

V21: Optisches Pumpen

Simon Schulte
simon.schulte@udo.edu

Tim Sedlaczek
tim.sedlaczek@udo.edu

Durchführung: 09.05.2018

Abgabe: 16.05.2018

TU Dortmund – Fakultät Physik

1 Theorie

Ziel dieses Versuches ist die Untersuchung von Übergängen bestimmter Energieniveaus in Rubidium-Isotopen. Daraus lassen sich die Lande-Faktoren, sowie die Spins von Elektronen und Kern berechnen.

In allen Atomen befinden sich Elektronen auf sogenannten Schalen um den Atomkern. Auf diesen Schalen besitzen sie feste Energien, zwischen welchen allerdings Übergänge stattfinden können. Dazu muss Energie, die exakt der Differenz der Niveaus entspricht von den Elektronen abgegeben oder aufgenommen werden. Dies geschieht über die Aufnahme oder Abgabe von Photonen der passenden Frequenz. Die äußeren Niveaus, also jene mit den größten Energien, sind dabei je nach Temperatur unterschiedlich besetzt. Die Besetzungszahl eines Niveaus folgt dabei einer Boltzmann Verteilung, sodass für das Verhältnis der Besetzungszahlen zweier Niveaus gilt:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\exp(-W_2/k_B T)}{\exp(-W_1/k_B T)} \quad (1)$$

Hierbei beschreiben die W_i die Energien der Zustände, die g_i die Lande-Faktoren, welche beschreiben, wie viele Zustände zu der entsprechenden Energie gehören, sowie k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur.

Mit Hilfe des optischen Pumpens kann eine Abweichung von dieser Verteilung erzeugt werden. Diese kann soweit gehen, dass eine Besetzungsinversion entsteht. Eine so entstehende nicht-thermische Verteilung ermöglicht es, einzelne Übergänge zu induzieren, sodass Photonen dieser Energie überwiegend das Spektrum prägen. Über die Vermessung dieses Lichtes lässt sich der Energieabstand $h\nu = W_2 - W_1$ der Niveaus messen.

1.1 Energieniveaus der Elektronen eines Atomes

Die Verteilung der Elektronen auf verschiedene Energieniveaus innerhalb des Atomes folgt aus Auswahlregeln verschiedener Quantenzahlen. Aus dem Gesamtdrehimpuls \vec{J} der Elektronenhülle folgt ein magnetisches Moment $\vec{\mu}_J = -g_J \mu_B \vec{J}$. Der Faktor g_J berücksichtigt dabei, dass das Gesamtmoment aus Spin S und Drehimpuls L folgt. Es gilt

$$\begin{aligned} |\vec{\mu}_J| &= g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}, \text{ wobei} \\ |\vec{\mu}_L| &= -\mu_B \sqrt{L(L+1)} \text{ und} \\ |\vec{\mu}_S| &= -g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)}. \end{aligned}$$

Das Gesamtdrehmoment $\vec{\mu}_J$ der Elektronenhülle präzediert dabei um den Gesamtdrehimpuls \vec{J} . Daher trägt stets nur der parallele Anteil dieses Drehimpulses zum magnetischen Moment bei. g_J ist also abhängig von J , S und L . Es ergibt sich

$$g_J = \frac{3,0023J(J+1) + 1,0023(S(S+1) - L(L+1))}{2J(J+1)} \quad (2)$$

Wird ein äußeres Magnetfeld angelegt, so spaltet sich das Spektrum weiter auf. Es gilt

$$U_{\text{mag}} = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B} \quad (3)$$

Hieraus folgt eine Richtungsquantelung der Energie:

$$U_{\text{mag}} = g_J \mu_B B \cdot M_J, \quad M_J \in [-J, J] \quad (4)$$

Bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes wird also über den Zeeman-Effekt jedes Energieniveau in $2J + 1$ Unterniveaus aufgespalten. Die Anzahl der so entstehenden Niveaus ist abhängig von dem sich aus Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle J und dem Kernspin I ergebenden Gesamtdrehimpuls F des Atomes.

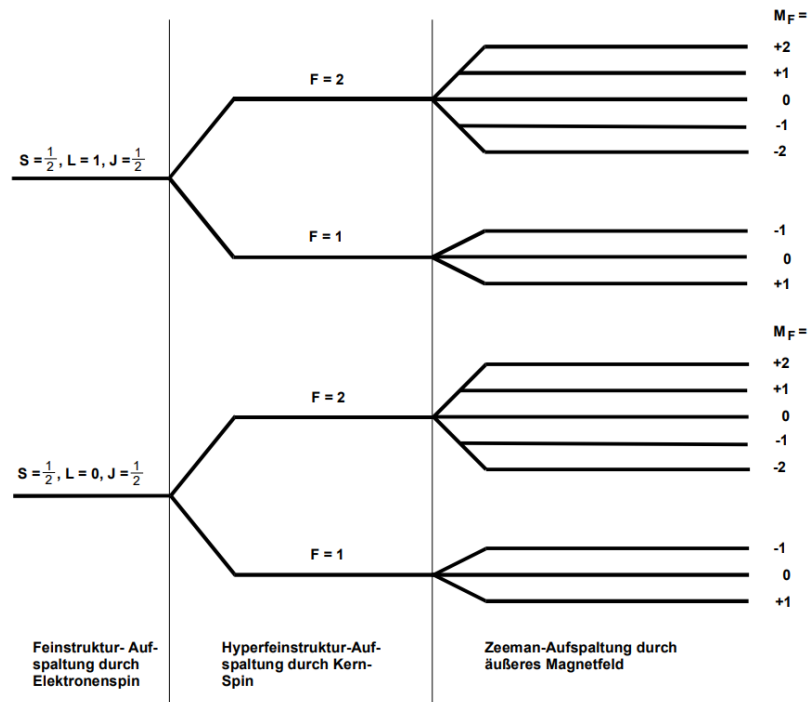


Abbildung 1: Aufspaltung der Energieniveaus innerhalb eines Atomes. Dargestellt sind die Feinstrukturaufspaltung durch den Elektronenspin, die Hyperfeinstrukturaufspaltung durch den Kernspin, sowie die Zeeman-Aufspaltung durch ein äußeres Magnetfeld. [anleitung]

1.2 Optisches Pumpen

Die beiden in diesem Versuch betrachteten Rubidium-Isotope haben beide einen Kernspin $I \neq 0$. Das Verfahren des optischen Pumpens wird anhand eines Beispiel-Systems betrachtet. Es handelt sich dabei um ein Atom ohne Kernspin \vec{I} , genau wie auch bei den hier untersuchten Rubidium-Isotopen. Der Grundzustand ist der Zustand $^2S_{1/2}$. Angeregte Zustände sind $^2P_{1/2}$, sowie $^2P_{3/2}$.

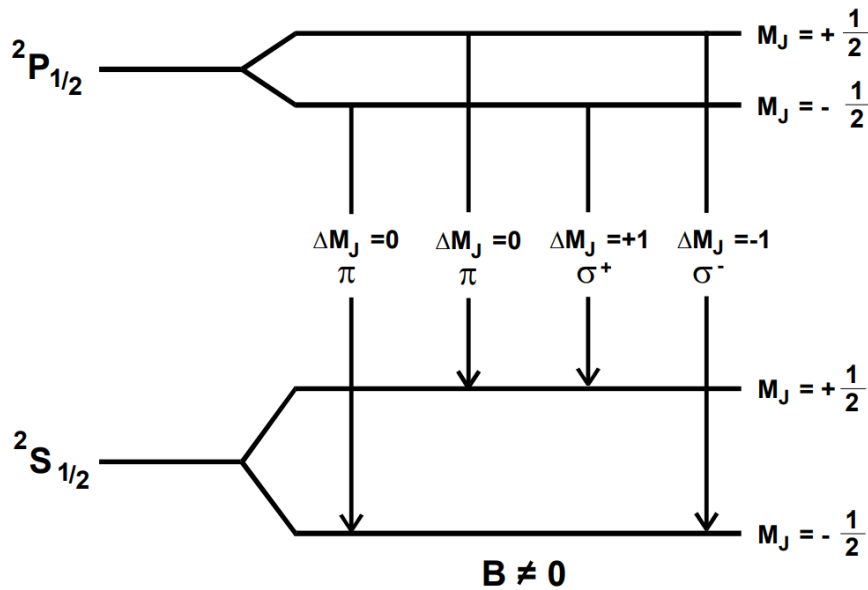


Abbildung 2: Aufspaltung der S - und P -Niveaus eines Beispiel-Atomes. Rechts: Zeeman-Aufspaltung des $2P_{1/2}$ - sowie des $2S_{1/2}$ -Niveaus. [anleitung]

Die Energieniveaus, sowie deren Aufspaltung im Magnetfeld sind in Abbildung 2 skizziert. Das bei den rechts skizzierten Übergängen emittierte Licht besitzt spezielle Polarisations-eigenschaften. Das σ^+ -Licht ist rechtszirkular polarisiert (also $\vec{s} \parallel \vec{k}$), während das σ^- -Licht linkszirkular polarisiert ist (also $\vec{s} \parallel \vec{k}$). Beide Linien erscheinen nur parallel zum Magnetfeld in dieser Polarisation und sonst linear polarisiert. Die π -Linien hingegen sind linear polarisiert und werden nicht parallel zum Magnetfeld abgestrahlt, da es sich hierbei um Dipolstrahlung handelt.

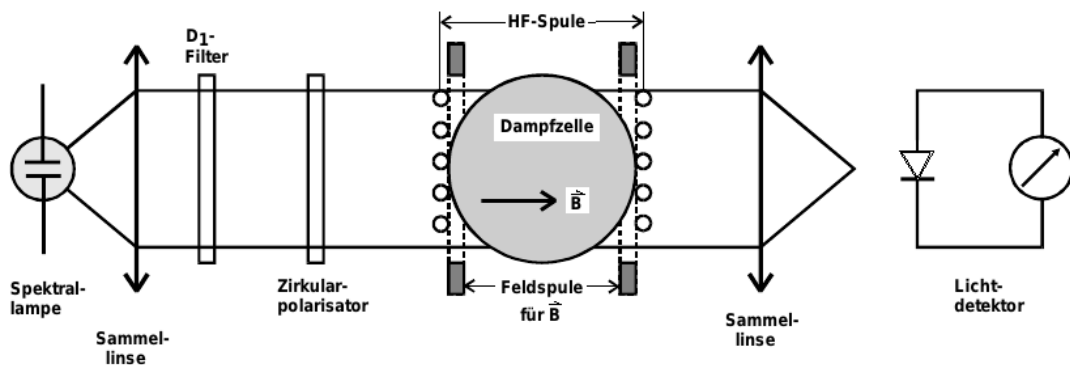


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus [anleitung].

Abbildung 3 zeigt den schematischen Aufbau der verwendeten Apparatur. Eine Spektrallampe strahlt Licht in die Apparatur ein. Aus diesem Licht wird mit Hilfe eines

D_1 -Filters und eines Polarisationsfilters rechtszirkular polarisiertes D_1 -Licht. Der einzige mögliche Energieübergang innerhalb der Atome in der Dampfzelle ist derjenige von $^2S_{1/2}$ (mit $M_J = -1/2$) zu $^2P_{1/2}$ (mit $M_J = +1/2$), sowie rückwärts durch spontane Emission. Beim rückwärtigen Prozess werden allerdings beide Zeeman-Niveaus des $^2S_{1/2}$ -Niveaus besetzt, sodass im Laufe der Zeit das Niveau $^2S_{1/2}$ (mit $M_J = +1/2$) angereichert und das $^2S_{1/2}$ -Niveau (mit $M_J = -1/2$) „leergepumpt“ wird. Dies hat eine Umkehr der Besetzung im S-Niveau zur Folge. Experimentell beobachten lässt sich diese Entwicklung über die Transparenz des Dampfes für Licht.

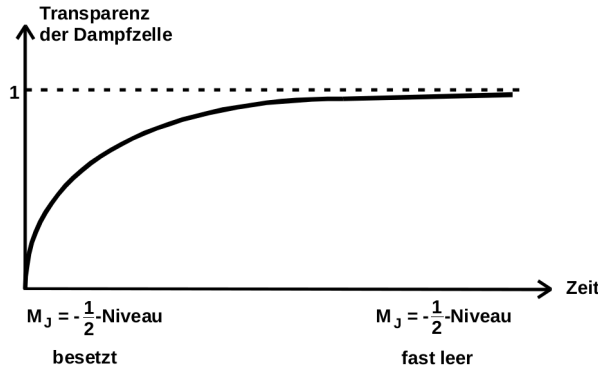


Abbildung 4: Verlauf der Transparenz der Dampfzelle in Abhängigkeit der Zeit. Das $M_J = -1/2$ -Niveau wird „leergepumpt“ [anleitung].

Wird Licht (einer bestimmten Energie) von dem Dampf absorbiert, so heißt dies, dass Elektronen im Gas angeregt werden und dabei die Photonen absorbieren. Dies ist natürlich nur möglich, wenn sich Elektronen in dem unteren Energieniveau dieser Anregungen befinden. Je weniger Elektronen sich in diesem Niveau befinden, desto unwahrscheinlicher ist eine Absorption des Photons und desto transparenter erscheint das Gas, Abbildung 4. Es treten zwei Prozesse zur Abregung, also zur Emission von Photonen aus den Gasatomen auf. Bei der spontanen Emission begibt sich ein Elektron auf ein niedrigeres Energieniveau und gibt dabei ein Photon der Energiedifferenz ab. Bei der induzierten Emission verursacht ein eingestrahlt Photon den beschriebenen Prozess, sodass hierbei zwei Photonen emittiert werden. Diese gleichen sich in Energie, Polarisation und Impulsvektor. Welcher dieser beiden Prozesse überwiegt, hängt von der Energie der Photonen ab. Die Übergangswahrscheinlichkeit für spontane Emission ist proportional zu ν^3 , und damit bei großen Frequenzen ausschlaggebend. Bei kleineren Energien, wie etwa denen bei Zeeman-Übergängen kommt es quasi nur zu induzierter Emission. Dies kann also sehr gut zur Vermessung dieser Übergänge verwendet werden. Die Energiedifferenzen zwischen den Zeeman-Niveaus ist abhängig von der Stärke des angelegten Magnetfeldes:

$$h\nu = g_J \mu_B B \Delta M_J \quad (5)$$

Durch Einschalten des Magnetfeldes und Entstehen der Zeeman-Aufspaltung beginnt das oben beschriebene Pumpen durch spontane Emission bis eine Besetzungsumkehrung

eintritt. Wenn allerdings das Magnetfeld den Wert

$$B_m = \frac{4\pi m_0}{e_0 g_J} \nu \quad (6)$$

annimmt setzt induzierte Emission ein, sodass die Besetzungsinversion wieder zerfällt. Die Transparenz wird also nachdem sie der Eins zustrebte plötzlich wieder kleiner, wenn der oben beschriebene Wert erreicht wird, Abbildung 5.

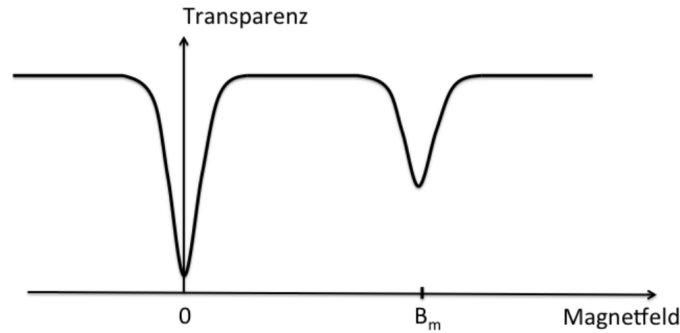


Abbildung 5: Verlauf der Transparenz der Dampfzelle in Abhängigkeit des äußeren Magnetfeldes [anleitung].

1.3 Der quadratische Zeeman-Effekt

Die Aufspaltung der Zeeman-Niveaus verhält sich allerdings nicht für alle Magnetfeldstärken wie in Abbildung 1 dargestellt. Für große Magnetfelder werden höhere Ordnungen in Abhängigkeit des Magnetfeldes relevant, sodass die Energiedifferenz durch

$$E = g_F \mu_B B \quad (7)$$

beschrieben wird. Dabei ist E die Energiedistanz der Hyperfeinstrukturaufspaltung zwischen den Niveaus F und $F + 1$. Hier werden nun neben den Wechselwirkungen der magnetischen Momente mit dem äußeren Magnetfeld auch diese zwischen den magnetischen Momenten berücksichtigt.

1.4 Transiente Effekte

Wird die Absorption des Lichtes in Abhängigkeit eines sich schnell ändernden Magnetfeldes B_{RF} betrachtet, so treten sogenannte transiente Effekte auf. Bisher wurde das Magnetfeld als konstant und hinreichend lange eingeschaltet betrachtet, sodass keine solcher Effekte auftraten. Um dies zu erreichen, wird die Spule mit einer Rechteckspannung gespeist. An der abfallenden Flanke dieser Rechteckspannung tritt bei der Messung der Transparenz eine gedämpfte Schwingung auf. Dies ist auf die Präzession des magnetischen Momentes des Atoms um das B-Feld zurückzuführen. Eine klassische Untersuchung des Atomspins, der magnetischen Momente und des äußeren Magnetfeldes ergibt, dass F mit

der sogenannten Larmor-Frequenz um B_{RF} präzediert. Durch Bestimmung der Frequenz dieser Schwingung kann das Isotopenverhältnis im Gas der Dampfampe bestimmt werden, da die Frequenz spezifisch für die einzelnen Isotope ist. Es gilt:

$$f = \gamma B_{\text{RF}} . \quad (8)$$

Hierbei ist γ das vom Landé-Faktor g_F abhängige gyromagnetische Verhältnis. Daraus folgt für die Periodendauern der beiden Isotope der Zusammenhang

$$\frac{T_{87}}{T_{85}} = \frac{\gamma_{85}}{\gamma_{87}} \quad (9)$$

2 Durchführung

2.1 Der Versuchsaufbau

Abbildung 3 zeigt den schematischen Aufbau der Versuchsanordnung. Ausgangspunkt des untersuchten Lichtes ist eine Spektrallampe. Dabei handelt es sich um eine Rubidiumdampfampe. Das Licht dieser Lampe wird über eine Sammellinse fokussiert und parallelisiert. Ein D1-Filter selektiert aus diesem Licht ein schmales Frequenzspektrum heraus. Dabei handelt es sich um die D1-Linie des Rubidiums, welche eine Wellenlänge von etwa $\lambda = 794,8 \text{ nm}$ besitzt. Der Filter stellt ein von einer reflektierenden Schicht umgebenes Dielektrikum der Dicke d und Brechungsindex n dar. Die äußere Schicht ist für Licht halbdurchlässig, weswegen einfallendes Licht innerhalb des Dielektrikums mehrfach reflektiert wird. Dies führt dazu, dass Wellenlängen der Größe

$$m \cdot \lambda_m = 2 \cdot n \cdot d + \frac{\lambda}{2}, \quad m = 2, 3, \dots \quad (10)$$

konstruktiv interferieren. Licht einer anderen Wellenlänge hingegen wird so durch destruktive Interferenz herausgefiltert. Durch einen Polarisationsfilter wird das Licht anschließend linear polarisiert, um anschließend durch ein $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert zu werden. Das $\lambda/4$ -Plättchen stellt eine aus einem anisotropen Material bestehende Verzögerungsvorrichtung dar. Sie ist in der Lage einfallendes Licht entlang zweier Achsen unterschiedlich zu verzögern, sodass durch die Ausrichtung der gewünschte Phasenunterschied zwischen einzelnen Komponenten des Lichtes erzeugt werden kann. Für zirkular polarisiertes Licht aus linear polarisiertem Licht, muss diese Ausrichtung gerade einen Winkel von $\pi/2$ betragen.

Das nun hinreichend präparierte Licht fällt anschließend auf eine Dampfzelle. Diese ist mit Rubidiumgas gefüllt und elektrisch beheizbar. Die Temperaturerhöhung sorgt dafür, dass die thermische Verteilung der Energie breiter ist, sowie zur Regulierung des Dampfdruckes innerhalb der Zelle. Die Zelle befindet sich innerhalb mehrerer Helmholtzspulenpaare. Ein Paar ist horizontal ausgerichtet (Horizontalfeldspule), während das zweite Paar vertikal ausgerichtet ist. Dazu geschaltet ist eine Modulationsfeldspule (Sweep-Spule). Alle Spulen lassen sich einzeln über die Feldströme steuern. Nachdem das Licht die Dampfzelle passiert hat wird es durch eine Sammellinse wieder fokussiert und anschließend von

einem Lichtdetektor vermessen. Dazu wird ein Si-Photoelement verwendet, welches das Licht in ein elektrisches Signal wandelt. Dieses wird durch ein Oszilloskop eingelesen und dargestellt. Zur Abschirmung von Außenlicht wird der gesamte Messaufbau während der Messung mit einer schwarzen Stoffdecke abgedunkelt. Dennoch lässt sich die Messung durch Lichtschwankungen leicht beeinflussen.

2.2 Die Versuchsdurchführung

Da es sich hierbei um einen optischen Aufbau mit mehreren optischen Elementen handelt, muss die Apparatur zunächst so eingestellt werden, dass das vermessene Licht eine maximale Intensität aufweist. Dazu wird der Polarisationsfilter sowie das $\lambda/4$ -Plättchen zunächst aus dem Strahlengang entfernt. Da die Magnetfeldstärken der verwendeten Spulen in der Größenordnung des Erdmagnetfeldes liegen, muss dieses möglichst kompensiert werden. Dazu wird der gesamte Versuchsaufbau entlang der optischen Achse in Nord-Süd-Richtung ausgerichtet. Dies dient zur Kompensation der horizontalen Komponente des Magnetfeldes. Die vertikale Komponente wird durch die Vertikalspule ausgeglichen. Dazu wird der Spulenstrom solange variiert, bis der auf dem Oszilloskop dargestellte Strom des Lichtdetektors eine minimale Breite aufweist. Zur Verringerung des Einflusses äußeren Lichtes wird der Aufbau nun durch eine schwarze Stoffdecke abgeschirmt.

Zur Vermessung der Zeeman-Aufspaltung wird an den Aufbau ein äußeres niederfrequentes Magnetfeld angelegt. Dieses wird über eine Sägezahnspannung an der Sweep-Spule erzeugt. Ziel ist es, die in Abbildung 5 dargestellten „dips“ auf dem Oszilloskop zu untersuchen. Dazu ist es notwendig die Darstellung für verschiedene Frequenzen des Sweep-Spulen-Stromes auf dem Oszilloskop anzupassen und die Zeitdifferenz dieser „dips“ abzulesen.

Anschließend wird das oben beschriebene Überspringen des Lichtdetektor-Stromes (also der Transparenz) bei Anlegen einer Rechteckspannung an die Sweep-Spule untersucht. Dazu wird eine Rechteckspannung variierender Frequenzen an die Sweep-Spule gelegt und an der abfallenden Flanke dieser die gedämpfte Schwingung betrachtet. Durch Ausmessen des Zeitabstandes mehrerer Maxima dieser Schwingung lässt sich die Frequenz bestimmen.