

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	Theorie	3
1.1	Energieübergänge in Rubidium	3
1.2	Linienverbreiterung	4
1.2.1	Natürliche Linienbreite und Sättigungsverbreiterung	4
1.2.2	Dopplerverbreiterung	5
2		6
3		7
3.1	7
4	Literaturverzeichnis	8

1 Theorie

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.

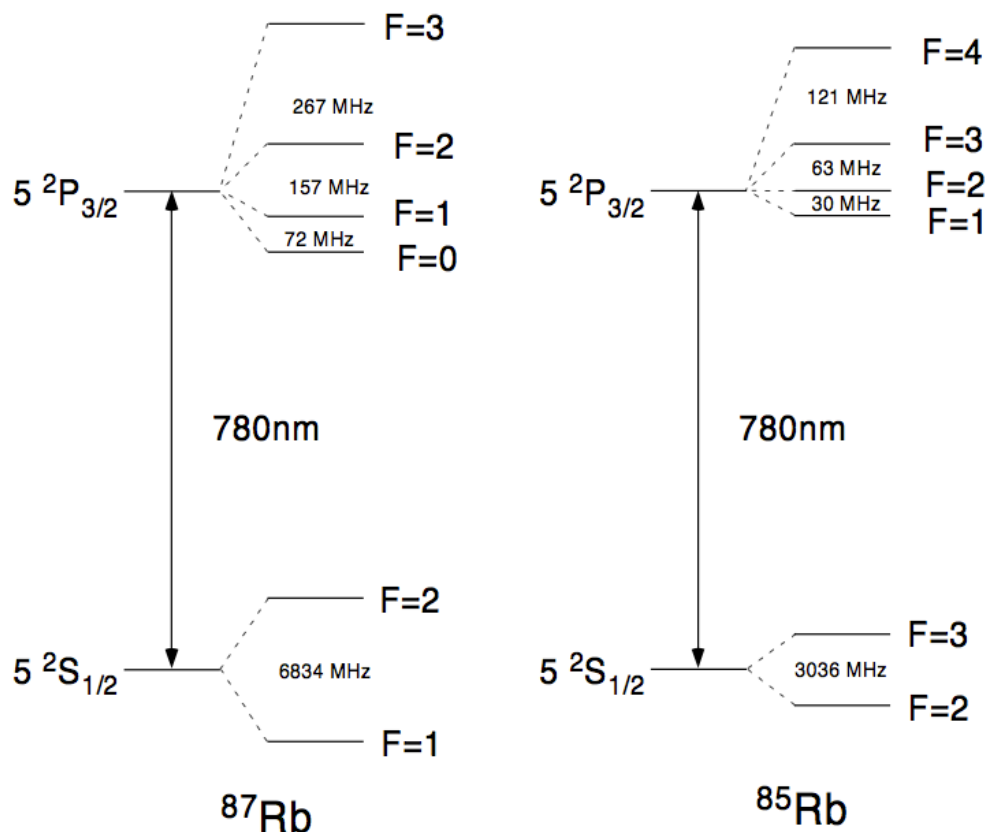


Abbildung 1.1: Hyperfeinstruktur der D2-Linie der Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb

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 gilt für die Anregungswahrscheinlichkeit ρ

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

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 siehe [2].

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 einer 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, hat man

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

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 Folgenden 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.

2

3

3.1

4 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.