

V21

# Optisches Pumpen

Fritz Agildere  
fritz.agildere@udo.edu

Amelie Strathmann  
amelie.strathmann@udo.edu

Durchführung: 6. Mai 2024

Abgabe:

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>2</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>2</b>
2.1 Atomare Drehimpulse .....	2
2.1.1 Hülle .....	3
2.1.2 Kern .....	4
2.2 Optisches Pumpen .....	5
2.3 Zeeman Aufspaltung .....	7
2.4 Transiente Effekte .....	7
<b>3 Aufbau</b>	<b>8</b>
<b>4 Durchführung</b>	<b>8</b>
<b>5 Auswertung</b>	<b>8</b>
5.1 Magnetfeld der Erde .....	9
5.2 Bestimmung Lande-Faktor .....	9
5.3 Kernspin der Rubidium-Isotope .....	9
5.4 Isotopenverhältnis .....	9
5.5 Quadratischer Zeeman-Effekt .....	9
<b>6 Diskussion</b>	<b>9</b>
<b>Literatur</b>	<b>9</b>
<b>Anhang</b>	<b>10</b>

# 1 Zielsetzung

Durch das nachfolgend beschriebenen Verfahrens sollen Kernspin und Niveaufenspaltung einer Mischung der Rubidiumisotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  untersucht werden.

## 2 Theorie [1]

Spätestens seit Einführung des Atommodells nach Bohr ist allgemein bekannt, dass sich Elektronenhüllen von Atomen aus scharf definierten Energieniveaus zusammensetzen, deren Besetzung durch das Ausschließungsprinzip nach Pauli beschrieben wird. Äußere Schalen sind nur teilweise oder gar nicht gefüllt und unterliegen dadurch zusätzlich der temperaturbedingten Verteilung nach Boltzmann. Für Zustände mit  $E_1 < E_2$  folgt

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} \quad (1)$$

als das erwartete Verhältnis der Besetzungszahlen mit  $k_B$  als Boltzmannkonstante und  $T$  als absolute Temperatur. Die Faktoren  $g_1$  und  $g_2$  geben als statistische Gewichte die Multiplizität oder Entartung der jeweiligen Energien  $E_1$  und  $E_2$  an.

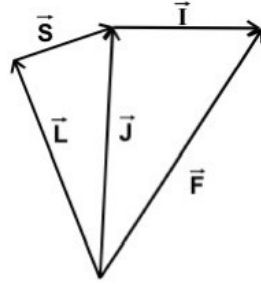
Im thermischen Gleichgewicht gilt bei  $g_1 = g_2$  also typischerweise  $N_1 > N_2$  für äußere Niveaus. Die Beschreibung von Rubidium fällt in diesem Kontext besonders leicht, da nur ein Elektron in einer nicht vollständig gefüllten Schale liegt [2]. Unter Energieaufwand und bei passender Niveaustuktur lässt sich diese Relation zu  $N_1 < N_2$  umkehren. Beim optischen Pumpen geschieht dies unter Einstrahlung von Lichtquanten, wobei die Photonenergie genau

$$E_\gamma = h\nu = E_2 - E_1 \quad (2)$$

betragen muss, um ein Elektron in die nächsthöhere Schale zu heben. Hierbei geben  $h$  die Planckkonstante und  $\nu$  die Frequenz an. Dieses Vorgehen erlaubt eine sehr präzise Messung niederenergetischer Strukturen innerhalb der Niveaus. Einige der so zugänglichen Größen sollen für das stabile  $^{85}\text{Rb}$  und den langlebigen Betastrahler  $^{87}\text{Rb}$  [2] bestimmt werden. Dazu müssen gewisse Zusammenhänge zwischen Drehimpulsen und magnetischen Momenten im atomaren System bekannt sein.

### 2.1 Atomare Drehimpulse

Zur Untersuchung des Rubidiums müssen die relevanten Drehimpulsbeiträge verstanden werden. Abbildung 1 skizziert deren Verknüpfungen in geometrischer Form.



**Abbildung 1:** Vektordiagramm sämtlicher Drehimpulse eines Atoms. [1]

Es lassen sich verschiedene Regionen unterscheiden, namentlich die Atomhülle und der Atomkern. Diese werden im folgenden genauer betrachtet.

### 2.1.1 Hülle

Aus den Eigenwerten der Drehimpulsoperatoren folgen mit  $\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}$  betragsweise

$$\mu_J = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}$$

$$\mu_S = g_S \mu_B \sqrt{S(S+1)}$$

$$\mu_L = \mu_B \sqrt{L(L+1)}$$

als zugehörige magnetische Momente mit dem Bohr Magneton

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$$

und den Quantenzahlen  $J$  für den Gesamtdrehimpuls,  $S$  für den Spin und  $L$  für den Bahndrehimpuls. Mit  $\mu_J$  wird der Landé Faktor bezeichnet, der die Kombination aus  $\mu_S$  und  $\mu_L$  berücksichtigt. Im weiteren Verlauf werden genauere Korrekturen aus der Quantenelektrodynamik vernachlässigt und der gyromagnetische Faktor des Elektrons  $g_S = 2$  gesetzt. Zudem schränkt  $|S - L| \leq J \leq |S + L|$  den erlaubten Wertebereich ein.

Solange äußere Magnetfelder klein genug sind um als Störung behandelt zu werden, wird das Gesamtmoment nach Russel und Saunders über

$$\boldsymbol{\mu}_J = \boldsymbol{\mu}_S + \boldsymbol{\mu}_L$$

als vereinfachte Kopplung ausgedrückt. Trigonometrische Überlegungen führen schließlich

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

für die geltende Beziehung ein. An dieser Stelle sei angemerkt, dass Alkalimetalle wie Rubidium ihren gesamten Hüllendrehimpuls in einen äußeren Elektron [2] tragen. Daher kann in diesem Fall immer  $S = \frac{1}{2}$  eingesetzt werden.

Beim Anlegen eines äußeren lokal homogenen Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  wird die zuvor arbiträre Basiswahl durch eine natürliche Symmetrie ersetzt. Entlang der Feldrichtung präzidiert nun  $\mu_J$  und führt über Richtungsquantelung die Wechselwirkungsenergie

$$E_Z = M_J g_J \mu_B B \quad (4a)$$

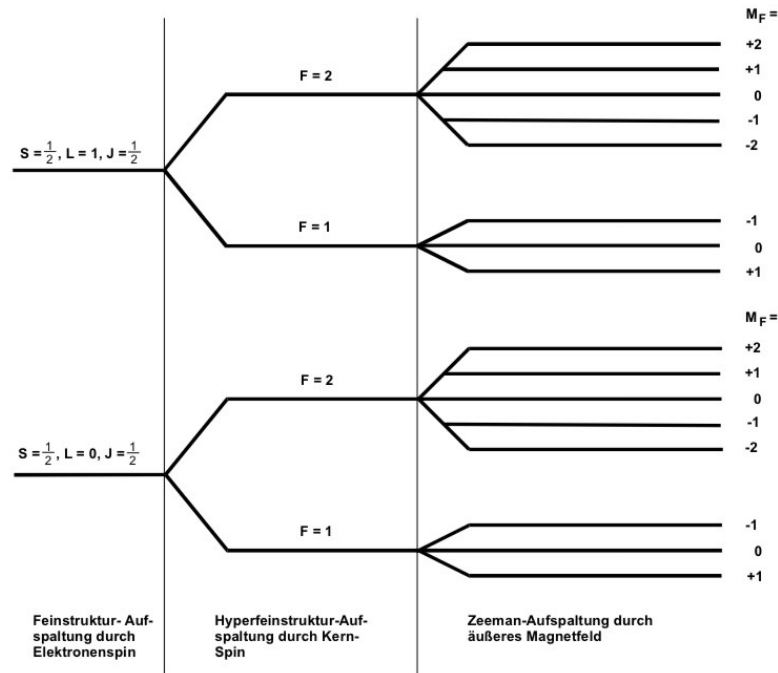
ein. Die Orientierungsquantenzahl  $M_J$  gibt die Projektion von  $\mathbf{J}$  auf die Feldachse an und läuft von  $-J$  bis  $J$  in ganzzahligen Schritten. Auf diese Weise werden die Energieniveaus in  $2J + 1$  Unterniveaus gespalten, der sogenannte Zeeman Effekt tritt hier in linearer Form zum Vorschein.

### 2.1.2 Kern

Die beiden zu untersuchenden Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  besitzen mit den Quantenzahlen  $I_{85} = \frac{5}{2}$  und  $I_{87} = \frac{3}{2}$  [2] zusätzlich einen jeweils von Null verschiedenen Kernspin, dessen Einfluss wie in Abbildung 1 aufgezeigt per  $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$  im Drehimpuls des gesamten Atoms inkludiert werden muss. Dabei liegt  $F$  ganzzahlig zwischen  $|J - F|$  und  $|J + F|$  mit einer zu  $J$  analogen Zeeman Aufspaltung. Statt (4a) gilt nun

$$E_Z = M_F g_F \mu_B B \quad (4b)$$

mit  $-F \leq M_F \leq F$  und dementsprechend  $2F + 1$  Unterniveaus.



**Abbildung 2:** Exemplarisches Termschema von  $^{87}\text{Rb}$  unter Einwirkung eines Magnetfeldes. Energiedifferenzen sind nicht maßstabsgetreu und liegen im Bereich von 1,5 eV für die Feinstruktur und 30  $\mu\text{eV}$  für die Hyperfeinstruktur. [1]

In Abbildung 2 wird beispielhaft eine resultierende Niveaueaufspaltung dargestellt. Durch einen Ansatz der Form

$$\mu_F = g_F \mu_B \sqrt{F(F+1)}$$

ergibt sich nach ähnlicher Rechnung zu (3) schließlich

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (5)$$

für den Landé Faktor des atomaren Gesamtdrehimpulses. Im Grundzustand gelten  $L = 0$  sowie folglich  $J = S = \frac{1}{2}$  um aus (5) die Vorhersagen

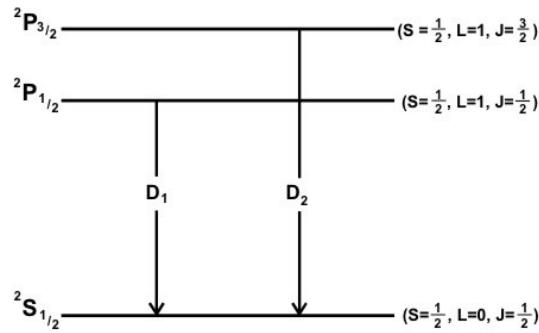
$$g_F^{85} = \frac{1}{3} \quad (6a)$$

$$g_F^{87} = \frac{1}{2} \quad (6b)$$

für die jeweiligen oberen Zweige der Hyperfeinstruktur  $F_{85} = 3$  und  $F_{87} = 2$  zu treffen.

## 2.2 Optisches Pumpen

Die prinzipielle Funktionsweise des optischen Pumpens wird nun zunächst anhand eines vereinfachten Alkaliatoms ohne Kernspin erklärt und im Anschluss auf die spezifische Anwendung übertragen. In einem solchen System sind der Grundzustand  $^2S_{1/2}$  sowie die durch  $LS$  Kopplung hervorgerufenen angeregten Zustände  $^2P_{1/2}$  und  $^2P_{3/2}$  wie in Abbildung 3 angeordnet, wobei hier zur Anschaulichkeit auf eine korrekte Skalierung verzichtet wird.



**Abbildung 3:** Entstehung der Dublettstruktur in Alkalispektren. [1]

Die aufgezeigten Übergänge  $D_1$  und  $D_2$  erzeugen dann duplettartige Spektren, wie sie für Alkalimetalle typisch sind.

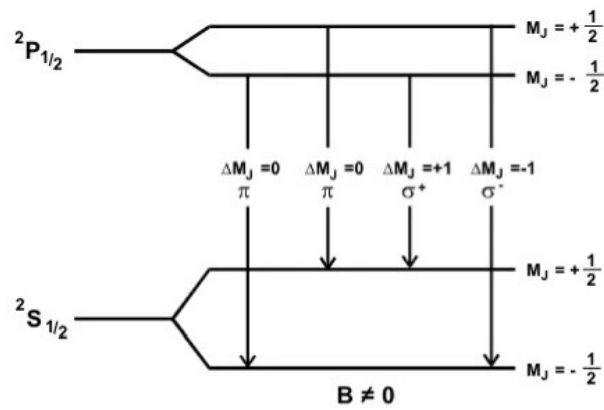


Abbildung 4: Zeeman Aufspaltung eines Alkaliatoms ohne Kernspin. [1]

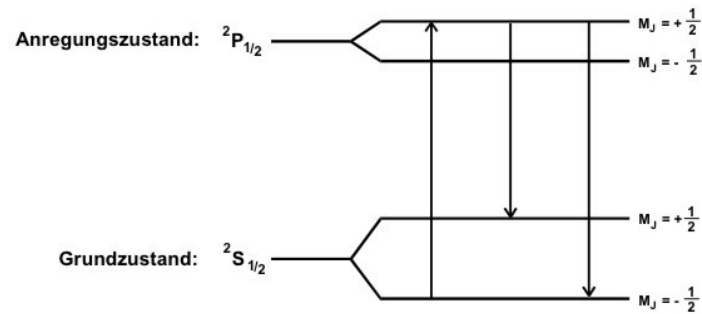


Abbildung 5: Mögliche Übergänge bei Einfall rechtzirkular polarisiertem Licht. [1]

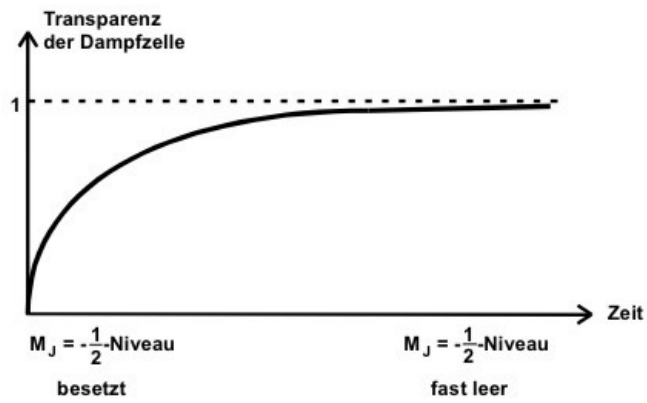


Abbildung 6: Zeitabhängige Transparenz einer Alkalidampfzelle. [1]

## 2.3 Zeeman Aufspaltung

$$\Delta E_Z = g_F \mu_B B + g_F^2 \mu_B^2 B^2 \frac{1 - 2M_F}{\Delta E_{HF}} \quad (7)$$

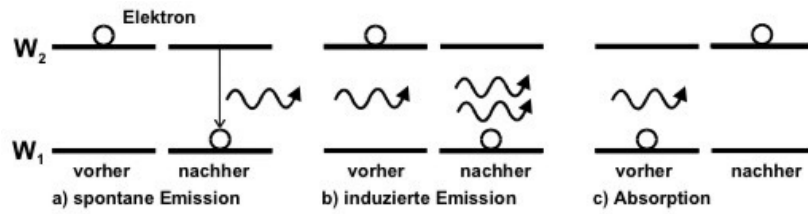


Abbildung 7: Übergangsmöglichkeiten eines Elektrons zwischen Energieniveaus. [1]

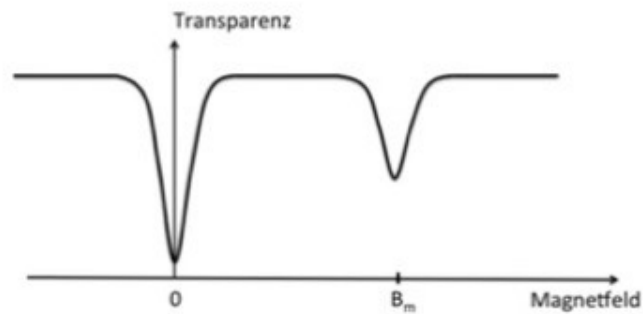


Abbildung 8: Transparenz einer Alkalidampfzelle unter Wirkung eines hochfrequenten Magnetfeldes in Abhängigkeit zur Feldstärke. [1]

## 2.4 Transiente Effekte

$$\omega = \frac{g_F \mu_B B}{\hbar} \quad (8)$$



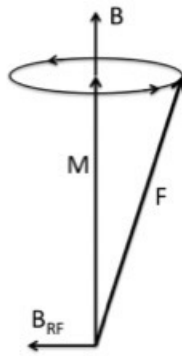


Abbildung 9: Drehimpulspräzession um die Magnetfeldachse. [1]

### 3 Aufbau

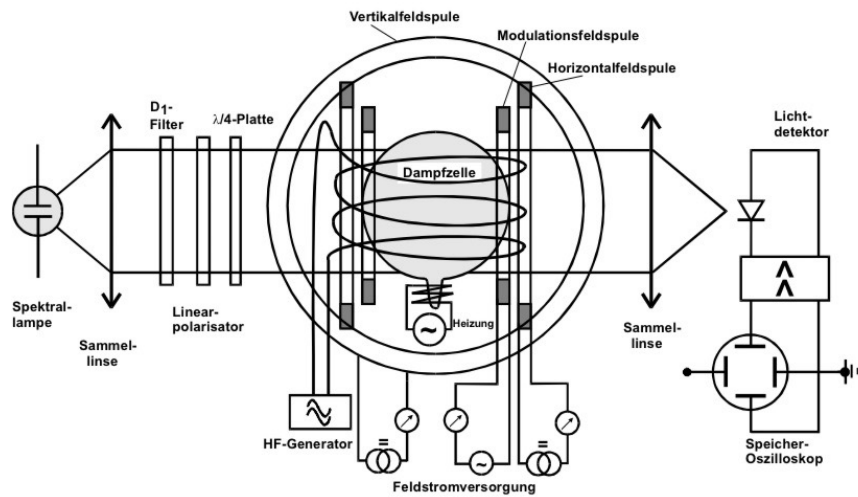


Abbildung 10: Schematische Aufsicht der gesamten Messapparatur. [1]

### 4 Durchführung

### 5 Auswertung

Im Folgenden werden die aufgenommenen Messdaten ausgewertet, um den Kernspin der Isotope zu bestimmen. Dafür müssen zunächst die Landé-Faktoren der Isotope bestimmt werden und die vertikale Komponente des Erdmagnetfeldes. Anschließend wird das

Isotopenverhältnis der Rubidium-Isotope bestimmt und der quadratische Zeeman-Effekt untersucht.

Für die Magnetfeldstärken der Spulen im Zentrum gilt

$$B(0) = \frac{8\mu_0 NI}{\sqrt{125}A}. \quad (9)$$

Die Stromstärke des Sweepanteils wird per Umdrehungen gemessen. Dieser Wert wird mit 0,1 A pro Umdrehung umgerechnet. Für den horizontalen Anteil wurde die Spannung in mV gemessen und kann umgerechnet werden in mA, indem die Werte der Spannungen verdoppelt werden.

## 5.1 Magnetfeld der Erde

Die Vertikalkomponente des Erdmagnetfeldes hat aufgrund des horizontal verlaufenden Lichtstrahls einen Einfluss auf die Messung. Daher wird diese durch ein vertikal verlaufendes Magnetfeld kompensiert und der Aufbau wird um die vertikale Achse in Nord-Süd Richtung gedreht, sodass die horizontale Komponente parallel oder antiparallel zu dem horizontalen Magnetfeld verläuft. Zur Berechnung der Feldstärke des Erdfeldes muss zunächst die magnetische Feldstärke des vertikalen Feldes gemessen werden. Diese betrug in diesem Experiment 0,23 A. Anschließend wird über den  $y$ -Achsenabschnitt des Graphens die horizontale Magnetfeldstärke bestimmt.

## 5.2 Bestimmung Lande-Faktor

## 5.3 Kernspin der Rubidium-Isotope

## 5.4 Isotopenverhältnis

## 5.5 Quadratischer Zeeman-Effekt

# 6 Diskussion

## Literatur

- [1] *Anleitung zu Versuch 21, Optisches Pumpen*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2024.
- [2] *Rubidium*. Spektrum. 2024. URL: <https://www.spektrum.de/lexikon/physik/rubidium/12616>.

## Anhang