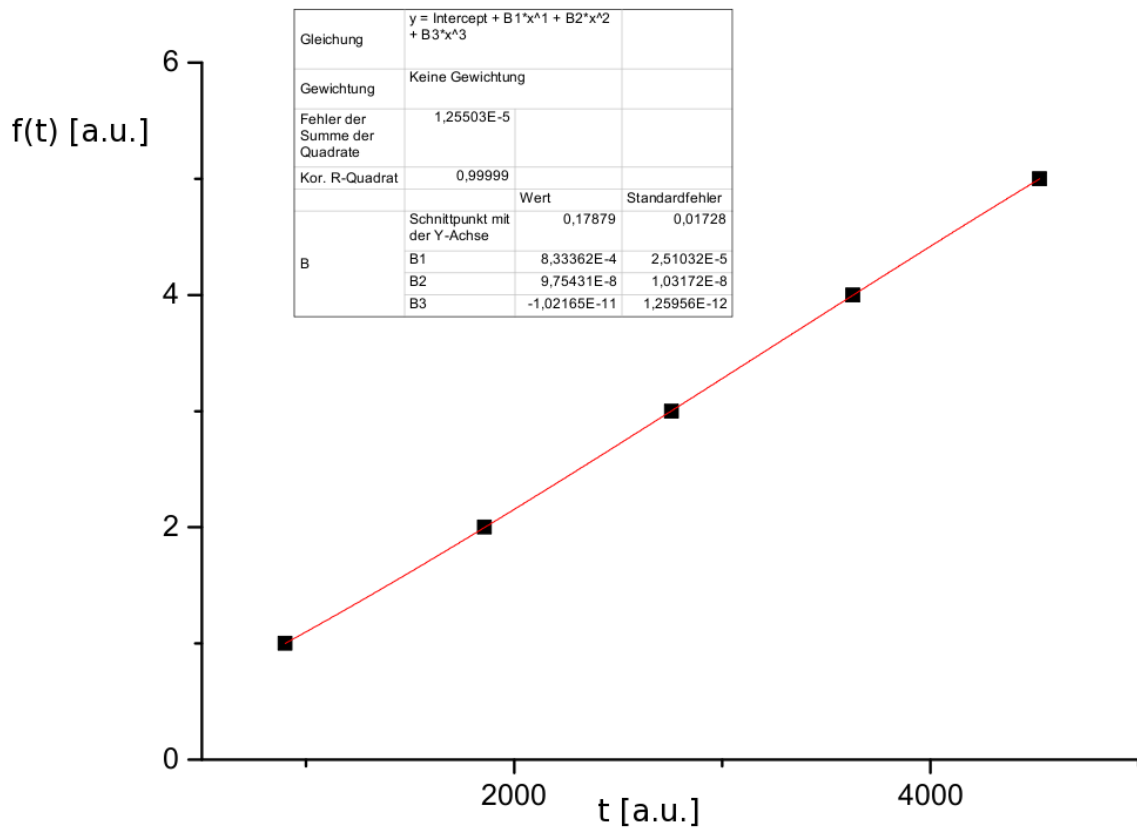


Abbildung 3.2: Umskalierung der Messzeitachse zur Frequenzachse

werden die $(I, f(t))$ -Daten durch eine Summe von zwei Überlagerungen für die 85F2- und 85F3-Resonanzen aus jeweils drei Gaußprofilen mit gleicher Breite (die nach (1.2.2) der Temperatur des Rb-Gases entspricht) und durch Literaturwerte [2] vorgegebene Amplitudenverhältnisse und einer beliebigen Gaußfunktion für die rechte 87F2-Resonanz gefittet.

Aus dem Fit ergibt sich eine gemeinsame halbe $\frac{1}{e}$ -Breite w der überlagerten Gaußprofile für die 85F2- und 85F3-Resonanzen in Einheiten der $f(t)$ -Achse als Parameter des Fits, aus der wir die volle Halbwertsbreite in MHz durch Umrechnung der Breitenarten (halbe $\frac{1}{e}$ -Breite in volle Halbwertsbreite) und Skalierung erhalten, da die wahren relativen Abstände der Resonanzen aus der Literatur [2] bekannt sind.

Wir erhalten somit:

$$w = (406,5 \pm 0,8) \text{ MHz}$$

Mit Gleichung (1.2.2) ergibt sich daraus für die Temperatur des Rb-Gases

$$T = (434,46 \pm 1,7) \text{ K}$$

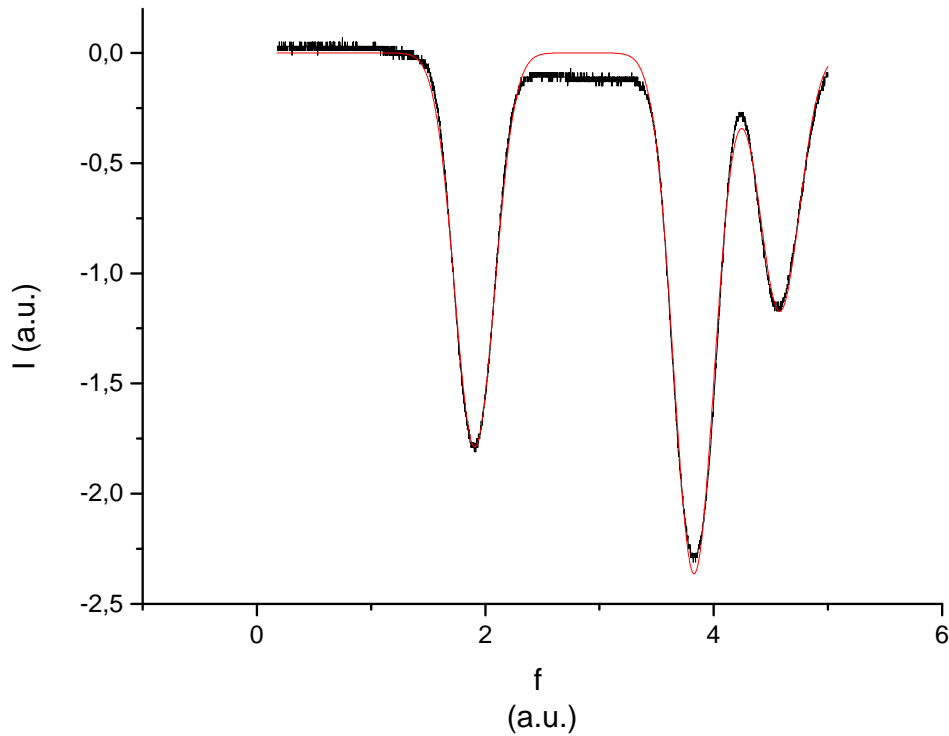


Abbildung 3.3: Gemessenes Dopplerspektrum in willkürlichen Einheiten gegen die umskalierte $f(t)$ -Achse in Schwarz; Fit in Rot

3.2 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

3.2.1 Messung der Strahltaile

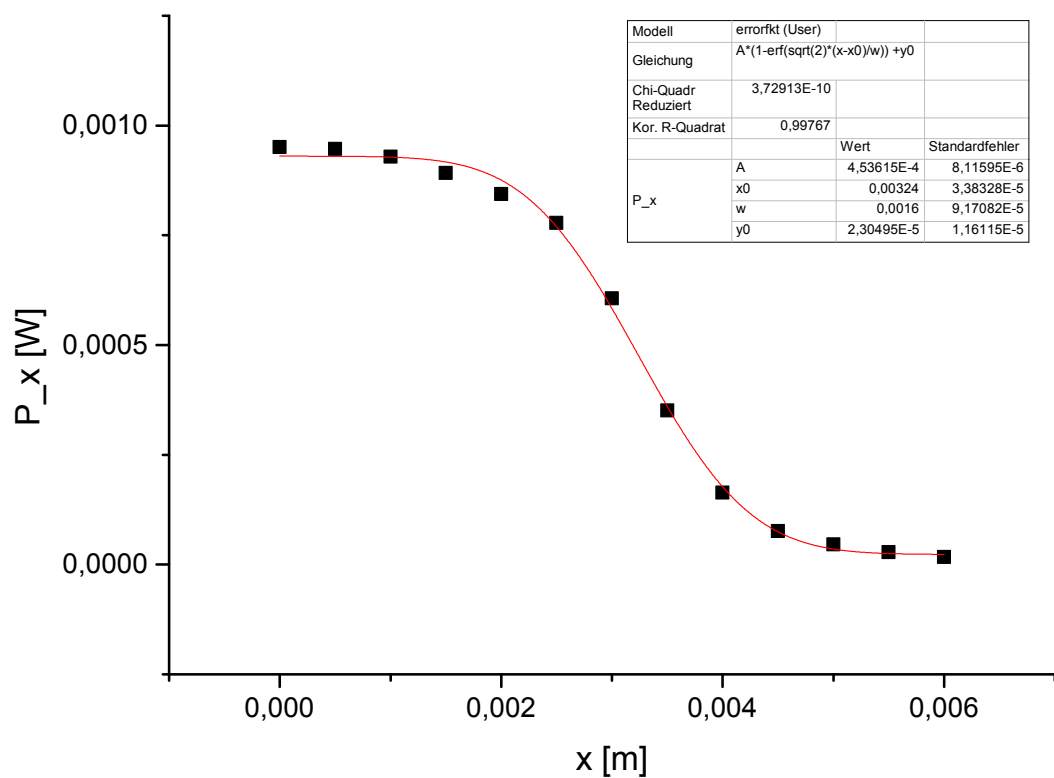
In Abbildung 3.4 sind die Messergebnisse der Leistungen P_x und P_y des durchgelassenen Laserstrahls bei teilweiser Abdeckung durch die Rasierklinge mit Positionen x aus horizontaler Richtung bzw. y aus vertikaler Richtung dargestellt. Die Nullpunkte von x und y sind beliebig und irrelevant für die Auswertung.

Ebenfalls in Abbildung 3.4 zu sehen sind die Fits der Messpunkte mit Fehlerfunktionen nach (1.6) und (1.7).

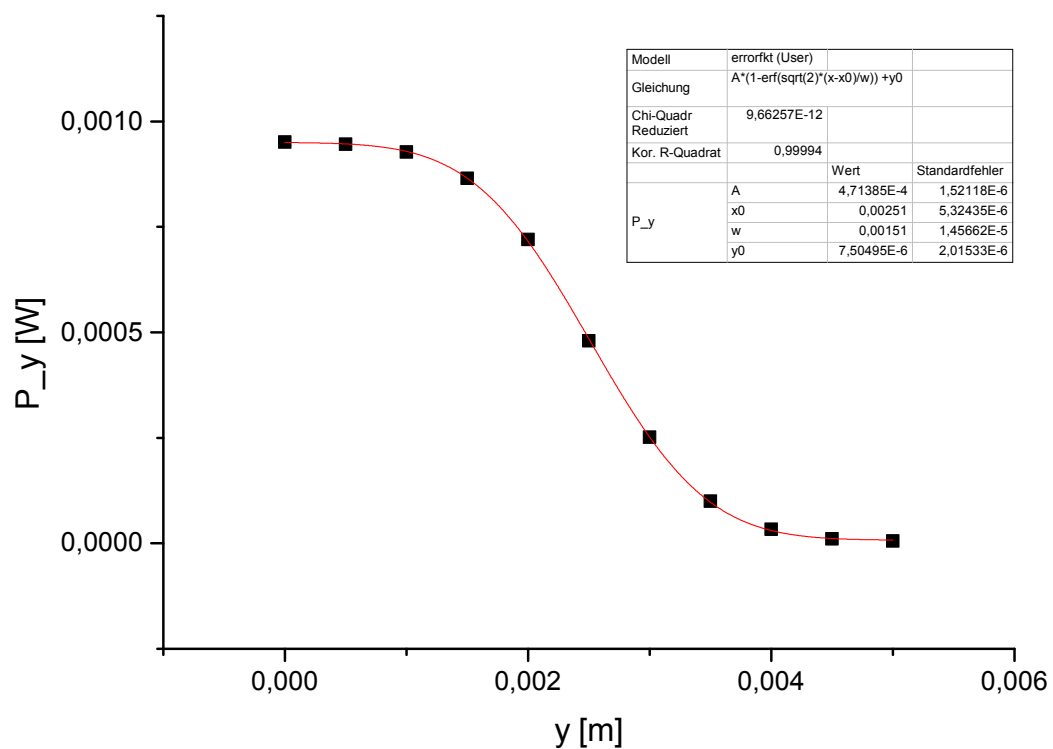
Aus den Fits ergeben sich die halben $\frac{1}{e^2}$ -Breiten w_x und w_y der als transversal gaußförmig verteilt angenommenen Intensität des Laserstrahls:

$$w_x = (1,60 \pm 0,09) \text{ mm}$$

$$w_y = (1,51 \pm 0,014) \text{ mm}$$



(a) Strahlabdeckung aus horizontaler Richtung x



(b) Strahlabdeckung aus horizontaler Richtung y

Abbildung 3.4: Messung der durchgelassenen Leistung bei Abdeckung durch eine Rasierklinge in Schwarz; Fit mit Fehlerfunktion in Rot

3.2.2 Bestimmung der natürlichen Linienbreite und Sättigungsintensität

Mithilfe der oben bestimmten Strahlbreiten w_x und w_y und Gleichung (1.4) können wir den verschiedenen Leistungen des Pumpstrahls, zu denen wir jeweils das 87F2-Spektrum aufgenommen haben, die entsprechenden Pumpstrahl-Intensitäten zuordnen. Jedes zu den verschiedenen Intensitäten aufgenommene Spektrum wird mit einer Summe von sechs Lorentzprofilen mit gleichen Halbwertsbreiten für die drei Energieübergänge und die drei Crossover-Resonanzen, einer Gauß-Funktion zur Näherung des Signaluntergrunds und einer konstanten Verschiebung gefittet. Dabei sind die Verhältnisse der Abstände der sechs Resonanzen aus der Literatur [2] und Theorie bekannt. In Abbildung 3.5 ist beispielhaft die Messung bei der Pumpstrahlleistung $400 \mu\text{W}$ zusammen mit dem Fitergebnis dargestellt.

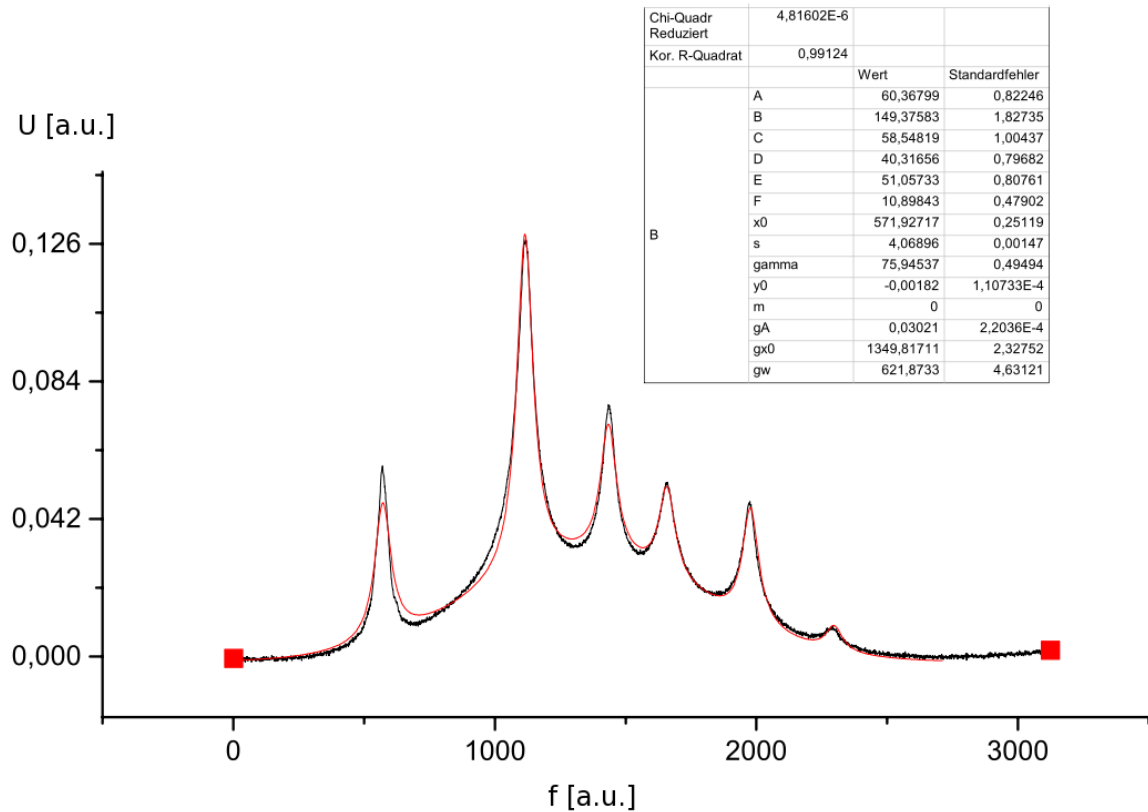


Abbildung 3.5: Messung der Aufspaltung der 87F2-Linie bei Pumpstrahlleistung $400 \mu\text{W}$

Wir erhalten also zu jeder Leistung P des Pumpstrahls durch den Fit des entsprechenden Spektrums als Parameter die volle Halbwertsbreite Γ der leistungsverbreiterten Resonanzen, die nach Gleichung (1.2) von I abhängt, welches wiederum nach (1.4) von P abhängt. Durch einen Fit der Messwertepaare (P, Γ) mit dem theoretischen Verlauf nach (1.2) und (1.4) werden dann die natürliche Linienbreite γ und die Sättigungsintensität I_{sat} von Rubidium bestimmt.

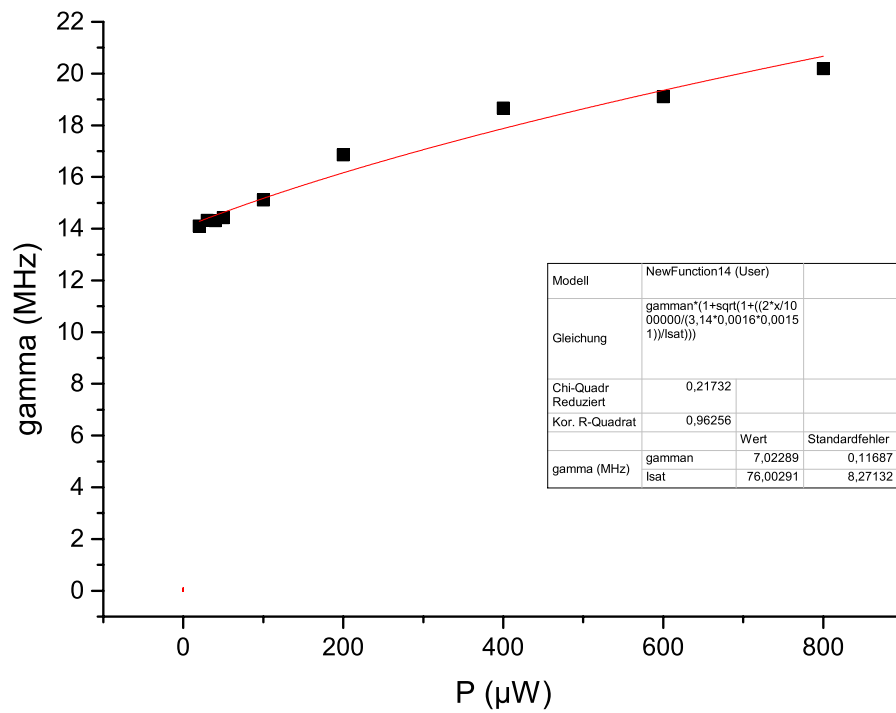
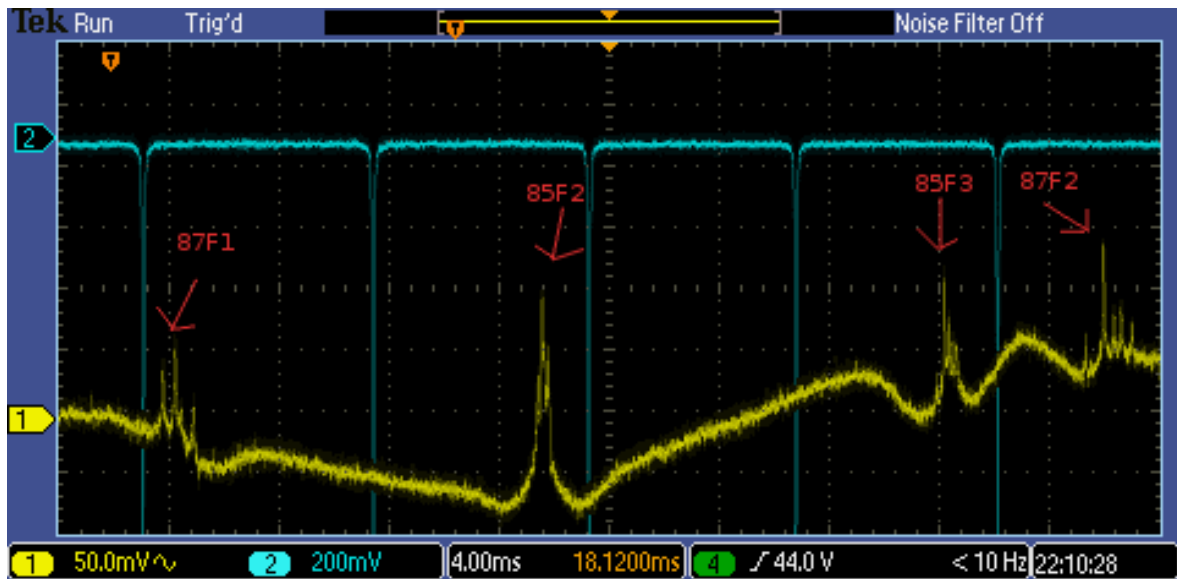


Abbildung 3.6: Halbwertsbreiten Γ der Lorentz-Resonanzen in Abhängigkeit der Pumpstrahlleistung P , Fit durch den theoretischen Verlauf nach (1.2).

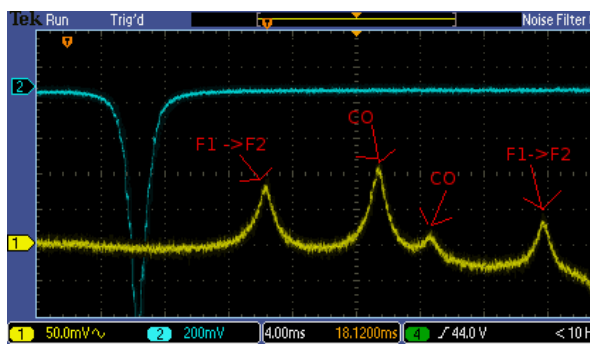
Wir erhalten:

$$\gamma = (7,02 \pm 0,12) \text{ MHz}$$

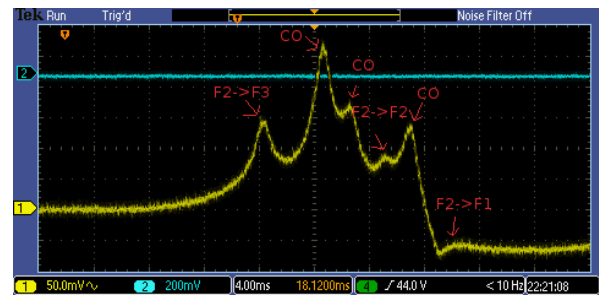
$$I_{\text{sat}} = (7,6 \pm 0,8) \frac{\text{mW}}{\text{cm}^2}$$



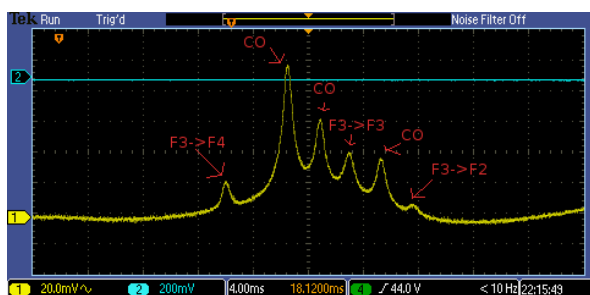
(a) alle



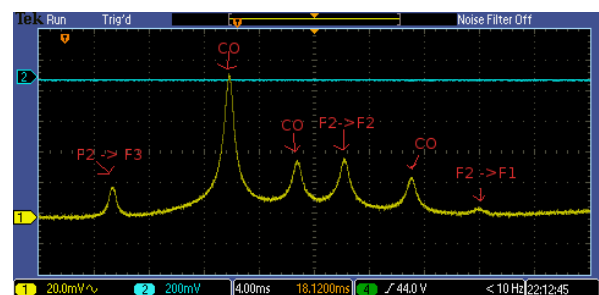
(b) 87F1



(c) 85F2



(d) 85F3



(e) 87F2

Abbildung 3.7: Identifizierung der Hyperfeinstrukturlinien und der Crossover-Resonanzen

4 Fehlerdiskussion

4.1 Dopplerfreie Sättigungsspektroskopie

Um die Leistung des Pumpstrahls über seine $\frac{1}{e^2}$ -Breite in Intensität umzurechnen, haben wir die Gleichung (1.5) verwendet. Wie schon im theoretischen Teil beschrieben ist diese Formel jedoch eine grobe Näherung, da man zuerst von einer gaußverteilten Intensität ausgeht, aber dann annimmt, die Intensität wäre konstant gleich dem Maximum I_0 der Gaußfunktion.

Um sich dem theoretischen Modell besser anzunähern, könnte man mit Blenden arbeiten, mit denen man die Ränder der Gaußfunktion abschneiden kann, und somit den Unterschied zwischen gaußverteilter und konstanter Funktion senken.

Wir mussten bei der Aufnahme der 87F2-Linien mehrere Male die Messung wiederholen, da wir mit einem sehr starken gaußverteilten Untergrund zu kämpfen hatten, den wir uns zunächst nicht erklären konnten. Er kam dem Effekt nahe, den wir im ersten Versuchsteil gemessen haben und den wir mit dem Referenzstrahl eigentlich kompensieren wollten. Mysteriöser wurde es, als sich der Effekt verstärkte, je höher die Leistung des Pumpstrahls eingestellt wurde.

Es stellte sich heraus, dass Reflexionen des Pumpstrahls an den Rändern der Rubidiumzelle dafür verantwortlich waren.

Wir haben das Gerüst in einem größeren Winkel schräg zum Pumpstrahl, wie in 2.2 illustriert, gestellt, damit die Reflexionen nicht mehr in die Photodiode trafen.

Dies hat die Messung erheblich vereinfacht und verbessert. Natürlich können wir empfehlen, ein weniger spiegelndes Material zu verwenden, nur ist das in der Arbeit mit optischen Gegenständen selbstverständlich. Alternativ könnte man einen dritten Referenzstrahl bzw. die Reflexionen des Pumpstrahls in Abhängigkeit von dessen Leistung separat aufnehmen und das als Hintergrundrauschen mitbeachten.

5 Literaturverzeichnis

[1] *Unbekannter Autor*. F-Praktikum: Modern Methods in Laser Spectroscopy, Institut für Laserphysik der Universität Hamburg.

[2] *Jula Draeger, Martin Beye*. Laserspektroskopie in Rubidium – Dopplerprofile, Subdopplerspektren durch Sättigungsspektroskopie und Dunkelresonanzen, Studienarbeit am Institut für Laserphysik der Universität Hamburg.