

Optisches Pumpen: Messen und Beobachten der Zeeman-Übergänge im Grundzustand von Rb-85 in Abhängigkeit von der magnetischen Flussdichte B

Versuchsziele

- Beobachtung von Zeeman-Übergängen im Grundzustand von ^{85}Rb in verschiedenen Magnetfeldern.
- Bestimmung des Kernspins g_I von ^{85}Rb .

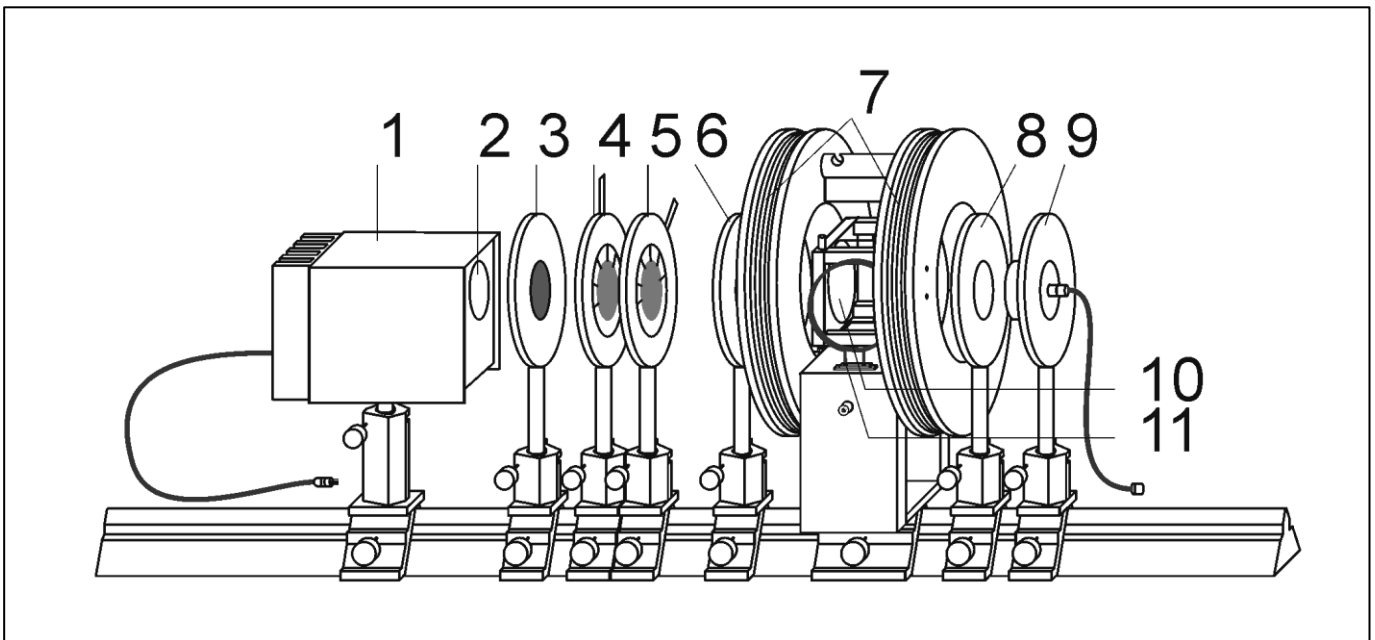


Fig. 1: Optische und magnetische Komponenten des Versuchs Optisches Pumpen

1	Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte	6	Linse auf Messing-Stiel, $f = + 100 \text{ mm}$
2	Linse, $f = + 50 \text{ mm}$	7	Helmholtz-Spulenpaar
3	Linienfilter, 795 nm	8	Linse auf Messing-Stiel, $f = + 50 \text{ mm}$
4	Polarisationsfilter für Rotstrahlung	9	Silizium-Photodetektor
5	Viertelwellenlängen-Platte, 200 nm	10	Absorptionskammer mit Rubidium-Absorptionszelle
		11	Hochfrequenz-Spulen

Grundlagen

Optisches Pumpen [1,2,3] ermöglicht die Spektroskopie von atomaren Energiezuständen in einem Energiebereich, der der direkten optischen Beobachtung nicht zugänglich ist.

In schwachen Magnetfeldern sind die Besetzungszahldifferenzen zwischen den Zeeman-Niveaus im Grundzustand von ^{85}Rb verschwindend gering, da der Energieabstand zwischen diesen Niveaus weniger als 10^{-8} eV beträgt. Durch Optisches Pumpen wird eine von der thermischen Gleichgewichtsbesetzung stark abweichende Besetzung erzielt. Dazu wird Rubidiumdampf in einer Absorptionszelle mit der zirkular polarisierten Komponente des D_1 -Lichts aus einer Rubidiumlampe bestrahlt. Die Besetzung der Zeeman-Niveaus richtet sich

nach der Polarisation des einfallenden Lichts. Bei Einstrahlung eines hochfrequenten magnetischen Wechselfeldes beobachtet man die Änderung der Transparenz des Rubidiumdampfes für Rubidium- D_1 -Licht.

Als Pumplicht-Quelle dient eine Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte. In einer Glasampulle werden Rubidiumatome im elektromagnetischen Feld eines HF-Senders angeregt.

Die Kombination aus einem Interferenzfilter, einem Polarisationsfilter und einer Viertelwellenlängen-Platte separiert die gewünschte zirkular polarisierte Komponente der D_1 -Linie aus dem Emissionsspektrum der Lichtquelle. Abhängig von der Stellung der Viertelwellenlängen-Platte entsteht σ^+ - oder σ^- -polarisiertes Licht.

Ein System konvexer Linsen fokussiert das Pumplicht auf die Mitte einer ebenfalls mit Rubidiumdampf gefüllten Absorptionzelle und den transmittierten Anteil des Pumplichts auf einen Photodetektor (vgl. Fig. 6).

Das Zeeman-Magnetfeld wird mit Helmholtz-Spulen erzeugt. Je nach Vorzeichen des Spulenstroms verlaufen die Feldlinien parallel oder antiparallel zur optischen Einstrahlung.

Mit einem Hochfrequenz-Spulenpaar kann ein hochfrequentes Wechselfeld senkrecht zum Zeeman-Magnetfeld eingestrahlt werden. Stimmt seine Frequenz mit der Energiedifferenz zweier benachbarter Zeeman-Niveaus überein, kann ein Übergang zwischen diesen Niveaus stattfinden. Die Besetzung der Zeeman-Niveaus ändert sich dann und damit die Möglichkeit der Absorption von Licht durch den Rubidiumdampf.

Zur Bestimmung der Transparenzänderung wird die Intensität des transmittierten Lichts mit einem Silizium-Photodetektor gemessen. Ein Strom/Spannungs-Konverter verstärkt dessen Ausgangssignal. Aufgezeichnet wird die transmittierte Intensität in Abhängigkeit von der Frequenz des eingestrahnten HF-Feldes. Diese Frequenz wird mit einem Funktionsgenerator linear zwischen einer einstellbaren Start-Frequenz und einer einstellbaren Stopp-Frequenz variiert.

Physikalische Grundlagen

Rubidium hat wie alle Alkalimetalle im Grundzustand einen Gesamtspin der Elektronenhülle mit der Quantenzahl $J = \frac{1}{2}$.

Der Grundzustand spaltet daher in zwei Hyperfeinzustände mit den Gesamtdrehimpulsen $F = I + \frac{1}{2}$ und $F = I - \frac{1}{2}$ auf.

In einem Magnetfeld spalten die Hyperfeinzustände in jeweils $2F + 1$ Zeeman-Niveaus mit den magnetischen Quantenzahlen $m_F = -F, \dots, F$ auf. Fig. 2 zeigt als Beispiel das Niveauschema von ^{85}Rb .

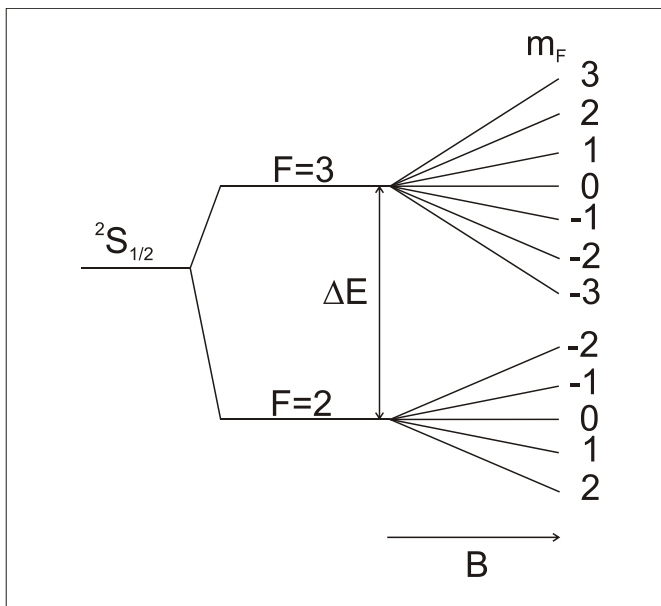


Fig. 2: Schema der Zeeman-Niveaus im Grundzustand von ^{85}Rb . Hyperfeinaufspaltung und Zeeman-Aufspaltung sind nicht maßstabgetreu gezeichnet.

Die Energie E der Zeeman-Niveaus kann man bei den hier verwendeten Magnetfeldern mit der Breit-Rabi-Formel [4,5] berechnen:

Für $F = I \pm \frac{1}{2}$ ist

$$E(F, m_F) = -\frac{\Delta E}{2(2I+1)} + \mu_K g_I B m_F \pm \frac{\Delta E}{2} \left(1 + \frac{4m_F}{2I+1} \xi + \xi^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\xi = \frac{g_J \mu_B - g_I \mu_K}{\Delta E} B \quad \text{mit} \quad (I)$$

F : Gesamtdrehimpuls

I : Kernspin

J : Drehimpuls der Elektronenhülle

m_F : magnetische Quantenzahl zum Gesamtdrehimpuls F

g_I : g-Faktor des Kerns

g_J : g-Faktor der Elektronenhülle

ΔE : Hyperfeinstrukturabstand

μ_B : Bohrsches Magneton

μ_K : Kernmagneton

B : magnetische Flußdichte

Die Lage der Energieniveaus entsprechend (I) mit den Werten für ^{85}Rb ist in Fig. 3 dargestellt. Zur Veranschaulichung des Überganges vom Zeeman Effekt zum Paschen Back Effekt wurde bis zu hohen Magnetfeldern gerechnet, obwohl in diesem Experiment nur Felder von 1 mT zugänglich sind.

Von den Zeeman-aufgespaltenen Niveaus des $^2S_{1/2}$ Grundzustandes sind optische Übergänge zu den $^2P_{1/2}$ und $^2P_{3/2}$ Niveaus möglich. Bei Einstrahlung von σ^+ -Pumplicht reichern sich innerhalb eines hyperfein-aufgespaltenen Grundzustandes (gleiches F) die Zeeman-Niveaus mit positiven Quantenzahlen m_F an. Im Grundzustand von ^{85}Rb z.B. wird

das energetisch höchste Niveau mit $F = 3, m_F = +F$ am stärksten besetzt. Man erhält also eine Abweichung von der thermischen Besetzung. Mit σ^- -Pumplicht sind die Verhältnisse genau umgekehrt, da sich die Zeeman-Niveaus mit negativen Quantenzahlen anreichern.

Die Energiedifferenz zwischen benachbarten m_F Zeeman-Niveaus liegt bei einem Magnetfeld von 1 mT im Bereich von 5 MHz Hochfrequenz. Bei Einstrahlung eines linear polarisierten, magnetischen Wechselfelds passender Frequenz f finden aufgrund der Besetzungsdifferenz durch σ^+ -Pumplicht mehr Übergänge vom jeweils höheren Zeeman-Niveau m_F zum nächst niederen Niveau mit $m_F - 1$ statt als umgekehrt.

Durch die geänderten Besetzungszahlen bei HF Einstrahlung stehen jeweils mehr Atome zur Verfügung, die wieder Pumplicht absorbieren können, die Transmission sinkt. Im Endeffekt ergibt sich bei einer resonanten Einstrahlung der Hochfrequenz eine reduzierte optische Transmission. Auf diesem indirekten Wege lassen sich die Effekte der eingestrahnten Hochfrequenz um Größenordnungen empfindlicher nachweisen als über eine direkte Messung der Absorption der HF.

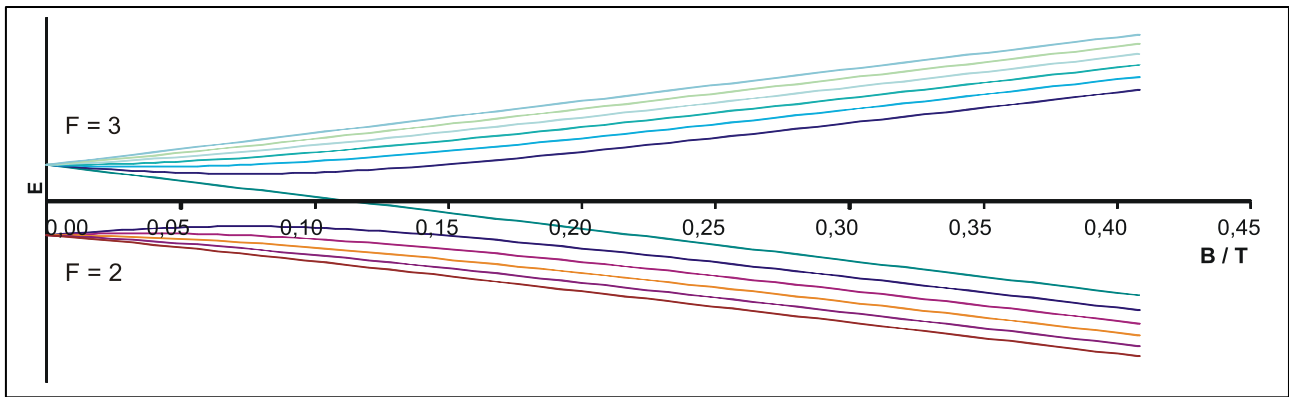


Fig. 3: Energieniveaus des $^2S_{1/2}$ Grundzustandes von ^{85}Rb
 Unabhängig vom Nachweiskanal beträgt die Frequenz f dieser Übergänge

$$f(m_F \leftrightarrow m_F - 1) = \pm \frac{\mu_K g_I B}{h} + \frac{\Delta E}{2h} \left(\left(1 + \frac{4m_F}{2I+1} \xi + \xi^2 \right)^{\frac{1}{2}} - \left(1 + \frac{4(m_F - 1)}{2I+1} \xi + \xi^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right) \quad (II)$$

Die Frequenz f der Übergänge hängt für kleine Magnetfelder zu einem großen Teil linear vom Magnetfeld B ab, wie dies für den Zeeman Effekt erwartet wird. Die Linien zu den einzelnen Übergängen zwischen m_F Zuständen bewegen sich gemeinsam mit steigendem Feld B zu steigenden Frequenzen, zusätzlich steigt der gegenseitige Abstand.

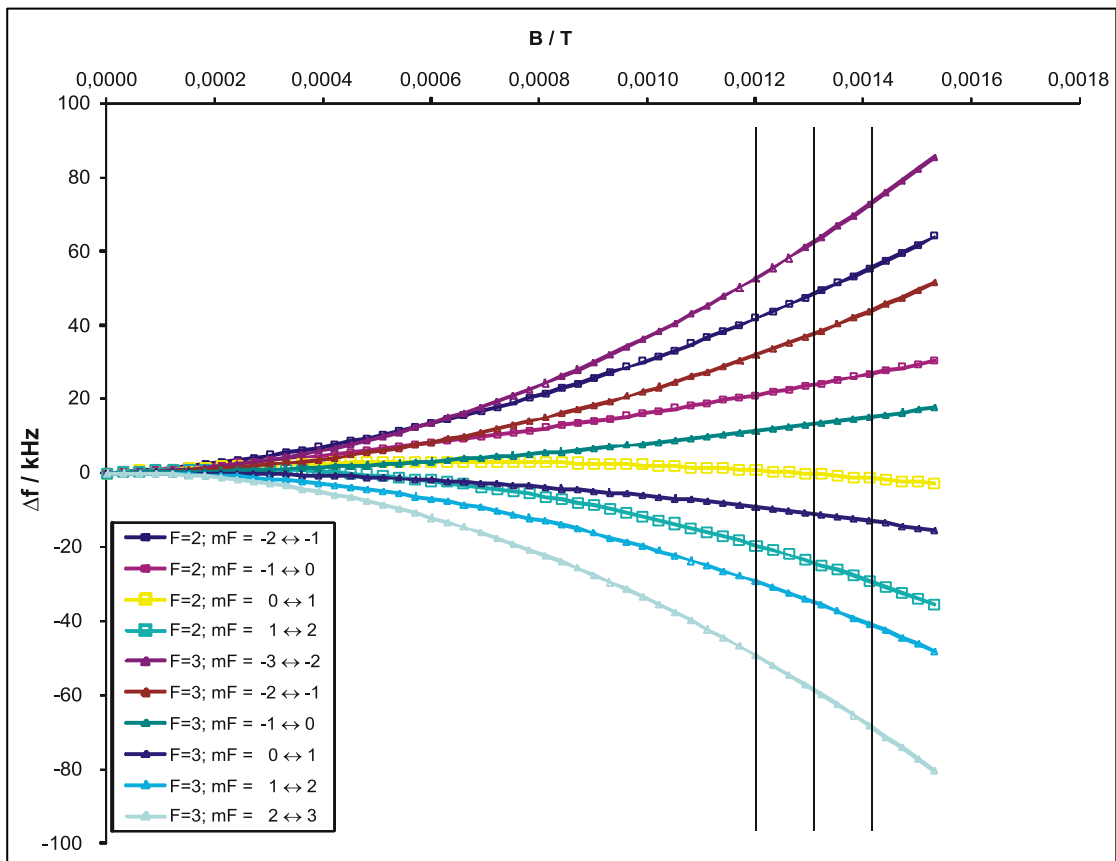
Um nur die feldabhängige Aufspaltung der Linien relativ zum jeweiligen Schwerpunkt im Diagramm zu zeigen, subtrahiert

man einen pauschalen linearen Term für die Bewegung des Schwerpunktes (für ^{85}Rb z.B. 4,67 MHz / mT) von allen Übergängen, die resultierende Aufspaltung der einzelnen Linien untereinander im kHz Bereich zeigt Fig. 4.

Man erkennt, dass sich bei Änderung des Magnetfeldes die Linien der $F=2$ und $F=3$ Systeme kreuzen und die Position tauschen.

Betrachtet man gleiche m_F Übergänge in verschiedenen F Zuständen, so unterscheiden sich diese nicht im unteren Teil der Formel (II). Damit besteht eine einfache Möglichkeit den Kern-g Faktor g_I aus der oberen Zeile von (II) zu bestimmen

Fig. 4: Relative Energiedifferenzen zwischen den Energieniveaus von Fig. 3. Es wurde ein globaler linearer Term von 4,67 MHz / mT subtrahiert. Die Linien markieren die Position später gemessener Spektren.



Sicherheitshinweise

Schutz von Personen

Verbrühungsgefahr: Aus schlecht befestigten oder schadhafte Wasserschläuchen zwischen Umwälzthermostat und Absorptionskammer kann heißes Wasser austreten:

- nur Silikonschläuche mit dem angegebenen Schlauchdurchmesser verwenden.
- Schläuche in die Halterung zwischen den Helmholtz-Spulen klemmen und gegen Verrutschen sichern

Schutz der Apparatur

Die Absorptionskammer ist aus Acrylglas gefertigt und kann thermisch zerstört werden.

- nur destilliertes Wasser in die Absorptionskammer füllen.
- Absorptionskammer höchstens bis 80°C heizen.
- niemals die Absorptionskammer mit Lösungsmitteln reinigen

Wenn die Helmholtz-Spulenkörper verformt werden, ist die Homogenität des Helmholtz-Feldes beeinträchtigt.

- Helmholtz-Spulen vor Schlag oder Stoß schützen.

Der HF-Sender in der Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte kann durch zu hohe Spannung zerstört werden:

- Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte nur mit dem Versorgungsgerät zum Optischen Pumpen betreiben.

Optimaler Versuchsablauf

Der experimentelle Aufbau ist empfindlich gegen störende Magnetfelder:

- sämtliche Netz-, Versorgungs- und Nachweisgeräte möglichst weit entfernt vom Versuchsaufbau aufstellen.
- ferromagnetische Materialien oder Geräte, die Magnetfelder erzeugen, aus der Nähe des Versuchsaufbaus entfernen.
- nur Linsen auf Messing-Stiel (460 021 u. 460 031) verwenden

Bei Raumbelichtung kann das Nachweissignal am Silizium-Photodetektor durch Netzfrequenz überlagert werden. Fremdlicht erhöht den Gleichstromanteil des Photodetektor-Signals unnötig:

- elektrische Raumbelichtung ausschalten.
- Einstreuung von Fremdlicht vermeiden.
- Experimentierraum verdunkeln.
- spiegelnde Seite des Linienfilters zur Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte drehen.

Die Durchflussrichtung des Heizwassers in der Absorptionskammer ist konstruktiv vorgegeben:

- Wasser-Zulauf und -Abfluss nicht verwechseln.

Hochfrequenz stört spannungsempfindliche Messgeräte:

- Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte nur zusammengebaut betreiben.

Geräte

1 Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte	558 823
1 Paar Helmholtz-Spulen auf Stativreiter.....	558 826
1 Absorptionskammer mit Rubidium-Absorptionszelle	558 833
1 Silizium-Photodetektor.....	558 835
1 I/U-Konverter zum Silizium-Photodetektor.....	558 836
1 Versorgungsgerät zum Optischen Pumpen ...	558 814
1 Funktionsgenerator 1MHz - 12 MHz.....	522 551
1 DC-Netzgerät, 0...±15 V	521 45
1 Umwälzthermostat, +30°C bis +100°C	666 7681
1 Digital-Speicheroszilloskop, z.B.....	575 294
1 Steckernetzgerät, 9,2V-, stabilisiert.....	530 88
1 Digital-Analog Multimeter MetraHit Pro	531 282
1 Wechselschalter	504 48
1 Optische Bank mit Normalprofil, 1m	460 32
1 Linienfilter, 795 nm	468 000
1 Polarisationsfilter für Rotstrahlung.....	472 410
1 Viertelwellenlängen-Platte, 200 nm	472 611
1 Linse auf Messing-Stiel, f = +50 mm	460 021
1 Linse auf Messing-Stiel, f = +100 mm	460 031
6 Optische Reiter 60/34.....	460 370
1 Optischer Reiter 95/50.....	460 374
1 Silikonschlauch, 5 m lang, 6,0x2,0	688 115
4 Experimentierkabel, schwarz 50 cm.....	501 28
2 Experimentierkabel, schwarz 200 cm.....	501 38
3 HF-Kabel, 1 m	501 02
1 HF-Kabel, 2 m	501 022
2 Wasser, rein, 5 l.....	675 3410

Für die Helmholtzspulen gilt

$$B = \left(\frac{4}{5}\right)^{3/2} \frac{\mu_0 N I}{r_{\text{eff}}} \quad (\text{III})$$

Mit

$$r_{\text{eff}} = 116 \text{ mm}$$

$$N=210$$

ergibt sich beispielweise ein Feld

$$B = 1,205 \text{ mT für } I = 0,740 \text{ A}$$

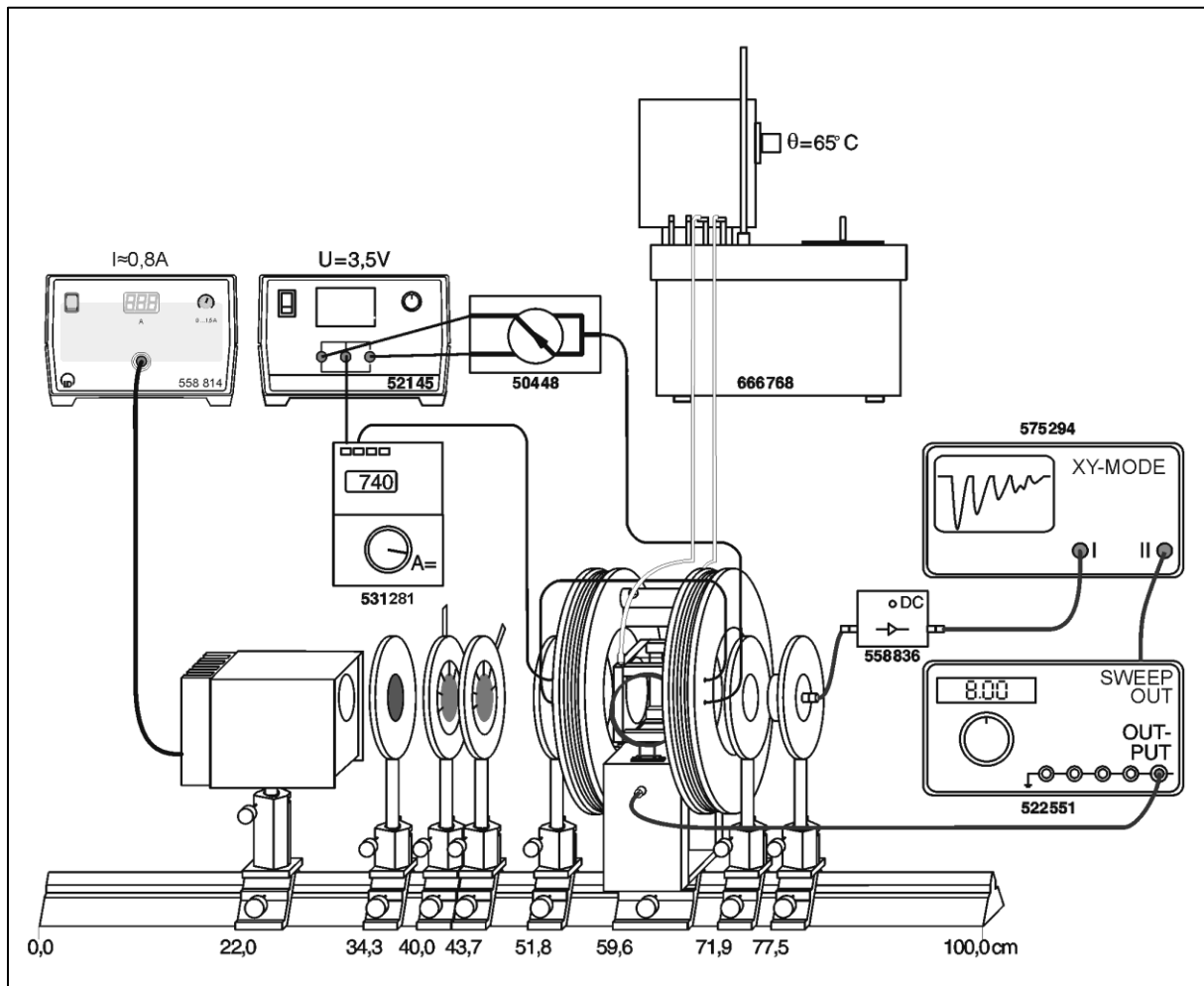


Fig. 5: Übersicht über den gesamten experimentellen Aufbau mit Positionsangabe für den linken Rand der optischen Reiter.

Aufbau

Optischer und elektrischer Aufbau

- optische und magnetische Komponenten gemäß Fig. 1 und Fig. 5 auf der optischen Bank mit Normalprofil (460 32) montieren.
- Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte mit dem Versorgungsgerät Optisches Pumpen (558 814) verbinden.
- Helmholtz-Spulen und Vielfachmessgerät (531 282) in Reihenschaltung an das Netzgerät (521 45) schließen.
- Wechselschalter (504 48) zur bequemen Umpolung des Magnetfelds einsetzen.
- Ausgang des Funktionsgenerators (522 551) mit den HF-Spulen verbinden.
- Photodetektor-Ausgang über den I/U-Konverter (558 836) in Kanal I des Oszilloskops (575 294) speisen.
- Sweep Out des Funktionsgenerators mit Kanal II des Oszilloskops verbinden

Thermische Inbetriebnahme

- Mit Silikonschläuchen einen Heizwasser-Kreislauf zwischen Absorptionskammer und Umwälzthermostat (666 7681) herstellen (vgl. Fig. 5).
- Umwälzthermostat einschalten und Solltemperatur θ auf 65 °C einstellen.

- Versorgungsgerät Optisches Pumpen einschalten und Betriebsstrom auf ca. 0,8 A einstellen (s. Gebrauchsanweisung zu Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte 558 823).
 - stabilisiertes Netzgerät einschalten.
 - mindestens 15 min bis zum Erreichen der Betriebstemperatur warten.
- Falls die Lichtstärke der Rubidium-HF-Leuchte instabil ist:
- Betriebsstrom um ca. 0,1 A erhöhen.

Optische Vorjustierung

- Optik-Reiter mit Linienfilter, Polarisationsfilter und Viertelwellenlängen-Platte von der optischen Bank entfernen.
- Absorptionskammer aus dem Stativ der Helmholtz-Spulen nehmen.
- weißes Blatt Papier an die Stelle der Absorptionszelle in die Mitte zwischen den Helmholtz-Spulen halten.
- Linse (6) und Rubidium- Hochfrequenz-Leuchte so verschieben, dass auf dem Papier ein möglichst kleiner, gleichmäßig ausgeleuchteter Lichtfleck entsteht (vgl. Fig. 6).
- Optik-Reiter mit dem Silizium-Photodetektor von der optischen Bank entfernen.
- mit dem Blatt Papier die Stelle suchen, an der ein möglichst kleiner, gleichmäßig ausgeleuchteter Lichtfleck erscheint.
- Linse (8) so verschieben, dass die Ausleuchtung verbessert wird (vgl. Fig. 6).
- anstelle des Papiers den Silizium-Photodetektor aufstellen.

Wenn die Vorjustierung beendet ist:

- entfernte Komponenten wieder auf der optischen Bank montieren.

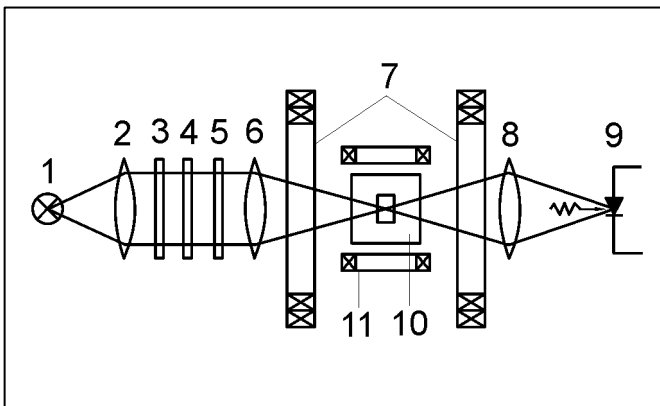


Fig. 6: Schematische Darstellung des Strahlengangs beim Optischen Pumpen, Bezeichnung der optischen und magnetischen Komponenten siehe Fig. 1

Feinjustierung

Um maximale Beleuchtungsstärke auf dem Silizium-Photodetektor zu erreichen:

- I/U Konverter auf DC Kopplung einstellen
- Photodetektor-Signal am Oszilloskop beobachten.
- Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte, Linsen (6) und (8), Absorptionskammer und Silizium-Photodetektor abwechselnd in Höhe und Position so feinjustieren, dass das Photodetektor-Signal maximal wird.
- ggf. mit Offsetpotentiometer des I/U-Konverters das Signal wieder auf die Mitte des Oszilloskop-Bildschirms bringen.

Einstellungen

Oszilloskop:

Kanal I: 10-20 mV/DIV. (DC)

I/U-Konverter:

Umschalter: DC

Aufsuchen des Absorptionssignals

Für ^{85}Rb liegen die Frequenzen der Zeeman-Übergänge im Grundzustand bei einem Helmholtz-Feld von 1,2 mT (Spulenstrom 740 mA) bei etwa 5,6 MHz. Das Absorptionssignal erreicht bei sorgfältiger Justierung eine Amplitude von ca. 20 mV (bei Erhöhung des Betriebsstromes der Rubidium-Hochfrequenzleuchte sind ggf. höhere Signale möglich, das erniedrigt aber die Lebensdauer der Rubidium-Gasentladungslampe):

- Polarisationsfilter auf 0° und Viertelwellenlängen-Platte auf $+45^\circ$ oder -45° ausrichten.
- gewünschte Betriebsart und gewünschten Frequenzbereich am Funktionsgenerator einstellen.
- Funktionsgenerator durch Drücken der Taste MANUAL starten.
- Helmholtz-Spulenstrom variieren, bis auf dem Oszilloskop ein möglichst großes (negatives!) Absorptionssignal erscheint.
- ggf. Umschalter des I/U-Konverters vorübergehend auf AC stellen oder mit Offsetpotentiometer des I/U-Konverters das Signal wieder auf die Mitte des Oszilloskop-Bildschirms bringen.
- Absorptionssignal durch Verändern der Betriebsparameter der Rubidium-HF-Leuchte maximieren.

Einstellungen

Polarisationsfilter:

Winkel: 0°

Viertelwellenlängen-Platte:

Winkel: $+45^\circ$ oder -45°

I/U-Konverter:

Umschalter: DC

Oszilloskop:

Betriebsart: X-Y Mode

Kanal I: ≥ 10 mV/DIV. (DC)

Kanal II: 0,5 V/DIV. (DC)

Funktionsgenerator:

Function: \sim (Sinus)

Amplitude: Mittelstellung

Attenuation: 20 dB

DC-Offset: 0 V (Taste DC gedrückt)

Taste Sweep: gedrückt

Mode*: 'C u

Stop*: 5,0 MHz

Start*: 6,0 MHz

Period*: ca. 100 ms (schneller Sweep)

* Taste drücken und Sollwert mit Stellrad einstellen

Messung

Vorbereitung

Signalsuche:

- Oszilloskop im XY-Mode betreiben.
- storage mode des Oszilloskops ausschalten.
- ggf. Kanal I des Oszilloskops unempfindlich schalten.
- Umschalter des I/U-Konverters auf DC stellen.
- Start- und Stopp-Frequenz am Funktionsgenerator einstellen ($f_A = 5,9$ MHz, $f_E = 6,2$ MHz).
- Funktionsgenerator auf Period 100 ms umschalten (schneller Sweep).
- Funktionsgenerator durch Drücken der Taste MANUAL starten.
- Helmholtz-Spulenstrom $I \approx 0,8$ A einstellen und variieren, bis auf dem Oszilloskop-Bildschirm ein Absorptionssignal zu sehen ist.

Speichermodus des Oszilloskops:

- storage mode des Oszilloskops einschalten.
- Taste START des Funktionsgenerators drücken.
- horizontale Ablenkung des Oszilloskops auf $x_A = 1,0$ Skt stellen.
- Taste STOP des Funktionsgenerators drücken.
- horizontale Ablenkung des Oszilloskops auf $x_E = 9,0$ Skt stellen.

Feineinstellung:

- Funktionsgenerator durch Drücken der Taste MANUAL starten.
- Funktionsgenerator auf Period 10 s umschalten (langsamer Sweep).
- vertikale Ablenkung des Oszilloskops empfindlich schalten.
- Viertelwellenlängen-Platte zwischen $+45^\circ$ und -45° hin- und herdrehen und überprüfen, ob alle Linien des Absorptionsspektrums auf dem Oszilloskop-Schirm zu sehen sind.
- ggf. Helmholtz-Spulenstrom I oder Start-Frequenz f_A und Stopp-Frequenz f_E nachregeln.

Durchführung

Hinweis: bei σ^+ -Polarisation ist die Absorptionslinie mit der niedrigsten Frequenz die intensivste.

Erster Durchgang:

- Viertelwellenlängen-Platte auf σ^+ -Polarisation stellen.
- Funktionsgenerator durch Drücken der Taste MANUAL starten.
- vollständige Aufzeichnung des Absorptionsspektrums abwarten.
- Aufzeichnung des Absorptionsspektrums beenden.
- Lage x der Absorptionslinien auf dem Oszilloskop-Bildschirm bestimmen.
- Amplitude U der Absorptionslinien bestimmen.
- Start-Frequenz f_A und Stopp-Frequenz f_E überprüfen.
- Helmholtz-Spulenstrom I überprüfen.

Weitere Durchgänge:

Spulenstrom variieren,
resultierendes Magnetfeld aus (III) berechnen
($B/I = 1,628$ mT / A)

Ungefähre Lage der HF Übergänge abschätzen
($f/B = 4,67$ MHz / mT)

Jeweils ($f-0,1$ MHz) als Startwert und ($f+0,1$ MHz) als Stoppwert am Funktionsgenerator einstellen und die Messung durchführen. Siehe dazu auch Fig. 7.

Aufgrund der veränderten magnetischen Polarisation des Grundzustandes bei unterschiedlichen Magnetfeldern wird sich die Leistungsabhängigkeit der Spektren ändern. Je kleiner das Magnetfeld ist, desto kleiner ist auch die benötigte HF Energie.

Der aufgrund der Linienkreuzungen interessante Bereich um $0,6$ mT = $0,37$ A Strom ist für Messungen schwierig zugänglich, aber nicht völlig unmöglich.

Einstellungen

Oszilloskop:

Betriebsart:	X-Y Mode
	Storage mode
Kanal I:	10 mV/DIV. (DC)
Kanal II:	>0,5 V/DIV. (DC)
Aufzeichnungsbereich:	1,0 Skt - 9,0 Skt
Zeitablenkung:	1 s/DIV

Funktionsgenerator:

Stop:	$f+0,1$ MHz
Start:	$f-0,1$ MHz
Period:	10 s (langsamer Sweep)
Amplitude:	3. Teilstrich
Attenuation:	20 dB

Messbeispiel

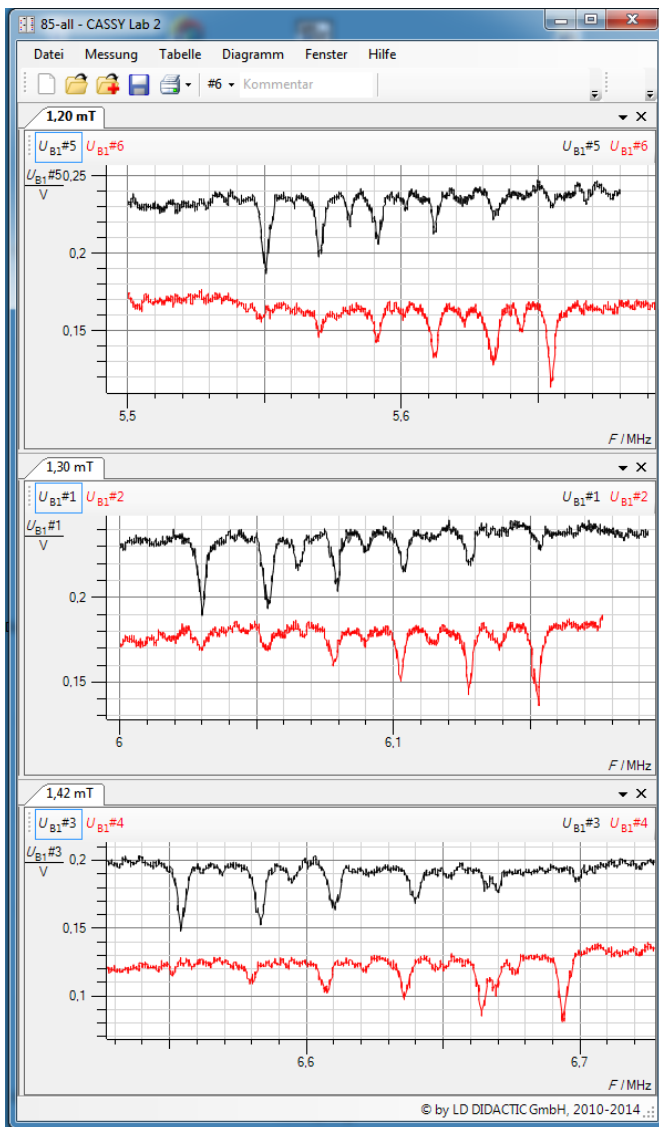


Fig. 7: Zeeman Übergänge des ⁸⁵Rb bei verschiedenen Magnetfeldern, von oben nach unten: 1,20 mT / 1,30 mT / 1,42 mT, jeweils mit σ^+ - und σ^- -Licht.

Auswertung

Aus den aufgenommenen Spektren werden die Positionen der einzelnen Übergänge entnommen, die sich jeweils als Minima der Lichtintensität äußern.

Bei Einstrahlung von σ^+ -Pumplicht sind die niederfrequenten Übergänge jeweils des $F=3$ und $F=2$ Systems am intensivsten.

Die aufgenommenen Werte für den Strom des Magnetfelds und die Position der Linien ergeben Tab 1.

I	744 mA	808 mA	880 mA
1	5,55 MHz	6,03 MHz	6,554 MHz
2	5,57 MHz	6,054 MHz	6,583 MHz
3	5,581 MHz	6,065 MHz	6,595 MHz
4	5,591 MHz	6,079 MHz	6,61 MHz
5	5,6 MHz	6,09 MHz	6,623 MHz
6	5,612 MHz	6,102 MHz	6,64 MHz
7	5,623 MHz	6,113 MHz	6,652 MHz
8	5,633 MHz	6,127 MHz	6,668 MHz
9	5,644 MHz	6,139 MHz	6,68 MHz
10	5,655 MHz	6,152 MHz	6,699 MHz

Tab. 1: Lage der Minima bei verschiedenen Strömen durch die Helmholtzspulen.

Trägt man diese Werte grafisch auf, wie in Fig. 8, so erkennt man außer einer im Wesentlichen linearen Abhängigkeit zunächst keine Details der Aufspaltung in 10 Linien.

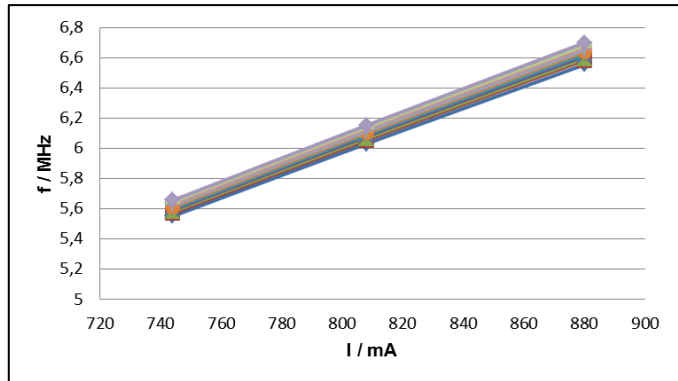


Fig. 8: Grafische Darstellung der Minima aus Tab 1

Die Details der Aufspaltung der Linien werden grafisch erst deutlich, wenn man einen globalen linearen Term subtrahiert. Theoretisch sollte dies das Produkt aus der Bewegung des Schwerpunktes entsprechend der Breit-Rabi Formel und der Proportionalität zwischen Strom und Magnetfeld einer Helmholtzspule sein:

$$4,67 \text{ MHz / mT} * 1,628 \text{ mT / A}$$

allerdings zeigt sich in der Praxis, dass eine gewisse Abweichung existiert und die Linienpositionen nicht symmetrisch verlaufen.

Ursache hierfür ist im Wesentlichen die Genauigkeit der Strommessung. Im Messbeispiel ergibt sich die beste Anpassung für $B/I = 1,618 \text{ mT} / \text{A}$, also eine Abweichung von 0,61 %.

Man variiert also die Umrechnung des Stromes in das Magnetfeld ein wenig, biss die Aufspaltung der Linien einigermaßen symmetrisch um Null erfolgt.

B	1,20 mT	1,31 mT	1,42 mT
1	-67 kHz	-74 kHz	-83 kHz
2	-47 kHz	-50 kHz	-54 kHz
3	-36 kHz	-39 kHz	-42 kHz
4	-26 kHz	-25 kHz	-27 kHz
5	-17 kHz	-14 kHz	-14 kHz
6	-5 kHz	-2 kHz	3 kHz
7	6 kHz	9 kHz	15 kHz
8	16 kHz	23 kHz	31 kHz
9	27 kHz	35 kHz	43 kHz
10	38 kHz	48 kHz	62 kHz

Tab. 2: Aufspaltung der Linien nach Subtraktion eines angepassten linearen Terms

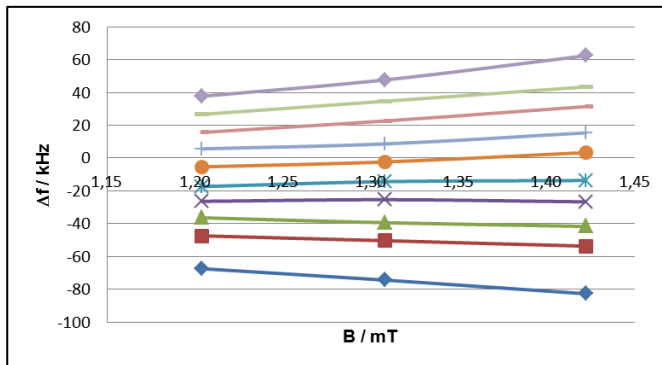


Fig. 9: Grafische Darstellung von Tab 2
Es ergibt sich das aus Fig. 4 erwartete Bild der nichtlinearen Aufspaltung entsprechend der Breit Rabi Formel.

Bestimmung des Kern-g Faktors g_I

Wie aus (II) ersichtlich, unterscheiden sich die Energien zweier Linien zu gleichem m_F , aber verschiedenem F nur im Vorzeichen des oberen Terms. Subtrahiert man die Energien, so entfallen alle Terme mit ξ und nur ein Term $2 \frac{\mu_K g_I B}{h}$

bleibt übrig. Entsprechend der Linienzuordnung zwischen Fig. 4 und Fig. 9 sind das die Linienpaare 2-3, 4-5, 6-7, 8-9 in Tab 1 oder Tab 2.

	1,20 mT	1,31 mT	1,42 mT
2-3	11 kHz	11 kHz	12 kHz
4-5	9 kHz	11 kHz	13 kHz
6-7	11 kHz	11 kHz	12 kHz
8-9	11 kHz	12 kHz	12 kHz

Tab. 3: Differenzfrequenzen einzelner Linien

Dividiert man jetzt die Aufspaltung in kHz durch das jeweilige Magnetfeld und bildet den Mittelwert über alle 12 Werte, ergibt sich ein Ergebnis von 8,6 kHz / mT.

Entsprechend $2 \frac{\mu_K g_I B}{h}$

berechnet sich daraus ein Wert

$|g_I| = 0,56$

Im Vergleich zum Literaturwert von

$g_I = - 0,539155(2)$

Literatur

- [1] A.Kastler: Journal de Physique, 11 (1950) 255
- [2] H. Kopfermann: Über optisches Pumpen an Gasen, Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften, Jahrgang 1960, 3. Abhandlung
- [3] J. Recht, W. Klein: LH-Contact 1 (1991) S. 8 –11
- [4] G. Breit, I. Rabi: Phys. Rev. 38 (1931) 2002
- [5] Kopfermann, H.: Kernmomente, 2.Aufl., S. 28ff
- [6] S. Penselin: Z.Physik 200 (1967) 467
- [7] C.W.White et al.: Phys.Rev. 174 (1968) 23
- [8] G.H.Fuller et al.: Nuclear Data Tables A5 (1969) 523
- [9] B.N.Taylor et al.: Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 375