

Laserspektroskopie

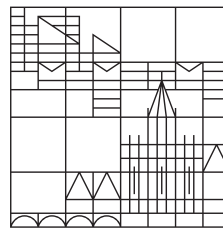
Fortgeschrittenenpraktikumsbericht

vorgelegt von

Hermann Bttcher & Yannik Dornseiff

an der

Universität
Konstanz



Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Sektion
Fachbereich Physik

Tutor: Timo Raab

Konstanz, 2018

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	IV
1. Einleitung	1
2. Versuch	2
2.1. Feinstruktur	2
2.2. Hyperfeinstruktur	2
2.3. Termschema von Csium	3
2.4. Diodenlaser	3
2.4.1. Druckverbreiterung	4
2.4.2. Natrliche Linienbreite	5
2.4.3. Dopplerverbreiterung	5
2.5. Transmissionsspektroskopie	5
2.6. Dopplerfreie Spektroskopie	5
2.6.1. Cross-over Resonanzen	5
2.7. Zeeman-Effekt	6
Bibliographie	6
Anhang	7
A. Some Appendix	8

Abbildungsverzeichnis

1.	Termschema von ^{133}Cs ($I = \frac{7}{2}$) mit Feinstruktur und Hyperfeinstruktur. Die erlaubten Anregungsbergnge sind rot markiert.	3
2.	Ausgangsleistung P als Funktion des Eingangsstroms I der verwendeten Laserdiode bei einer Temperatur von $T = 21.4(20)^\circ\text{C}$	5
3.	Zusammenhang zwischen dem <i>Coarse</i> und der Stromstärke des Netzteils des Diodenlasers.	8

Tabellenverzeichnis

1 Einleitung

Die Sekunde ist das 9.192.631.770-fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids ^{133}Cs entsprechenden Strahlung - so die Definition nach dem SI-Einheitensystem. Genau diese Periodendauer soll im folgenden Versuch gemessen werden. Hierzu werden sowohl die Feinstruktur als auch die Hyperfeinstruktur erklärt und mittels der dopplerfreien Spektroskopie der Übergang aufgelöst.

2 Versuch

2.1 Feinstruktur

Nach dem semiklassischen Atommodell kreisen die negativ geladenen Elektronen auf einer Kreisbahn um den positiv geladenen Atomkern. Die Rotation stellt einen Kreisstrom dar. Dieser erzeugt ein magnetisches Dipolmoment, welches über den Bahndrehimpuls \vec{L} ausgedrückt werden kann. Gemäß dem Stern-Gerlach-Experiment (und anderen Experimenten) haben Elektronen ein weiteres magnetisches Dipolmoment inne, welchem der Spin \vec{s} zugrunde liegt. Die beiden magnetischen Momente wechselwirken in der sogenannten *Spin-Bahn-Kopplung*. Je nach Einstellung des Elektronenspins (*Spin-up*/*Spin-down*, d.h. für die z-Komponente des Spins $s_z = \pm \frac{\hbar}{2}$) ergibt sich eine positive, bzw. negative Energiekorrektur $\Delta E_{l,s}$, die sogenannte *Spin-Bahn-Kopplungsenergie*.

Bei der mathematischen Betrachtung sind für die *Feinstrukturaufspaltung* außerdem relativistische Effekte zu beachten. Auf der Umlaufbahn um den ruhenden Kern dreht sich das Elektron einmal um die zum Drehimpuls parallele Achse. Dies führt zu einer Korrektur der kinetischen Energie ΔE_{rel} .

Zuletzt muss der *Darwin-Term* ΔE_{Darwin} berücksichtigt werden. Als Folge der relativistischen Zitterbewegung des Elektrons auf seiner Kreisbahn verkompliziert sich die elektrostatische Wechselwirkung zwischen Elektron und Atomkern.

Die gesamte Energiekorrektur

$$\Delta E = \Delta E_{l,s} + \Delta E_{\text{rel}} + \Delta E_{\text{Darwin}}$$

führt zur sogenannten *Feinstrukturaufspaltung*.

Zur Beschreibung dieser Zustände wird der Gesamtdrehimpuls $\vec{j} = \vec{L} + \vec{s}$ mit der zugehörigen gutartigen Gesamtdrehimpulsquantenzahl j eingeführt. Letztere kann die Werte

$$j = +\frac{1}{2} \quad \text{für} \quad l = 0$$

und

$$j = l \pm \frac{1}{2} \quad \text{für} \quad l > 0$$

annehmen. Somit spalten alle Zustände mit $l > 0$ in zwei *Feinstrukturniveaus* auf.

2.2 Hyperfeinstruktur

Analog zum Spin des Elektrons wird auch dem räumlich ausgedehnten Atomkern ein Spin zugeordnet, der sogenannte *Kernspin* \vec{I} . Das dem Spin zugeordnete magnetische Moment des Kerns wechselwirkt mit dem Gesamtspin des Elektrons \vec{j} . Wiederum kommt es je nach Ausrichtung des Kernspins zu einer Energiekorrektur, welche positiv und negativ ausfallen kann. Die Projektion auf die z-Richtung von \vec{I} kann die $(2I + 1)$ Werte

$$I_z = m_I \cdot \hbar \quad \text{mit} \quad -I \leq m_I \leq +I$$

annehmen. Zur Zustandsbeschreibung wird nun der Gesamtdrehimpuls des Atoms $\vec{F} = \vec{j} + \vec{I}$ mit der zugehörigen gutartigen Quantenzahl F ,

$$|j - I| \leq F \leq |j + I|$$

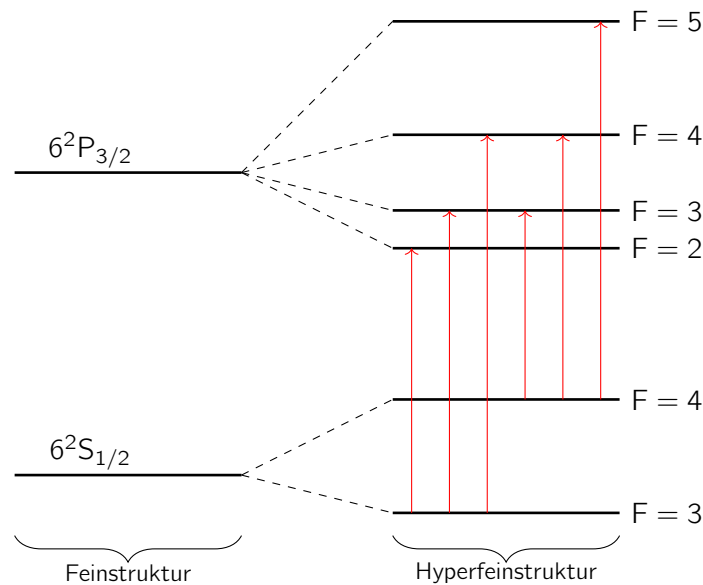


Abbildung 1. Termschema von ^{133}Cs ($I = \frac{7}{2}$) mit Feinstruktur und Hyperfeinstruktur. Die erlaubten Anregungsübergänge sind rot markiert.

eingeführt. Die *Feinstruktur*niveaus spalten also in

$$\begin{cases} (2I + 1), & I < j \\ (2j + 1), & j < I \end{cases}$$

*Hyperfeinstruktur*niveaus auf. Aufgrund der im Vergleich zum Elektron extrem großen Masse des Kerns

$$m_{\text{Kern}} \approx Z \cdot 1836 \cdot m_e,$$

mit der Kernladungszahl Z , ist die Energieaufspaltung in Folge der *Hyperfeinstruktur* sehr klein. Um diese zu messen ist also extrem schmalbandiges Licht notwendig, welches gleichzeitig so intensiv sein muss, dass ein messbares Signal entsteht. Weil Monochromatoren zu breitbandig sind, erfordert das Experiment also einen Laser.

2.3 Termschema von Cesium

Im Versuch wird das Nuklid ^{133}Cs verwendet. Für die Zustände wird die Nomenklatur $n^{2s+1}l_j$ verwendet. Der relevante Teil des Termschemas von Cesium für den Versuch, d.h. der Grundzustand $6^2S_{1/2}$ und der angeregte Zustand $6^2P_{3/2}$ mit Feinstrukturaufspaltung und Hyperfeinstrukturaufspaltung sind in Abb. 1 abgebildet. Die Kernspinkquantenzahl ist $I = \frac{7}{2}$. Weiter sind die erlaubten angeregten optischen Übergänge rot eingezeichnet. Für diese ist zu beachten, dass anregende Photonen einen Spin von 1 tragen. Bei Verwendung von linear polarisiertem Licht gelten die Übergangsregeln

$$\Delta I = 1 \quad \text{und} \quad \Delta F = -1, 0, +1.$$

2.4 Diodenlaser

Es folgt eine Kurzfassung von ??? zur Funktion von Diodenlasern.

Diodenlaser sind aus Halbleitern aufgebaut. Bei der Rekombination von Elektronen im Leitungsband mit den Löchern im Valenzband wird das Laserlicht emittiert. Der Hauptteil eines Diodenlasers

besteht aus einem $p - n$ -bergang, welcher durch Dotierung erzeugt wird. Die Besetzungsinversion mit Lchern im Valenzband und Elektronen im Leitungsband wird durch das Anlegen einer Spannung erreicht. Dieser Prozess ist der Pumpprozess des Lasers. Die Rekombination der Lcher und Elektronen kann spontan oder stimuliert erfolgen. Das dabei emittierte Licht ist nur kohrent, falls die stimulierte Emission berwiegt. Aufgrund des hohen Brechungsindex n der Halbleiterkristalle betrgt die Reflektivitt der Grenzflche zu Vakuum in etwa 30 %. Damit knnen die Kristalle selbst, ohne weitere Behandlung, als Resonatoren fungieren. Diejenige Seite, auf der kein Licht austreten soll, wird zustzlich verspiegelt. Fr die Ausbildung von stehenden Wellen im Resonator gilt der Zusammenhang

$$\lambda = \frac{2nL}{m}.$$

Hierbei ist λ die Wellenlnge des Lichts, L die Lnge des Resonators (Halbleiterkristalls) und m eine natrliche Zahl.

Einer der Vorteile eines Diodenlasers ist dessen Durchstimbarkeit bezglich der Frequenzen. In Abhngigkeit der Betriebstemperatur T und der Stromstrke I ndert sich die Frequenz der Laserstrahlung. Die Temperatur beeinflusst die Ausdehnung des Kristalls und damit die Lnge des Resonators. Unter Voraussetzung einer konstanten Temperatur ndert sich mit der Stromstrke die Ladungstrgerdichte im Halbleiter. Damit ndert sich auch der Brechungsindex des Kristalls und somit die optische Lnge des Resonators. Die Durchstimbarkeit ist fr diesen Versuch von Bedeutung, um die Resonanzfrequenz von Csium zu treffen.

Weiter weist ein Diodenlaser, wie alle Laser, eine schmale Linienbreite auf, welche ntig ist um die Energieaufspaltung der Hyperfeinstruktur auflsen zu knnen. Das Spektrum des verwendeten Lasers ist in ??? abgebildet. Dieses ist jedoch noch immer zu breit fr die gewnschte Auflsung der Hyperfeinstruktur. Die Linienbreite des Lasers erscheint verbreitert durch die *natrliche Linienbreite*, *Dopplerverbreiterung* und *Druckverbreiterung*. Dominant ist hierbei die *Dopplerverbreiterung*, wie in folgenden Abschnitten erlutert wird. Deshalb folgt auch die Notwendigkeit der *dopplerfreien Spektroskopie* (vgl. 2.6).

Der in diesem Versuch verwendete Diodenlaser weist den in Abb. 2 abgebildeten Zusammenhang zwischen Eingangsstrom und Ausgangsleistung auf. Die lineare Regression fr Messpunkte mit Eingangsstrom $I \geq 31$ liefert die Gerade

$$P(I) = -5.21 \text{ mW} + 0.156 \text{ V} \cdot I$$

Und damit die Laserschwelle

$$I_{\text{Schwelle}} = 33.4 \text{ A}.$$

Gemessen wurde die Ausgangsleistung in Abhngigkeit des *Coarse* der Spannungsquelle. Mihilfe von Zur Erstellung der Regression wurden die in (REF TO APPENDIX HERE WITH COARSE THING ???) gezeigte Charakteristik des Netzteils verwendet. Die Daten liegen nicht in digitaler Form vor und mussten deshalb vom Graphen abgelesen werden. Hierbei ist ein nicht zu vernachlssigender Fehler aufgetreten, der, zusammen mit dem unbekannten Fehler der des Graphen selber, auf

$$\delta I = \pm 2 \text{ mA}$$

geschutzt wird.

2.4.1 Druckverbreiterung

Je nach Gasdruck in der Gaskammer kommt es zu mehr oder weniger Sten zwischen den Csium-Atomen. Die Wechselwirkung zwischen den Atomen beeinflusst das Termschema und verbreitert damit die Spektrallinien. Die Linienverbreiterung ist proportional zum Druck. Somit kann und wird der Effekt der *Druckverbreiterung* durch einen kleinen Druck in der Gaskammer minimiert.

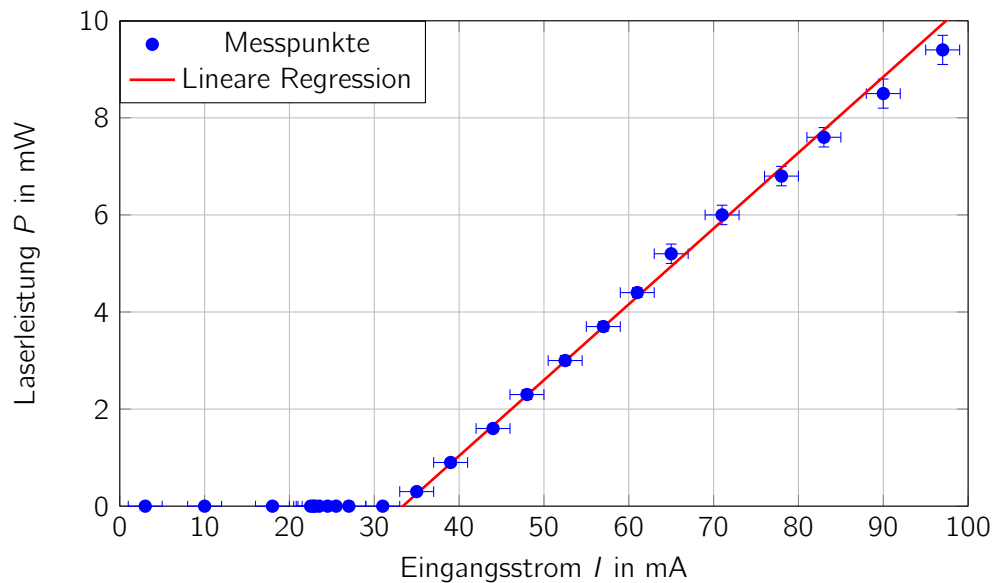


Abbildung 2. Ausgangsleistung P als Funktion des Eingangsstroms I der verwendeten Laserdiode bei einer Temperatur von $T = 21.4(20)^\circ\text{C}$.

2.4.2 Natrliche Linienbreite

Angeregte Zustnde haben nur eine endliche Lebensdauer bevor das System wieder in den Grundzustand relaxiert. Nach der Heisenberg'schen *Unschrferrelation* knnen Zeit und Energie aber nicht gleichzeitig scharf bestimmt werden. Somit gehen zu Zustnden mit begrenzter Lebensdauer unscharfe Energieniveaus. Dies sorgt fr eine Verbreiterung der Spektrallinien. Die Unschrfe aufgrund der sogenannten *natrlichen Linienbreite* ist allerdings fr die optischen Csium bergnge, welche in diesem Versuch von Interesse sind, hinreichend klein um die Hyperfeinstruktur auflsen zu knnen.

2.4.3 Dopplerverbreiterung

Gemßdem relativistischen Doppler-Effekt ndert sich die Frequenz eines einfallenden Photons im Ruhesystem eines (Csium-) Atoms, falls das Atom eine Geschwindigkeitskomponente ungleich Null parallel zur Bahn des Photons aufweist. Im Falle von entgegengesetzten Bewegungen von Atom und Photon kommt es zur Blauverschiebung (die vom Atom observierte Frequenz wird grer), im Falle von gleichgerichteten Bewegungen zur Rotverschiebung (die vom Atom observierte Frequenz wird kleiner). Mit dem Doppler-Effekt als Ursache wird diese Linienverbreiterung *Dopplerverbreiterung* genannt.

2.5 Transmissionsspektroskopie

2.6 Dopplerfreie Spektroskopie

6 statt 3 erwartete Peaks

2.6.1 Cross-over Resonanzen

genau in der mittels

2.7 Zeeman-Effekt

nicht observierbar!

Anhang

A Some Appendix

Abbildung 3 zeigt die für die Berechnung der Laserschwelle in Abschnitt 2.4 verwendete Charakteristik des verwendeten Netzteils.

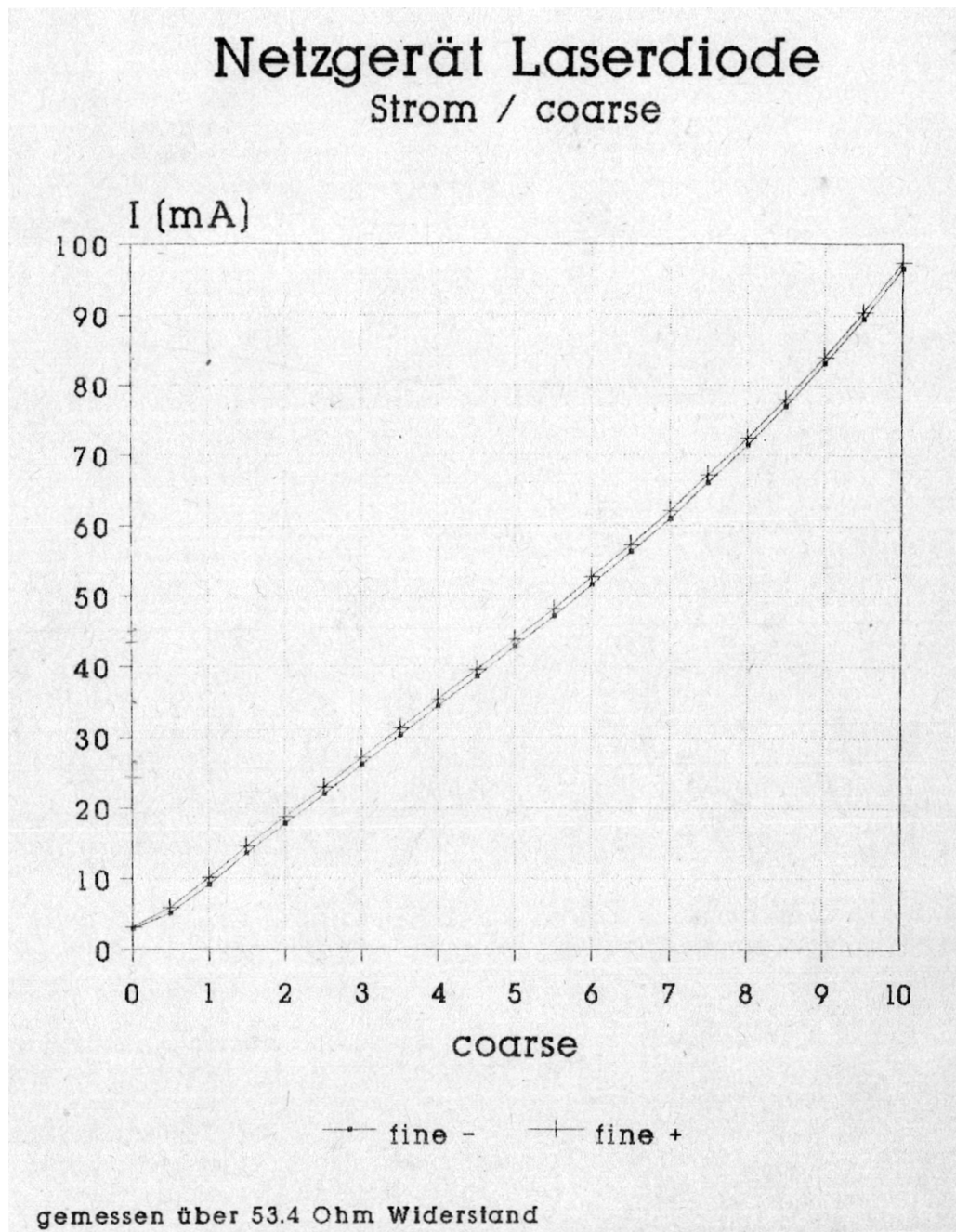


Abbildung 3. Zusammenhang zwischen dem Coarse und der Stromstärke des Netzteils des Diodenlasers.