

# Optisches Pumpen und Spektroskopie im optischen Bereich

## Ein Praktikumsversuch

Jan-Philip Gehrcke und Malte Lichtner

Durch hochaufgelöste Spektralanalyse konnten wir in diesem Versuch sowohl teilweise das Vibrationsspektrum von Iodmolekülen als auch die Hyperfeinstruktur der  $D_1$ -Linie von Rubidium quantitativ bestimmen. Dazu kamen verschiedene Methoden zum Einsatz. Mithilfe eines Blazegitter-basierten Monochromators, dessen Auflösungsvermögen in Abhängigkeit der Ausgangsspaltbreite bestimmt wurde, konnte das Iodspektrum sehr genau aufgezeichnet werden. Durch präzise Untersuchung des Wasserstoffspektrums konnte ebenfalls mithilfe des Monochromators das Masseverhältnis zwischen Deuterium und normalem Wasser bestimmt werden. Zur Untersuchung der Hyperfeinaufspaltung an Rubidium bedienten wir uns der Absorptionsspektroskopie. Die Intensität der von Rubidiumdampf transmittierten Strahlung eines durchstimmbaren Halbleiterlasers wurde hierfür mithilfe einer Photodiode gemessen. Durch Doppelresonanzspektroskopie gelang es an diesem Aufbau, die Zeemanaufspaltung innerhalb der Hyperfeinstruktur zu beobachten und einige Quantitäten zu bestimmen. Ebenfalls beobachtet werden konnte die Larmorpräzession spinpolarisierter Rubidiumatome, wodurch die Stärke des Störmagnetfeldes am Ort des Experiments präzise bestimmt werden konnte.

Versuchsdurchführung: 13. März 2008

Abgabe der Auswertung: 20. März 2008

## 1 Einleitung

Die präzise und hochoptimierte Fertigung von Beugungsgittern ermöglicht es, Spektren sehr hochaufgelöst aufzunehmen. Durch Schrittmotoren, Gehäusetechnik, D/A- bzw. A/D-Wandler und ein Messinterface am PC gelingt es leicht, dieses automatisiert durchführen zu können. Mithilfe dieser Technik konnten wir in diesem Versuch die Strahlungsspektren von Quecksilber, Halogen und Wasserstoff so präzise analysieren, dass die quantitative Bestimmung von Größen wie dem Masseverhältnis von Deuterium und normalem Wasserstoff gelang. Mithilfe des Transmissionsspektrums von Iod konnten quantitative Aussagen über das Iodmolekül und sein Oszillationspotential getroffen werden. Mit diesen Experimenten bietet der Versuch eine gute Möglichkeit, Erfahrung beim Spektroskopieren mithilfe von Monochromatoren zu sammeln.

Ein ganz anderer Versuchsaufbau wird für die Experimente zur Absorptionsspektroskopie bzw. zum optischen Pumpen verwendet. Mithilfe eines durchstimmbaren Halbleiterlasers sollte es gelingen, die im  $MHz$ -Bereich aufgespaltete Hyperfeinstruktur der  $D_1$ -Linie von Rubidium aufzulösen. Auch an diesem Versuchsaufbau sollten einige verschiedene Experimente durchgeführt werden, die Aufschluss über einige wichtige quantenmechanische Größen im Allgemeinen aber auch des Rubidiums im Speziellen liefern.

## 2 Theorie

In Atomen und Molekülen gibt es diskrete Energieniveaus. Durch Übergänge zwischen diesen Niveaus können Photonen emittiert oder absorbiert werden. Bei einem Übergang der Energie  $\Delta E$  muss für die Frequenz  $\nu$  des Photons gelten:

$$\Delta E = h\nu \quad (1)$$

Hier ist  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum. Durch Bestimmung der Frequenz  $\nu$  der absorbierten oder emittierten Photonen kann so direkt auf die Energieniveaus im Atom oder Molekül geschlossen werden.

Für die Energieniveaus im Wasserstoffatom gilt (ohne Berücksichtigung von Feinstruktur):

$$E_n = Rhc \frac{1}{n^2} \quad \text{mit} \quad R = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{M}} \quad (2)$$

Hier ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $n = (1, 2, 3, \dots)$  die Quantenzahl des Energieniveaus,  $m_e$  die Elektronenmasse,  $M$  die Kernmasse und  $R_\infty$  die Rydbergzahl für den unendlich schweren Kern (in der Spektroskopie werden anstelle von Energien oft Wellenzahlen  $\nu = 1/\lambda$  verwendet). An der Formel wird deutlich, dass schwerere Wasserstoffisotope, wie Deuterium, durch ihre höheren Energieniveaus (und entsprechend höherenergetischen Übergänge) vom normalen Wasserstoff unterschieden werden können.

In Molekülen gibt es neben den elektronischen Energieniveaus noch Schwingungs- und Rotationsniveaus. Die

Rotationsniveaus unterscheiden sich energetisch so gering, dass sie in diesem Versuch nicht auflösbar sind.

Zur Beschreibung der Schwingungsniveaus in 2-atomigen Molekülen genügt das Morsepotential

$$U(r) = D(1 - e^{-\beta(r-r_e)})^2 \quad (3)$$

mit der Dissoziationsenergie des Moleküls  $D$  und dem Gleichgewichtsabstand der Atome  $r_e$ . Durch Lösung der Schrödingergleichung für das Morsepotential erhält man den Parameter  $\beta = \omega(2\pi^2 c^2 \mu / D)^{1/2}$  mit der reduzierten Masse  $\mu$  sowie die Energien der Schwingungsmoden

$$E_{vib}(\nu) = hc \cdot \omega(\nu + \frac{1}{2}) - hc \cdot \omega \chi_e (\nu + \frac{1}{2})^2 \quad (4)$$

mit dem Vibrationsquant  $\omega$ , der sogenannten Anharmonizität  $\omega \chi_e$  und der Quantenzahl des Schwingungsniveaus  $\nu = (0, 1, 2, \dots)$ . Finden Übergänge zwischen solchen Vibrationsniveaus zusammen mit elektronischen Übergängen statt, so können sie optisch spektroskopiert werden. Sie bewirken dabei eine Verschiebung der Spektrallinien des reinen Elektronenübergangs und es gilt

$$v^* = T'_e(n', n'') + v^*(\nu', \nu'') \quad (5)$$

mit der Wellenzahl  $v$  der Spektrallinie, der Wellenzahl  $T'_e(n', n'')$  des elektronischen Übergangs und der Wellenzahl  $v^*(\nu', \nu'')$  des Vibrationsübergangs.

Der Gleichgewichtsabstand der Morsepotentiale steigt mit der Hauptquantenzahlen  $n$ . Wird ein Elektron in ein höheres Niveau angeregt, so ändert sich der Kernabstand aber nur vergleichsweise langsam, so dass das Elektron - würde es das Schwingungsniveau nicht wechseln - zunächst in einem Zustand mit geringer Aufenthaltswahrscheinlichkeit landen würde. Das Franck-Condon-Prinzip besagt nun, dass bei elektronischen Übergängen mit hoher Wahrscheinlichkeit gleichzeitig ein Wechsel in ein anderes Schwingungsniveau stattfindet, in dem die Aufenthaltswahrscheinlichkeit bei unverändertem Kernabstand größer ist.

Bei der hochaufgelösten Spektroskopie an Rubidiumdampf wird während des Versuchs das Hyperfeinspektrum des Rubidiums auflösbar sein. Wie dieses zustande kommt, ist im Folgenden erklärt.

Der Spin-Bahn-Drehimpuls  $\vec{J}$  (Quantenzahl  $J$ ) von Elektronen kann mit dem Drehimpuls des Atomkerns  $\vec{I}$  (Quantenzahl  $I$ ) zu unterschiedlichen Gesamtdrehimpulsen  $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$  (Quantenzahl  $F$ ) kombinieren. Dabei wechselwirkt das durch  $\vec{J}$  am Kernort verursachte Magnetfeld mit  $\vec{I}$ . Je nach relativer Ausrichtung der beiden beteiligten Drehimpulse ergibt sich eine unterschiedliche Wechselwirkungsenergie. Die Gesamtenergien der Zustände mit verschiedenen  $F$  weichen daher leicht voneinander ab. Diese Aufspaltung nennt man Hyperfeinstrukturaufspaltung.

Zu einem festen  $F$  gibt es verschiedene - unter normalen Bedingungen energetisch entartete - Zustände mit den magnetischen Quantenzahlen  $m_F$ . Unter Einfluss eines externen Magnetfeldes  $B$  hebt sich diese Entartung auf (Zeemann-Aufspaltung). Die Energieänderung  $\Delta E$  der einzelnen Niveaus ergibt sich in Abhängigkeit von  $m_F$ :

$$\Delta E(m_F) = g_F \mu_B m_F B \quad (6)$$

Dabei ist  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton und  $g_F$  der Landéfaktor bezüglich des Drehimpulses  $F$ . Er berechnet sich in guter Näherung [1] in Abhängigkeit der Drehimpulsquantenzahlen und des Landéfaktors  $g_J$  bezüglich  $\vec{J}$  zu

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (7)$$

Werden die Niveaus der Hyperfeinstruktur durch ein Magnetfeld  $B$  weiter aufgespalten (Zeemann-Effekt, s.o.), so können Übergänge zwischen diesen Niveaus mit der Auswahlregel  $\Delta m_F = \pm 1$  erfolgen. Da  $m_F$  halbzahlig ist, entspricht die Kreisfrequenz  $\omega_L$  - genannt Larmorfrequenz - eines zum Übergang passenden Photons nach Gleichung (6) genau

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

$\gamma$  wird auch als gyromagnetisches Verhältnis bezeichnet. Bei der während eines Versuchsteils durchgeführten Doppelresonanzspektroskopie wird  $\Delta m_F$  durch Festlegung der Zirkularpolarisationsrichtung einfallender Strahlung auf  $+1$  oder  $-1$  eingeschränkt. Tritt diese Einschränkung in Kraft, werden die Zustände in die höchsten oder niedrigsten möglichen  $m_F$  gepumpt, da Übergänge in die jeweils andere Richtung nicht angeregt werden. Es stellt sich instantan ein Gleichgewicht bei geringer Absorption der Pumpstrahlung ein. Durch Einstrahlung eines zweiten Strahlungsfeldes, das die vorher unmöglichen Übergänge auslösen kann, erhöht sich die Absorption der Pumpstrahlung gegenüber diesem Gleichgewichtszustand. Dieses Verhalten ist durch Absorptionsspektroskopie messbar.

### 3 Versuchsaufbau

Für die optische Spektroskopie stehen eine Halogen-, eine Quecksilber- und eine Wasserstoffdampfampe, eine Iodzelle und ein Monochromator zur Verfügung. Mit einem Föhn kann die Iodzelle erhitzt und so Ioddampf erzeugt werden. Im Monochromator werden bestimmte Wellenlängen mithilfe eines Blazegitters auf den Ausgangsspalt reflektiert. Die Spaltbreite kann im  $\mu m$ -Bereich variiert werden, der Schrittmotor zur Drehung des Blazegitters wird über den PC angesteuert. Gleichzeitig zeichnet der PC das Signal eines Photomultipliers, der am Ausgangsspalt angebracht ist, auf.

Für den zweiten Versuchsteil, bei dem Rubidiumatome mithilfe von Laserstrahlung optimistisch gepumpt und durch Absorptionsspektroskopie untersucht werden können, gibt es weitere Komponenten. Dazu zählt ein Halbleiterlaser, der Strahlung im infraroten Bereich emittiert. Die Temperatur der Laserdiode sowie der Injektionsstrom können mithilfe eines Steuergerätes justiert bzw. eingeregelt werden. Dadurch ist die Emissionsfrequenz des Lasers innerhalb eines bestimmten Intervalls variierbar. Die Laserstrahlung kann - durch Einbringen einer Polarisator -  $\lambda/4$ -Plättchen - Kombination wahlweise zirkular oder nicht polarisiert - auf eine Rubidiumdampfzelle gerichtet werden. Für Doppelresonanzspektroskopie wird die Strahlung zirkular polarisiert eingestrahlt. Die Dampfzelle wird während aller Messungen auf eine konstante Temperatur

von ca.  $40^\circ C$  eingeregelt. Der Rubidiumdampf enthält die Isotope  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$ . Hinter der Dampfzelle befindet sich eine Photodiode zur Detektion der Intensität der transmittierten Laserstrahlung, sodass Absorptionsspektroskopie durchgeführt werden kann. Das Signal der Photodiode kann auf einem Oszilloskop betrachtet oder über ein Messinterface am PC aufgenommen werden. Desweiteren ist um die Dampfzelle ein Helmholtzspulenpaar angeordnet. Mithilfe einer spannungsgesteuerten Stromquelle inkl. integriertem Messgerät ist der Spulenstrom zur Erzeugung eines konstanten Magnetfeldes in der Dampfzelle präzise zu bestimmen. Mithilfe einer Hochfrequenz(HF)-Einstrahlspule ist eine auftretende Spinpolarisierung innerhalb der Dampfzelle manipulierbar. Für entsprechende Anregungspulse steht ein Impulsgenerator bereit. Die Einstrahlspule wird auch verwendet, um eine linear veränderliche Frequenz einzustrahlen (gesteuert durch den Frequenzsweep eines Funktionsgenerators). Dies wird für die Aufnahme von Resonanzkurven benötigt. Eine Dreiecksspannung des Funktionsgenerators wird für die Aufnahme des Hyperfeinabsorptionsspektrums der Rubidiumisotope auf den Injektionsstrommodulationseingang des Lasercontrollers gegeben. Somit kann die Frequenz der Laserstrahlung linear variiert werden.

## 4 Versuchsdurchführung und Auswertung

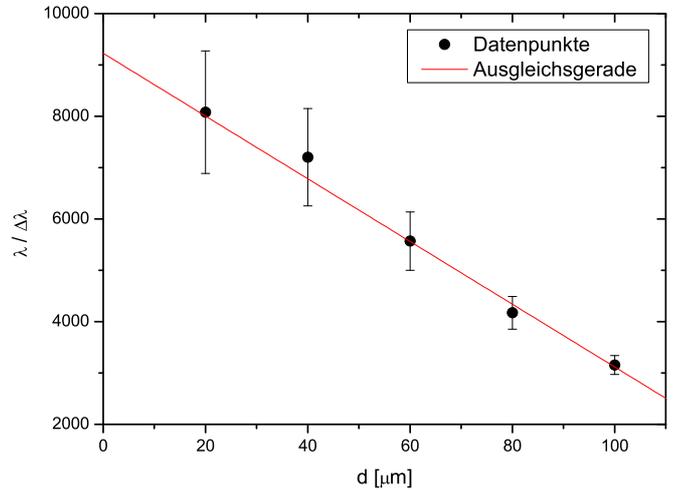
### 4.1 Spektrometerkalibrierung

Zur Kalibrierung des Spektrometers wurde das Spektrum der Quecksilberdampfampe in Schritten von  $\Delta\lambda = 0,01\text{ nm}$  mit einer Integrationszeit von  $400\text{ ms}$  und einer Spaltbreite von  $b = 80\text{ }\mu\text{m}$  untersucht. Dabei wurden die Bereiche  $546 - 547\text{ nm}$  sowie  $576 - 581\text{ nm}$  jeweils einmal aufwärts und einmal abwärts vermessen. Die Peaks wurden mit Gaußfunktionen gefittet (siehe Anhang Abb. 9 bis 13). An der Abweichung der Gaußkurven zu den Messwerten wird deutlich, dass ein Voigtprofil als Fitfunktion geeigneter wäre, was auf die Bestimmung der Linienbreiten und -positionen aber keinen Einfluss haben sollte. Tabelle 1 zeigt die Ergebnisse im Vergleich mit den Literaturwerten. Da alle folgenden Messungen in Aufwärtsrichtung aufgenommen wurden, wurde der Kalibrierungsoffset zu  $\lambda_{off} = \lambda_{Lit} - \lambda_{up} = -0,45\text{ nm}$  bestimmt.

$\lambda_{up}/\text{nm}$	$\lambda_{down}/\text{nm}$	$\lambda_{Lit}/\text{nm}$	$\lambda_{off}/\text{nm}$
$546,53 \pm 0,05$	$546,51 \pm 0,05$	546,07	$-0,46 \pm 0,05$
$577,41 \pm 0,05$	$577,39 \pm 0,05$	576,96	$-0,45 \pm 0,05$
$579,52 \pm 0,05$	$579,49 \pm 0,05$	579,07	$-0,45 \pm 0,05$

**Tabelle 1:** Gemessene Wellenlängen der Spektrallinien von Quecksilber in Aufwärtsrichtung  $\lambda_{up}$  sowie in Abwärtsrichtung  $\lambda_{down}$  im Vergleich mit den Literaturwerten  $\lambda_{Lit}$  sowie die entsprechende Abweichung  $\lambda_{off} = \lambda_{Lit} - \lambda_{up}$ .

Aus Messungen der Linienbreiten  $\Delta\lambda$  bei verschiedenen Spaltbreiten  $b$  wurde nun die Abhängigkeit des Auflösungsvermögens  $\lambda/\Delta\lambda$  von der Spaltbreite untersucht. Dazu wurden die  $546\text{ nm}$ -Linie der Quecksilberdampfampe



**Abb. 1:** Linearer Abfall des Auflösungsvermögens  $\lambda/\Delta\lambda$  mit der Spaltbreite  $b$ .

in Schritten von  $\Delta\lambda = 0,01\text{ nm}$  mit einer Integrationszeit von  $1000\text{ ms}$  ( $2000\text{ ms}$  für  $b = 20\text{ }\mu\text{m}$ ) und Spaltbreiten von  $b = 20\text{ }\mu\text{m}$  bis  $100\text{ }\mu\text{m}$  aufgenommen. Die Peaks wurden mit Gaußfunktionen gefittet und aus dem Fit die Breite  $\Delta\lambda$  mit Fehler übernommen. Graph 1 zeigt  $\lambda/\Delta\lambda$  über der Spaltbreite  $b$ . Die Ausgleichsgerade zeigt den linearen Abfall des Auflösungsvermögens mit der Spaltbreite sowie für  $b = 0$  das extrapolierte maximale Auflösungsvermögen  $\lambda/\Delta\lambda = 9226$ .

### 4.2 Wasserstoff und Deuterium

Die Wasserstofflinie bei  $\lambda \approx 656\text{ nm}$  ist aufgespalten, da sie sich aus Wasserstoff  $H_2$  und Deuterium  $D_2$  zusammensetzt. Aus dem Linienabstand soll mit (2) das Massenverhältnis  $M_H/M_D$  bestimmt werden. Dazu wurde das Spektrum einer Wasserstofflampe im Bereich Bereich  $556,4 - 556,9\text{ nm}$  in Schritten von  $\Delta\lambda = 0,01\text{ nm}$  mit einer Integrationszeit von  $1000\text{ ms}$  aufgenommen. Als Kompromiss zwischen Auflösung und Intensität wurden zwei Messungen mit Spaltbreite  $b = 30\text{ }\mu\text{m}$  sowie  $35\text{ }\mu\text{m}$  aufgenommen (siehe Abb. 2 sowie im Anhang Abb. 14). Die Peaks wurden mit Gaußfunktionen gefittet und die entsprechenden Wellenlängen korrigiert (Offset) und gemittelt. Aus der Differenz der Wellenlängen für Deuterium  $\lambda_D = (656,12 \pm 0,02)\text{ nm}$  und für Wasserstoff  $\lambda_H = (656,29 \pm 0,02)\text{ nm}$  lassen sich über (2) Massenverhältnis und -differenz berechnen:

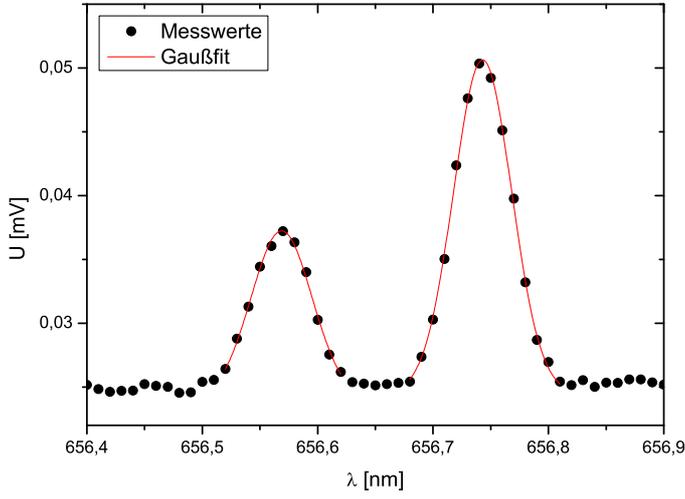
$$M_H/M_D = 0,514 \pm 0,040$$

$$M_D - M_H = (1,59 \pm 0,25) \cdot 10^{-27}\text{ kg}$$

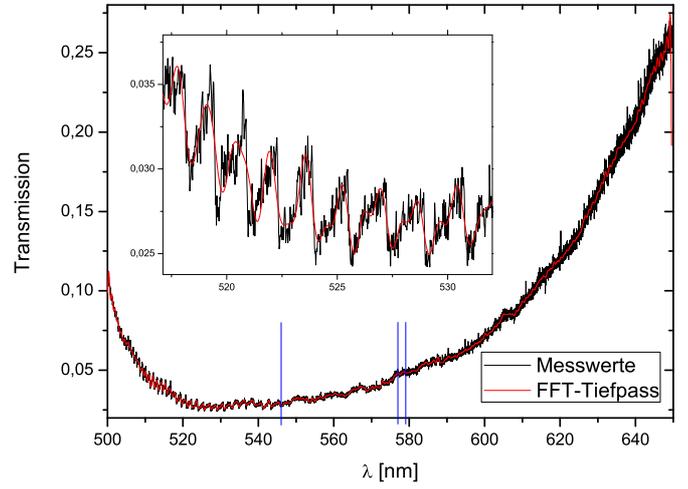
Da sich Wasserstoff und Deuterium lediglich um ein Neutron unterscheiden, stimmt die Massendifferenz im Rahmen des (relativ großen) Fehlers mit der Neutronenmasse  $M_N = 1,68 \cdot 10^{-27}\text{ kg}$  überein.

### 4.3 Vibronische Anregung des Iod

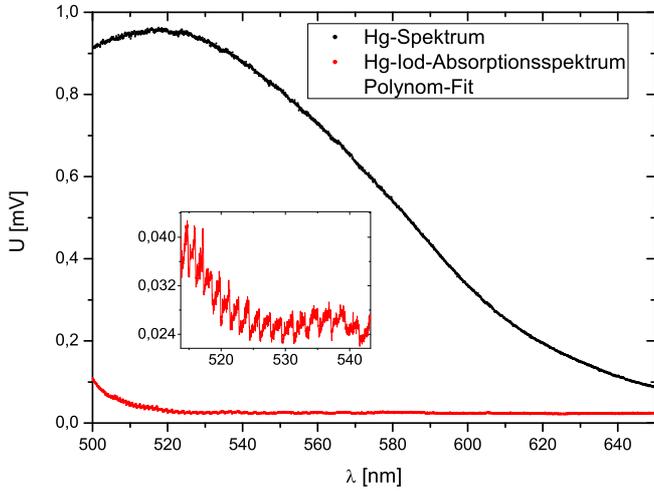
Um vibronische Übergänge im Iod zu beobachten, werden zwei Messungen im Bereich  $\lambda = 500\text{ nm}$  bis  $650\text{ nm}$



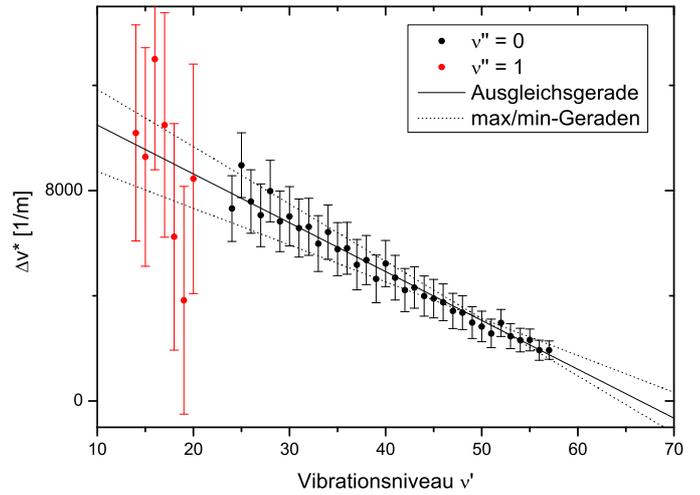
**Abb. 2:** Aufspaltung der grünen Spektrallinie des Wasserstoff durch die unterschiedlichen Massen von  $H_2$  und  $D_2$ . (Spaltbreite  $b = 35 \mu m$ )



**Abb. 4:** Transmissionsspektrum des Iod. Die blauen Linien geben die Spektrallinien des Quecksilbers an.



**Abb. 3:** Intensitätsspektrum der Halogendampfampe mit und ohne Iodabsorber.



**Abb. 5:** Wellenzahlen der Schwingungsübergänge  $\nu'' \rightarrow \nu'$ . Aus dem Achsenabschnitt erhält man  $\omega'$ , aus der Geradensteigung die Anharmonizität  $\omega' \chi_e$ .

mit einer Integrationszeit von 400 ms und einer Spaltbreite von  $50 \mu m$  durchgeführt. In der ersten Messung  $U_0(\lambda)$  wird das reine Spektrum der Halogenlampe in Schritten von  $0,05 nm$  aufgenommen. In der zweiten Messung  $U_I(\lambda)$  wird zusätzlich eine Iodzelle in den Strahlengang gesetzt und mit einem Föhn erhitzt, um das Iod verdampfen zu lassen. Zur besseren Identifikation der Absorptionspeaks wird diese Messung in Schritten von  $0,02 nm$  aufgenommen. Beide Messungen sind in Abb. 3 dargestellt. Um Rauschen zu unterdrücken, wird  $U_0(\lambda)$  mit einem Polynom gefittet und anschließend die Transmissionskurve des Iod  $U_I/U_0$  berechnet (siehe Abb. 4). Da die Absorptionspeaks in großen Bereichen (besonders  $\lambda > 560 nm$ ) schwer zu identifizieren waren, wurde die Kurve mit einem FFT-Tiefpassfilter bearbeitet. Tabelle 5 im Anhang zeigt die abgelesenen Absorptionspeaks und die entsprechende Zuordnung zu Übergängen  $\nu'' \rightarrow \nu'$ . Die Zuordnung wurde dadurch erleichtert, dass die  $546,07 nm$ -Hg-Linie in etwa mit der Jodlinie  $v^*(24, 0)$  zusammenfällt und die  $576,96 nm$ - und die  $579,07 nm$ -Hg-Linien den Iodübergang  $v^*(16, 1)$

einschließen. Aufgrund des schlechten Messgraphen sind die Wellenlängen für  $\nu'' = 1$  sehr fehlerbehaftet. Übergänge mit  $\nu'' = 2$  konnten überhaupt nicht identifiziert werden. Wegen

$$\Delta v^* = v^*(\nu', \nu'') - (\nu' - 1, \nu'') = \omega - 2\omega \chi_e \nu'$$

können aus einer Auftragung  $\Delta v^*$  über  $\nu'$  das Vibrationsquant  $\omega'$  als Achsenabschnitt und die Anharmonizität  $\omega' \chi_e$  als Geradensteigung bestimmt werden (siehe Abb. 5). Zur Auswertung werden lediglich die Werte von  $\nu'' = 0$  verwendet, da sie einen deutlich kleineren Fehler aufweisen. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \omega' \chi_e &= (0,93 + 0,16 - 0,23) cm^{-1} \\ \omega' &= (123 + 17 - 22) cm^{-1} \end{aligned}$$

Beide Werte stimmen im Rahmen des Fehlers mit ihren Literaturwerten  $\omega' \chi_{e, Lit} = 0,76 cm^{-1}$  bzw.  $\omega'_{Lit} = 126 cm^{-1}$  überein. Weiterhin kann wegen

$$v^*(0, 0) - v^*(0, 1) = \omega''$$

das Vibrationsquant  $\omega''$  des unteren Niveaus bestimmt werden, indem die  $v^*(\nu', \nu'')$  über  $\nu'$  aufgetragen und für  $\nu'' = 0, 1$  einzeln mit einem quadratischen Fit bis  $\nu' = 0$  extrapoliert werden.  $\omega''$  entspricht dann der Differenz der Achsenabschnitte. Aufgrund des kleinen Messwertbereichs für  $\nu'' = 1$  und dem entsprechend schlechten Fit weicht das Ergebnis  $\omega'' = 1450 \text{ cm}^{-1}$  extrem vom Literaturwert  $\omega''_{Lit} = 215 \text{ cm}^{-1}$  ab. Für die folgenden Auswertungen musste deshalb der Literaturwert  $\omega''_{Lit}$  verwendet werden. Aus den bisher berechneten Größen lässt sich die Dissoziationsenergie

$$D_e = \frac{\omega'^2}{4\omega'\chi'_e} hc$$

des Iodmoleküls berechnen. Man erhält:

$$D_e = (0,51 \pm 0,19) \text{ eV}$$

Der Wert stimmt im Rahmen des Fehlers mit dem Literaturwert  $D_{e,Lit} = 0,64 \text{ eV}$  überein. Weiterhin wird die Energie des elektronischen Übergangs

$$\begin{aligned} T'_e &= v^*(0,0) - \frac{1}{2}\omega' + \frac{1}{4}\omega'\chi_e + \frac{1}{2}\omega'' \\ &= v^*(0,1) - \frac{1}{2}\omega' + \frac{1}{4}\omega'\chi_e + \frac{3}{2}\omega'' \end{aligned}$$

aus dem Achsenabschnitt für  $\nu'' = 0$  berechnet. Da sich der Fit für  $\nu'' = 1$  als fehlerhaft herausgestellt hat, wird er nicht berücksichtigt. Man erhält:

$$T_e = hcT'_e = (1,978 \pm 0,027) \text{ eV}$$

Auch dieser Wert stimmt im Bereich des Fehlers mit dem Literaturwert von  $T_{e,Lit} = 1,955 \text{ eV}$  überein.

Zuletzt wird nun mithilfe des Franck-Condon-Prinzips die Verschiebung der beiden Potentialtöpfe abgeschätzt. Dazu wird zunächst die Wellenlänge mit der stärksten Absorption zu  $\lambda = 516,9 \text{ nm}$  abgelesen, was dem Übergang  $v^*(40,0)$  entspricht. Nun werden mit den gemessenen und berechneten Werten die Morsepotentiale geplottet (siehe Abb. 6). Für das obere Niveau wird für den Radius der Literaturwert  $r' = 302,5 \text{ pm}$  verwendet, für den Radius des unteren Niveaus wird der Schnittpunkt des oberen Niveaus mit der Energie des Übergangs  $(40,0)$  gewählt. Dadurch erhält man:

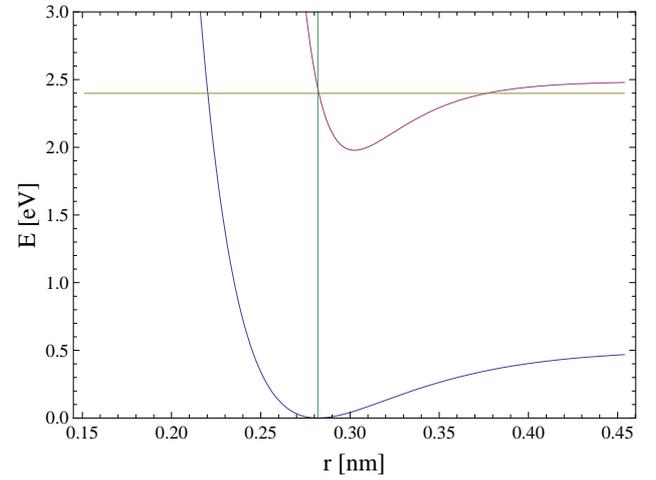
$$\begin{aligned} r'' &\approx 282 \text{ pm} \\ \Delta r &\approx 20,5 \text{ pm} \end{aligned}$$

Dieser Wert weicht vom Literaturwert  $\Delta r_{Lit} = 35,9 \text{ pm}$  deutlich ab, liegt aber in der richtigen Größenordnung.

#### 4.4 Hyperfeinaufspaltung von Rb

In diesem Versuchsteil soll die Hyperfeinstrukturaufspaltung der  $D_1$ -Linie der beiden Rubidium-Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  mit Absorptionsspektroskopie quantitativ untersucht werden.

Die  $D_1$ -Linie entspricht dabei dem Übergang vom  $S_{1/2}$ - zum  $P_{1/2}$ -Niveau. Diese beiden sind jedoch jeweils hyperfeinaufgespalten, sodass sich für jedes Isotop vier mögliche Übergänge ergeben, wie im Folgenden



**Abb. 6:** Die Potentialtöpfe (Morsepotential) zweier benachbarter Energieniveaus. Die gelbe Linie entspricht der Energie des wahrscheinlichsten Vibrationsübergangs  $(40,0)$ . Ihr Schnittpunkt mit dem oberen Potentialtopf entspricht dem Gleichgewichtsabstand  $r''$  des unteren (grüne Linie).

dargelegt wird. In allen Fällen gilt für die Spin-Bahn-Drehimpulsquantenzahl  $J = 1/2$ . Der Kernspin für  $^{85}\text{Rb}$  ist  $I_{85} = 5/2$ , der für  $^{87}\text{Rb}$  beträgt  $I_{87} = 3/2$ . Somit ergeben sich für den Gesamtdrehimpuls  $F = I - J, \dots, I + J$  der Isotope jeweils zwei Möglichkeiten:  $F_{85} = 2; 3$  und  $F_{87} = 1; 2$ . Somit ist jedes der  $S_{1/2}$ - und  $P_{1/2}$ -Niveaus zweifach hyperfein aufgespalten. Die Auswahlregeln erlauben bei einer Anregung von  $S$  zu  $P$  ein  $\Delta F = 0, \pm 1$ . Bei jedem der Isotope gibt es also für den betrachteten Übergang vier Möglichkeiten. Diese sind in der Tabelle 2 aufgeführt. Jedem Übergang ist eine Identifikationsnummer zwischen 1 und 8 zugeordnet. Ebenfalls angegeben sind die theoretischen relativen Übergangswahrscheinlichkeiten  $a_i$  sowie die Frequenzabweichungen  $\Delta\nu_i$  der Übergänge von der nicht hyperfeinaufgespaltenen Übergangsfrequenz  $\nu_0$  (aus [1]).

Durch eine vom Funktionsgenerator gelieferte Dreiecksspannung kann der Strom des Halbleiterlasers linear variiert werden (Modulationseingang am Laser-Controller). Wir nehmen einen linearen Zusammenhang zwischen Strom und abgestrahlter Frequenz des Laserlichts an. Somit wird dem Rubidiumdampf eine Strahlung mit linearer Frequenzmodulation zugeführt. Entspricht die Grundfrequenz des Lasers in etwa  $\nu_0$ , so können die hyperfein strukturierten Übergänge durch die Modulation (wenn die Amplitude groß genug ist) angeregt werden. Im invertierten Absorptionsspektrum sind diese Übergänge als Peaks sichtbar. Das über einer zu der Zeit proportionalen Einheit aufgenommene Messsignal  $S$  der Photodiode ist in Abb. 15 im Anhang dargestellt. Es ist proportional zur einfallenden Intensität und invertiert. Die ungeeichte Einheit der Abzisse ist dabei wegen der angenommenen Linearitäten proportional zu der eingestrahlten Frequenz. Die sechs aus dem Spektrum direkt ersichtlichen Resonanzen sind römisch durchnummeriert. Eine entsprechende Eichung der Abzisse wird erarbeitet.

Mit variiertem Injektionsstrom variiert auch die Inten-

Übergang	$a_i$	$\Delta\nu_i/MHz$
<b><math>^{87}Rb</math> mit <math>F = 1; 2</math></b>		
1: $S_{1/2}(F = 2) \rightarrow P_{1/2}(F = 1)$	0,065	-3074,4
2: $S_{1/2}(F = 2) \rightarrow P_{1/2}(F = 2)$	0,109	-2256,2
3: $S_{1/2}(F = 1) \rightarrow P_{1/2}(F = 2)$	0,065	4578,5
4: $S_{1/2}(F = 1) \rightarrow P_{1/2}(F = 1)$	0,039	3760,2
<b><math>^{85}Rb</math> mit <math>F = 2; 3</math></b>		
5: $S_{1/2}(F = 3) \rightarrow P_{1/2}(F = 2)$	0,175	-1476,1
6: $S_{1/2}(F = 3) \rightarrow P_{1/2}(F = 3)$	0,246	-1114,0
7: $S_{1/2}(F = 2) \rightarrow P_{1/2}(F = 3)$	0,175	1921,7
8: $S_{1/2}(F = 2) \rightarrow P_{1/2}(F = 2)$	0,125	1559,6

**Tabelle 2:** Aufgeführt sind die durch verschiedene Gesamtdrehimpulsquantenzahlen  $F$  möglichen Übergänge vom  $S_{1/2}$ - zum  $P_{1/2}$ -Niveau (Hyperfeinstrukturaufspaltung). Desweiteren sind die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten  $a_i$  angegeben sowie die Abweichungen  $\Delta\nu_i$  von der Grundfrequenz des Übergangs gegeben.

sität des Laserlichts insgesamt. Aus diesem Grund ist in Abb. 15 ein linear steigender Untergrund deutlich sichtbar. Für die folgenden Betrachtungen wird er nicht betrachtet / herauskorrigiert. Nun sollen die einzelnen Resonanzen entsprechend der Tabelle 2 zugeordnet werden.  $^{87}Rb$  hat die geringsten relativen Intensitäten  $a_i$ . Die weniger intensiven Linien *I*, *II*, *V* und *VI* gehören also zu  $^{87}Rb$ . Eine Frequenzbetrachtung liefert folgende Zuordnung:

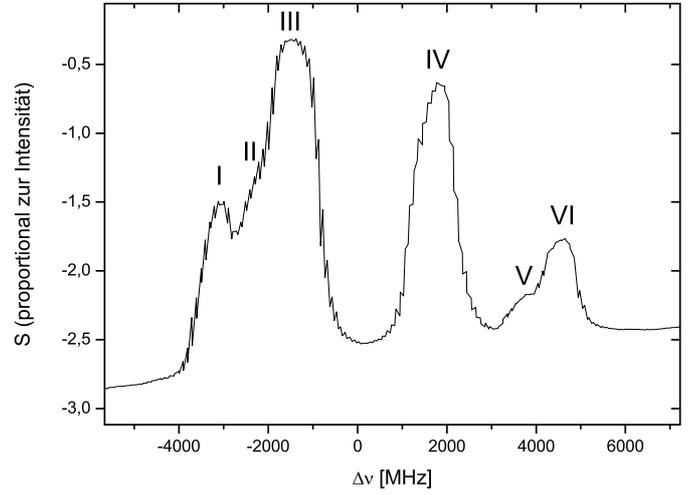
- I* → Übergang 1
- II* → Übergang 2
- V* → Übergang 4
- VI* → Übergang 3

Für  $^{85}Rb$  liegen die vier Linien paarweise so dicht beieinander, dass sie wegen der Dopplerverbreiterung der Übergänge (etwa 520 MHz bei einer Dampftemperatur von 320K) nicht voneinander getrennt werden können. Die beiden Peaks *III* und *IV* bestehen somit aus jeweils zwei Resonanzen. Unter Betrachtung der Daten aus Tabelle 2 ergibt sich die Zuordnung:

- III* → Übergang 5, Übergang 6
- IV* → Übergang 7, Übergang 8

Die Eichung wurde nun anhand der zwei am genauesten ablesbaren Wertepaare durchgeführt. Die ungeeichte Achse sei  $a$ . Resonanz *I* in Abb. 15 liefert  $\Delta\nu_1 = -3074,4 MHz \Leftrightarrow a_1 = -0.0217$ . Resonanz *VI* liefert  $\Delta\nu_3 = 4578,5 MHz \Leftrightarrow a_3 = 0.0655$ . Die sich daraus ergebende lineare Umrechnung zwischen  $a$  und  $\Delta\nu$  wurde angewandt und führt zu Abb. 7. Auf eine Fehlerbetrachtung der Eichung wurde verzichtet, da keine weiteren Quantitäten benötigt werden und die theoretischen Werte bekannt sein müssen bzw. sogar in die Rechnung mit eingeflossen sind.

Desweiteren wurde das gemessene Resonanzspektrum bezüglich der relativen Intensitäten der Peaks ausgewertet. Dazu verwendeten wir eine softwarebasierte Bildbearbeitung mit Messfunktionen. Somit konnten die Flächen



**Abb. 7:** Hyperfeinabsorptionsspektrum der  $D_1$ -Linie für die Rubidiumisotope  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$ . Das Messsignal ist proportional zur transmittierten Intensität. Die Abzisse wurde anhand der theoretisch erwarteten Übergangsenergien auf die Abweichung  $\Delta\nu$  von der Frequenz  $\nu_0$  des Übergangs vom nicht aufgespaltenen  $S_{1/2}$ - zum nicht aufgespaltenen  $P_{1/2}$ -Niveau geeicht.

Resonanz	Übergang	$A$	$I_{rel}$	$a_i$
<i>I</i>	1	13959	0,07	0,07
<i>II</i>	2	21057	0,10	0,11
<i>III</i>	5+6	95908	0,45	0,42
<i>IV</i>	7+8	60455	0,29	0,30
<i>V</i>	4	6447	0,03	0,04
<i>VI</i>	4	14075	0,07	0,07

**Tabelle 3:** Aufgeführt sind die durch verschiedene Gesamtdrehimpulsquantenzahlen  $F$  möglichen Übergänge vom  $S_{1/2}$ - zum  $P_{1/2}$ -Niveau (Hyperfeinstrukturaufspaltung). Desweiteren sind die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten  $a_i$  angegeben sowie die Abweichungen  $\Delta\nu_i$  von der Grundfrequenz des Übergangs gegeben.

unter den Peaks bestimmt werden, die proportional zu den entsprechenden Intensitäten sind. Dabei wurde Gaußförmigkeit imitiert. Dieses Vorgehen wurde als ausreichend angesehen, da das Auflösungsvermögen der Messmethode auch für analytische Anpassungen beliebig große Freiheiten erlaubt hätte, sodass die Genauigkeit durch mathematisches Vorgehen nicht gesteigert worden wäre (gegenüber unserer Methode). In Tabelle 3 sind sowohl die absoluten Ablesewerte  $A$  (beliebige Einheit) für die Peakflächen als auch die dementsprechenden relativen Intensitäten  $I_{rel}$  aufgeführt. Zum Vergleich sind noch einmal die  $a_i$  gegenübergestellt. Die relativen Intensitäten sollten den Übergangswahrscheinlichkeiten entsprechen.

Die Resonanzen *III* und *IV* wurden jeweils wegen der absoluten Untrennbarkeit der Übergänge 5+6 bzw. 7+8 als Ganzes ausgewertet. Daher müssen die relativen Intensitäten dementsprechend mit den beiden jeweils aufsummierten  $a_i$  verglichen werden. Für die Resonanzen *II* und *V* war die Definition der abzulesenen Fläche sehr beliebig. Insgesamt sind alle bestimmten  $A$  mit einem großen - nicht quantifizierbaren - Fehler behaftet. Dennoch liegen

die  $I_{rel}$  sehr nahe der theoretischen Erwartung.

Nun wurde noch eine Betrachtung der Linienbreiten durchgeführt. Wie bereits erwähnt, sind die Übergänge von Rubidium bei etwa  $40^\circ C$  um ca.  $520 MHz$  dopplerverbreitert. Gegenüber dem Effekt der Dopplerverbreiterung sollten andere intrinsische Verbreiterungseffekte vernachlässigbar sein. Dennoch lesen wir für die einfachen Peaks (*I, II, V, VI*) in Abb. 7 eine Halbwertsbreite  $\Delta_{1/2}$  von jeweils fast  $700 MHz$  aus. Die Ursache für diesen unerwartet großen Wert könnte die Anregungsbreite (also die Linienbreite) des Lasers sein. Strahlt dieser mehrere Moden, die untereinander einen realistischen Frequenzabstand von einigen hundert Megahertz besitzen, ab, werden die Absorptionslinien natürlich breiter.

Für die Resonanzen *III* und *IV* wurde eine Breite  $\Delta_{1/2+}$  von grob  $900 MHz$  abgelesen. Der Abstand  $\delta$  der jeweiligen Linienpaare beträgt nach der Abschätzung

$$\delta = \sqrt{\Delta_{1/2+}^2 - \Delta_{1/2}^2}$$

grob  $550 MHz$ . Hierbei wurde für  $\Delta_{1/2}$  bereits  $700 MHz$  verwendet. Theoretisch erwarten wir für  $\delta$  einen Wert knapp unterhalb von  $400 MHz$ . Die große Abweichung kommt durch den systematischen Fehler der Laserlinienbreite, unsere höchst ungenauen Ablesemöglichkeiten und letztendlich durch eine Auswertung zustande, die auf der Differenz zweier extrem fehlerbehafteter Größen im Quadrat basiert.

## 4.5 Zeemannaufspaltung

Durch Doppelresonanzspektroskopie mithilfe einer Einstrahlspule lässt sich die Zeemannresonanz in der Hyperfeinstruktur spektroskopieren. Das für die Aufspaltung verantwortliche Magnetfeld  $\vec{B}_{eff}$  setzt sich aus dem Magnetfeld  $\vec{B}_{HH}$  einer Helmholtzspule und dem Störfeld  $\vec{B}_S$  zusammen, welches im Wesentlichen vom Erdmagnetfeld gebildet wird.

Das effektive Feld berechnet sich durch vektorielle Überlagerung der Einzelfelder:

$$\vec{B}_{eff} = \vec{B}_{HH} + \vec{B}_S$$

Quadriert man die Gleichung, erhält man einen Ausdruck, der nur noch die Beträge und relative Ausrichtung der Felder zueinander enthält:

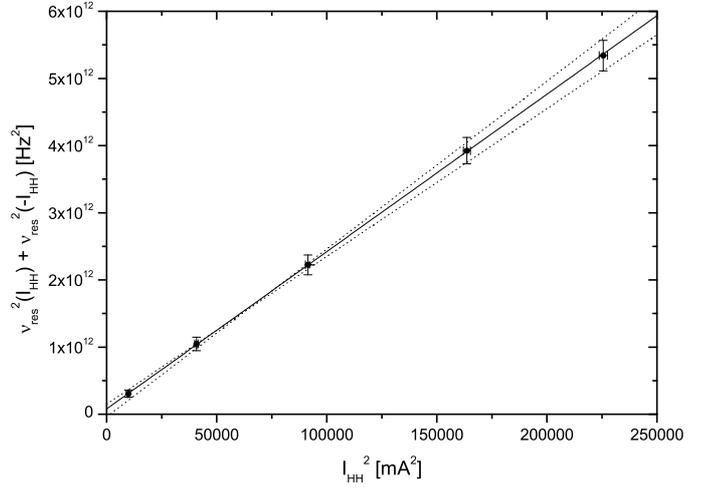
$$B_{eff}^2 = B_{HH}^2 + B_S^2 + 2B_{HH}B_S \cos \Phi$$

Das Magnetfeld der Helmholtzspule ist proportional zur Stromstärke, die das Spulenpaar durchfließt:  $B_{HH} = c \cdot I_{HH}$ . Die Konstante  $c$  ist bei Kenntnis der genauen Geometrie des Spulenpaares berechenbar, wurde zu  $c = 0,00075775 TA^{-1}$  bestimmt und als fehlerfrei betrachtet. Mit dieser Proportionalität und der Gleichung (8) ergibt sich:

$$\nu_{res}^2(I_{HH}) = \frac{g_F^2 \mu_B^2}{h^2} (c^2 I_{HH}^2 + B_S^2 + 2c I_{HH} B_S \cos \Phi) \quad (9)$$

Setzt man in Gleichung (9)  $I_{HH} = -I_{HH}$  und addiert die so erhaltene Gleichung von der ursprünglichen, erhält man:

$$\nu_{res}^2(I_{HH}) + \nu_{res}^2(-I_{HH}) = 2 \frac{g_F^2 \mu_B^2}{h^2} (c^2 I_{HH}^2 + B_S^2) \quad (10)$$



**Abb. 8:** Die nach Gleichung (10) von der Auftragung der Resonanzfrequenzquadrat-Summen über dem Helmholtzspulenstromquadrat erwartete Linearität wird bestätigt. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden (durchgezogene Linie) kann der Landéfaktor  $g_F$ , aus dem Achsenabschnitt die Stärke des Störfeldes bestimmt werden. Die gestrichelten Linien sind Min/Max-Geraden, die im Rahmen der Fehler ebenfalls die Punkte linear verbinden.

Nach der Gleichung (10) lassen sich  $\mu_B$  bzw.  $g_F$  und  $B_S$  aus einem linearen Zusammenhang zwischen  $\nu_{res}^2(I_{HH}) + \nu_{res}^2(-I_{HH})$  und  $I_{HH}^2$  bestimmen.

Entsprechend wurde nun bei verschiedenen Helmholtzspulenströmen die jeweilige Resonanzfrequenz  $\nu_{res}$  durch Doppelresonanzspektroskopie bestimmt. Dafür wurde eine Einstrahlspule bei linearer Frequenzänderung (Sweep mithilfe des Funktionsgenerators) betrieben. Der Laser war dabei auf die Frequenz eingestellt, die dem Maximum des Peaks *III* aus Abschnitt 4.4 entspricht. Entsprechend wurde  $^{85}Rb$  spektroskopiert. Die auf diese Weise aufgenommenen Zeemann-Resonanzkurven für die Übergänge 5 und 6 (Tabelle 2 in Abschnitt 4.4) sind im Anhang in den Abbildungen 16 bis 25 dargestellt. Aus ihnen wurden die Resonanzfrequenzen  $\nu_{res}(I_{HH})$  abgelesen. Aufgrund der Breite einiger Peaks und teilweise auftretender Nebenextrema wurde der Fehler dieser Ablesewerte sehr großzügig auf  $\pm 30 kHz$  geschätzt. Tabelle 4 enthält die abgelesenen Resonanzfrequenzen  $\nu_{res}$  zu allen eingestellten Stromstärken  $I_{HH}$ .

Trägt man nun

$$f(\nu_{res}(\pm I_{HH})) = \nu_{res}^2(I_{HH}) + \nu_{res}^2(-I_{HH}) \quad (11)$$

über  $g(I_{HH}) = I_{HH}^2$  auf, ergibt sich nach (10) eine Gerade, aus deren Steigung  $m$  man den Landéfaktor  $g_F$  bzw. das Bohrsche Magneton  $\mu_B$  bestimmen kann:

$$g_F = \sqrt{\frac{mh^2}{2\mu_B^2 c^2}} \quad (12)$$

$$\mu_B = \sqrt{\frac{mh^2}{2g_F^2 c^2}} \quad (13)$$

Der Achsenabschnitt  $a$  der Geraden liefert die Stärke

$I_{HH}/mA$	$\nu_{res}/kHz$	$I_{HH}/mA$	$\nu_{res}/kHz$
100,0±2,0	471±30	-99,0±2,0	291±30
203,0±2,0	815±30	-201,0±2,0	618±30
302,0±2,0	1153±30	-303,0±2,0	946±30
404,0±2,0	1494±30	-405,0±2,0	1301±30
475,0±2,0	1730±30	-475,0±2,0	1532±30

**Tabelle 4:** Zeemann-Resonanzfrequenzen  $\nu_{res}$  in Abhängigkeit des Spulenstroms  $I_{HH}$  und damit der Magnetfeldstärke. Die Ablesewerte sind den Abbildungen 16 bis 25 im Anhang entnommen.

des Störfeldes:

$$B_S = \sqrt{\frac{ah^2}{2g_F^2\mu_B^2}} \quad (14)$$

Für die Auswertung mit den Funktionen  $f$  und  $g$  wird jeweils eine Stromstärke  $I_{HH}$  mit positivem und negativem Vorzeichen benötigt. Die Beträge der Stromstärkenpaare waren bei den entsprechenden Messungen aber nicht exakt gleich. Daher mittelten wir die Beträge unserer gemessenen Stromstärkenpaare. Für den Fehler dieses Mittelwertes nahmen wir für die Rechnung weiterhin  $\pm 2,0 mA$  an.

Nach den Regeln der Fehlerfortpflanzung (mithilfe der partiellen Ableitungen von  $f$  und  $g$ ) konnten unter Verwendung der Daten aus Tabelle 4 die  $g$ - $f$ -Punkte mit Fehlern bestimmt und graphisch aufgetragen werden (Abbildung 8). Die erwartete Linearität wurde gut reproduziert.

Mithilfe von Ausgleichs- und Min/Max-Geraden wurden die Größen  $m$  und  $a$  samt ihrer Fehler bestimmt:

$$m = (2,34 \pm 0,16) \cdot 10^{13} \frac{Hz^2}{A^2}$$

$$a = (7,8 + 7,2 - 11,8) \cdot 10^7 Hz^2$$

Es fällt auf, dass die Auswertemethode zur Feststellung der Störfeldstärke nicht bestens geeignet ist, da der Fehlerbereich des Achsenabschnitts größer als zwei mal der Mittelwert ist. Setzen wir jedoch in die Gleichung (14) die Literaturwerte für  $g_F = 1/3$  und für  $\mu_B = 9,274078 \cdot 10^{-24} JT^{-1}$  ein und werten nur den Mittelwert von  $a$  aus, erhalten wir

$$B_S = 42 \mu T$$

Die riesigen Fehlergrenzen auszuwerten ist für den negativen Abschnitt physikalisch nicht sinnvoll und generell nicht sinnvoll. In Anbetracht dessen, dass das Erdmagnetfeld mit etwa  $30 \mu T$  beiträgt und dass sich diesem noch weitere Felder (der elektrischen Versuchskomponenten) überlagern, erscheint der bestimmte Wert sinnvoll. Durch eine Messung mit einer Förstersonde stellten wir am Experiment eine Störfeldstärke von etwa  $40 \mu T$  fest. Der Mittelwert der Geradensteigung  $a$  ist also besser, als sein Fehlerbereich vorgibt.

Unter Verwendung des Literaturwerts für  $\mu_B$  und der Geradensteigung  $m$  (samt Fehler) konnten wir mithilfe der Gleichung (12)  $g_F$  experimentell bestimmen:

$$g_F = 0,32 \pm 0,01$$

Der theoretische Wert von  $1/3$  liegt somit im Fehlerbereich. Wir geben diesen theoretischen Wert vor und bestimmen auch das Bohrsche Magneton  $\mu_B$  mit  $m$  und (13):

$$\mu_B = (8,97 \pm 0,31) \cdot 10^{-24} JT^{-1}$$

Dies entspricht dem Literaturwert. Unter Verwendung der Gleichung (7) (mit  $J = 1/2$ ,  $g_J = 2$ ,  $F = I \pm 1/2$ ) ist der Kernspin  $I$  des  $^{85}Rb$  (dessen Resonanz in diesem Versuchsteil untersucht wird) zu bestimmen:

$$I = \frac{1}{g_F} - \frac{1}{2} = \frac{5}{2}$$

Umgekehrt liefert diese Beziehung den theoretischen Wert für  $g_F$  von exakt  $1/3$ , da eine Drehimpulsquantenzahl halbzahlig sein muss.

## 4.6 Beobachtung der Larmorpräzession

Während der Rubidiumdampf per Laser weiterhin optisch gepumpt wird, strahlen wir nun mithilfe eines Impulsgenerators und der Einstrahlspule in regelmäßigen Abständen HF-Impulse ein. Diese Impulse lenken die Magnetisierung, welche durch Spinpolarisation per optischem Pumpen entstanden ist, aus ihrer Ruhelage, der  $z$ -Achse, aus. Nach dieser Anregung präzidiert die Magnetisierung im klassischen Bild mit der Larmorfrequenz  $\omega_L = \gamma B$  um die  $z$ -Achse (welche vom permanenten Magnetfeld vorgegeben ist) und relaxiert mit einer charakteristischen Zeitkonstanten zurück in die Ruhelage. Quantenmechanisch betrachtet oszillieren die Besetzungszahlen der einzelnen Spin-Energieniveaus gedämpft mit der Larmorfrequenz, sodass auch die Absorption des Laserlichts entsprechend mit der gleichen Frequenz gedämpft oszilliert (und somit unser Messsignal). Die Periodendauer der Schwingung haben wir für eine unterschiedliche Anzahl von Perioden am Oszilloskop abgelesen, um somit die Larmorfrequenz  $\omega_L$  zu bestimmen. Der Mittelwert der einzelnen bestimmten Periodendauern  $T$  (fünf aufgenommene Werte) mit Standardfehler ist:

$$T = (4,255 \pm 0,042) \mu s$$

Die entsprechende Kreisfrequenz lautet dann:

$$\omega_L = (1,4767 \pm 0,0015) MHz$$

Nun lässt sich mit Gleichung (8) das für die Larmorfrequenz verantwortliche Magnetfeld  $B$  relativ genau berechnen. Wir erhalten:

$$B = (50,37 \pm 0,50) \mu T$$

Da Zeitmessungen i.d.R. relativ einfach und sehr genau zu realisieren sind, werden Magnetfelder in der Praxis oft mit der angewandten Methode vermessen. Die auf diese einfache Weise erreichbare Präzision bezüglich der Flussdichte ist konkurrenzlos. Das hier bestimmte Magnetfeld müsste exakt dem Störfeld aus Abschnitt 4.5 entsprechen. Die mit der Achsenabschnittsmethode bzw. mit der Förstersonde bestimmten Feldstärken (s. Abschnitt 4.5) haben eine wesentlich geringere Präzision. Aus diesem Grunde verzichteten wir an dieser Stelle auf eine Bestimmung des

Bohrschen Magnetons aus den genannten stark fehlerbehafteten Größen, sondern verwendeten sinnvollerweise die Literaturwerte von  $g_F$  und  $\mu_B$ , um die Störfeldstärke präzise zu bestimmen.

## 5 Zusammenfassung

In diesem zweigeteilten Praktikumsversuch gelang es durch spektroskopische Messungen, wichtige quantenmechanische Eigenschaften zu quantifizieren. Dazu gehören spezielle Größen, wie der Kernspin von Rubidium oder die Dissoziationsenergie des Iodmoleküls. Um zu Werten wie diesen zu gelangen, wurde im ersten Versuchsteil mithilfe eines Monochromators sowohl das Wasserstoffspektrum als auch das Transmissionspektrum von Iod hochaufgelöst untersucht. Im zweiten Versuchsteil konnten durch Absorptionsspektroskopie bzw. durch Doppelresonanzspektroskopie die Hyperfeinaufspaltung an Rubidium sowie eine Zeemannaufspaltung innerhalb des Hyperfeinspektrums im externen Magnetfeld und die Larmorpräzession nach Anregung beobachtet werden. Auch bei diesen Messungen konnten wir wichtige quantenmechanische Größen quantifizieren.

## Literatur

- [1] Erhard, Birgit: Resonanzspektroskopie und Optisches Pumpen an Rubidium. Staatsexamensarbeit (1997)
- [2] Weinhardt, Lothar: Versuchsanleitung (2008)

# 6 Anhang

## 6.1 Kalibrierung des Spektrometers und Auflösungsvermögen

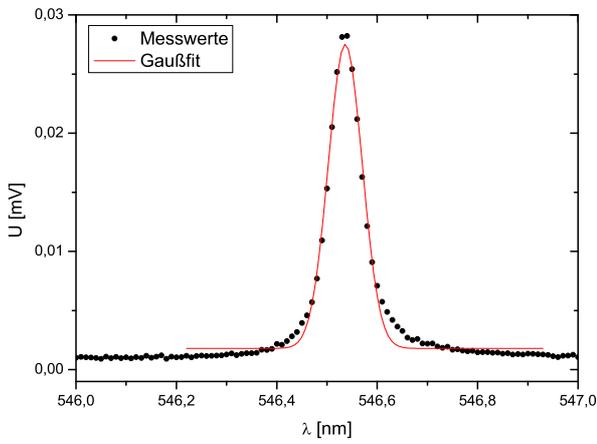


Abb. 9: Grüne Spektrallinie des Quecksilbers. Spaltbreite  $b = 20 \mu\text{m}$ .

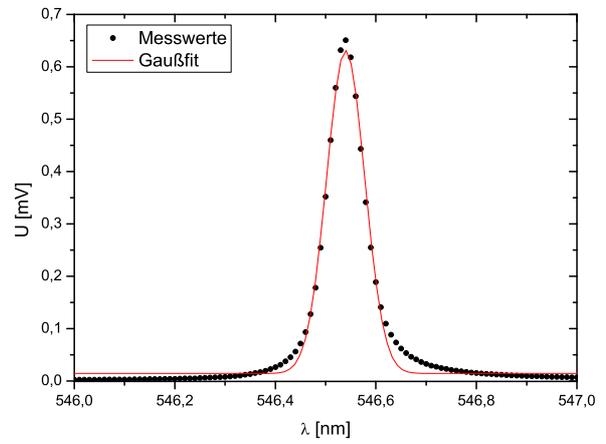


Abb. 10: Grüne Spektrallinie des Quecksilbers. Spaltbreite  $b = 40 \mu\text{m}$ .

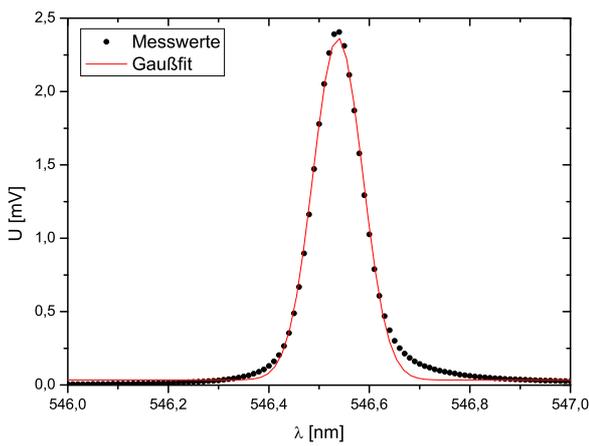


Abb. 11: Grüne Spektrallinie des Quecksilbers. Spaltbreite  $b = 60 \mu\text{m}$ .

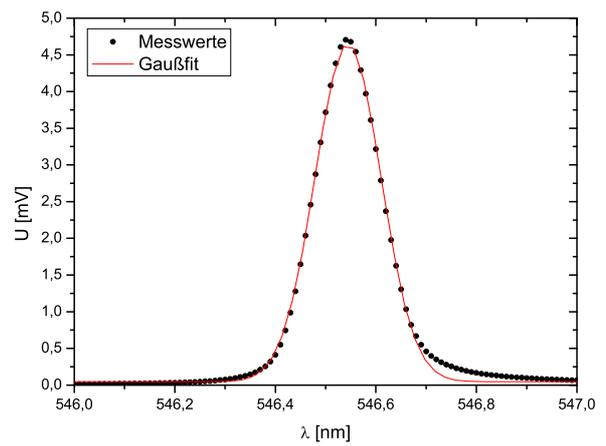


Abb. 12: Grüne Spektrallinie des Quecksilbers. Spaltbreite  $b = 80 \mu\text{m}$ .

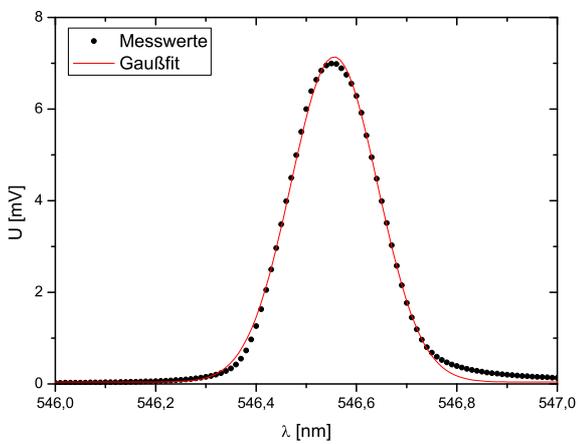
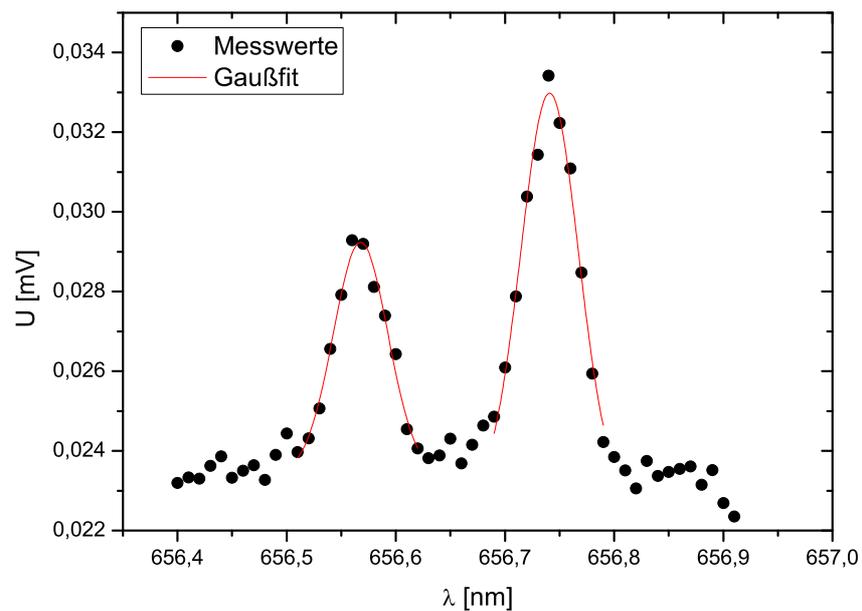


Abb. 13: Grüne Spektrallinie des Quecksilbers. Spaltbreite  $b = 100 \mu\text{m}$ .

## 6.2 Wasserstoff und Deuterium



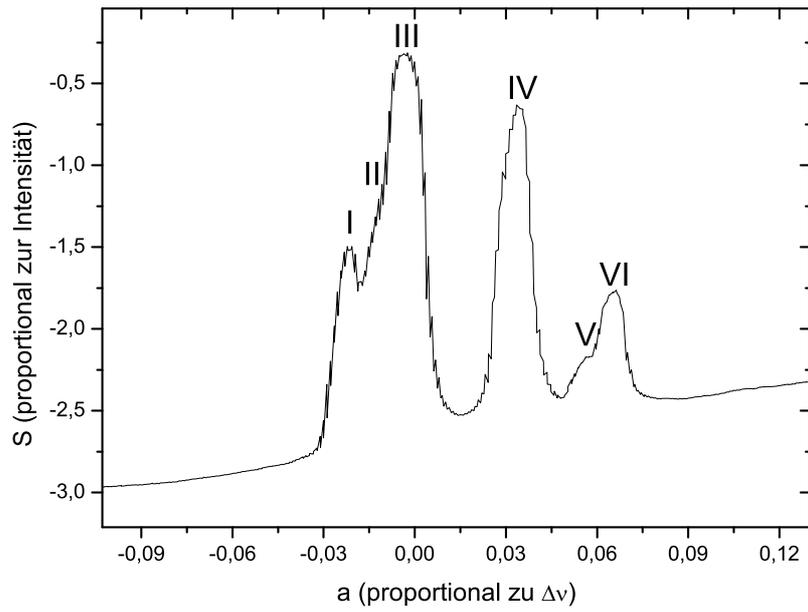
**Abb. 14:** Aufspaltung der grünen Spektrallinie des Wasserstoff durch die unterschiedlichen Massen von  $H_2$  und  $D_2$  (Spaltbreite  $b = 30 \mu m$ ).

### 6.3 Vibronische Anregung des Iod

$\lambda/nm$	$\nu'$	$\nu''$
502,89	57	0
503,38	56	0
503,87	55	0
504,46	54	0
505,05	53	0
505,68	52	0
506,44	51	0
507,10	50	0
507,83	49	0
508,60	48	0
509,47	47	0
510,36	46	0
511,34	45	0
512,36	44	0
513,41	43	0
514,55	42	0
515,67	41	0
516,92	40	0
518,32	39	0
519,57	38	0
521,02	37	0
522,43	36	0
524,02	35	0
525,61	34	0
527,39	33	0
529,06	32	0
530,92	31	0
532,78	30	0
534,78	29	0
536,74	28	0
539,05	27	0
541,11	26	0
543,34	25	0
546,00	24	0
548,19	23	0
563,06		
568,67	20	1
570,81	19	1
572,06	18	1
574,11	17	1
577,59	16	1
581,96	15	1
585,12	14	1
588,63	13	1

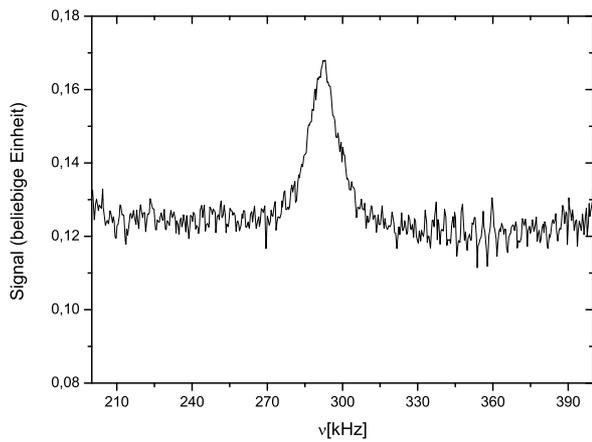
**Tabelle 5:** Abgelesene Wellenlängen der Absorptionspeaks (Ablesefehler: siehe Fehlerbalken im Graph) und zugeordnete Vibrationsübergänge.

## 6.4 Hyperfeinstruktur von Rb

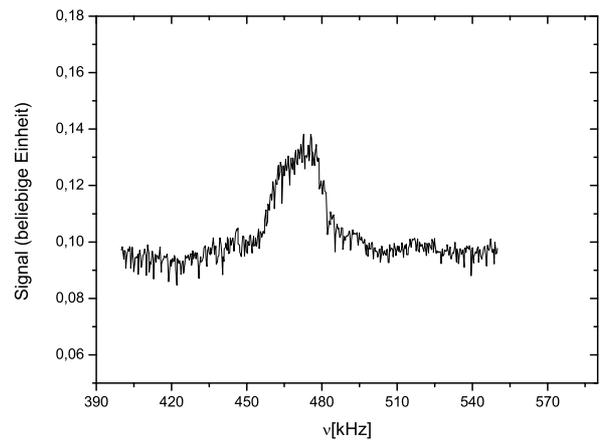


**Abb. 15:** Hyperfeinabsorptionsspektrum der  $D_1$ -Linie für die Rubidiumisotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ . Das Messsignal ist proportional zur transmittierten Intensität. Die Abzisse ist proportional zur Abweichung  $\Delta\nu$  von der Frequenz  $\nu_0$  des Übergangs vom nicht aufgespaltenen  $S_{1/2}$ - zum nicht aufgespaltenen  $P_{1/2}$ -Niveau.

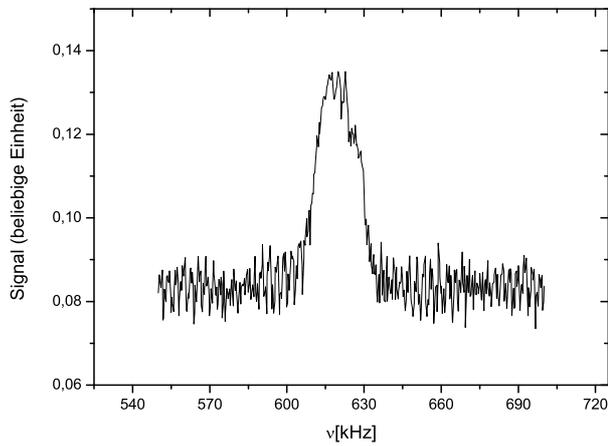
## 6.5 Zeemannaufspaltung



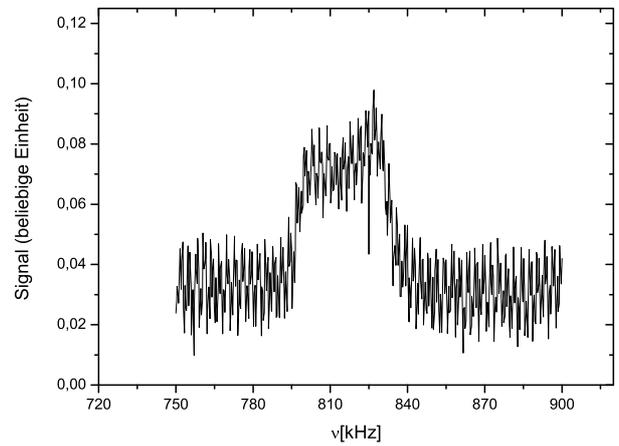
**Abb. 16:** Zeemann-Resonanzkurve für  $I_{HH} = -99,0 \pm 2,0 \text{ mA}$ .



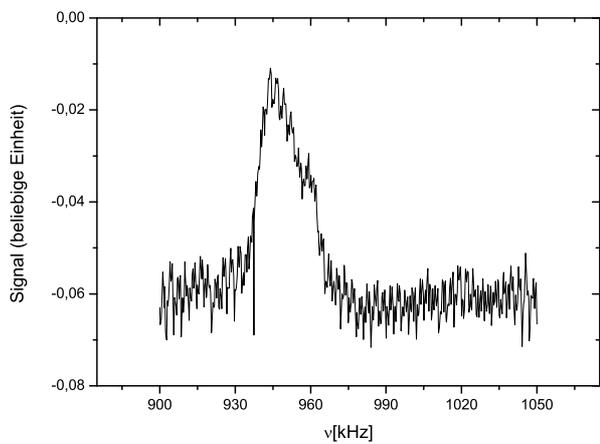
**Abb. 17:** Zeemann-Resonanzkurve für  $I_{HH} = 100,0 \pm 2,0 \text{ mA}$ .



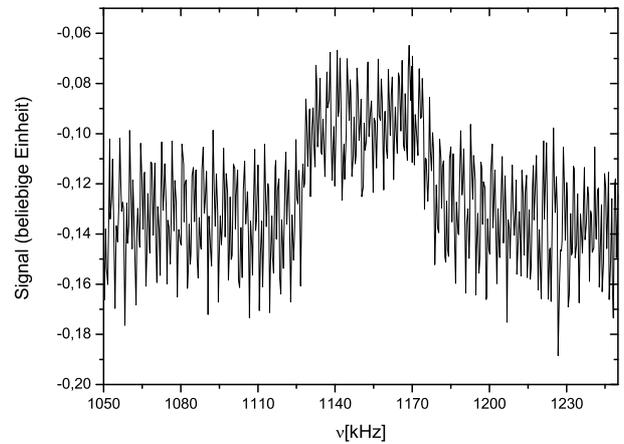
**Abb. 18:** Zeemann-Resonanzkurve für  $I_{HH} = -201,0 \pm 2,0 \text{ mA}$ .



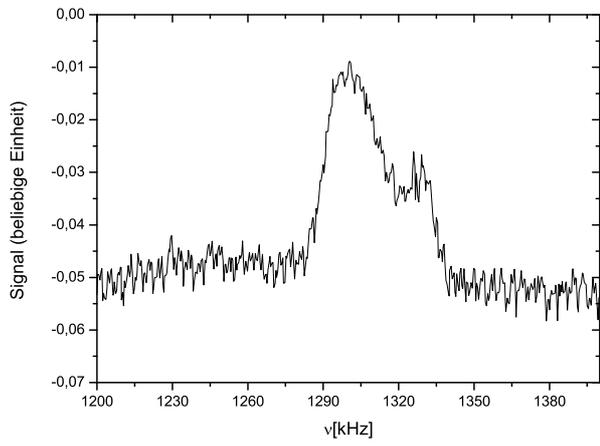
**Abb. 19:** Zeemann-Resonanzkurve für  $I_{HH} = 203,0 \pm 2,0 \text{ mA}$ .



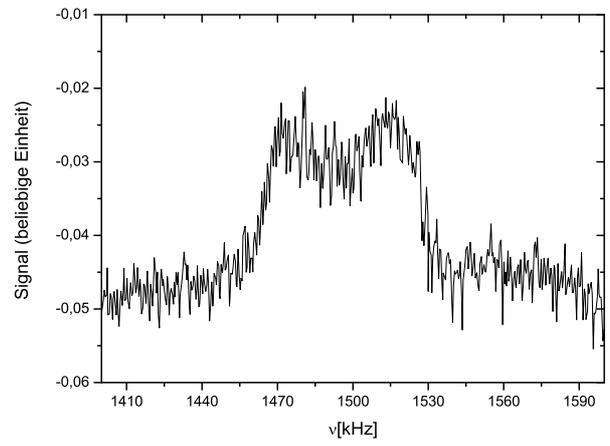
**Abb. 20:** Zeemann-Resonanzkurve für  $I_{HH} = -303,0 \pm 2,0 \text{ mA}$ .



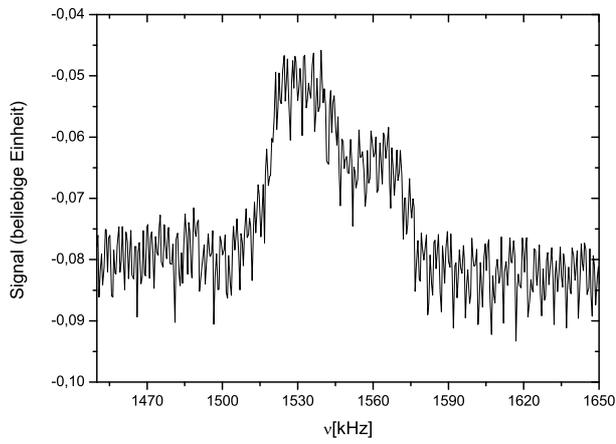
**Abb. 21:** Zeemann-Resonanzkurve für  $I_{HH} = 302,0 \pm 2,0 \text{ mA}$ .



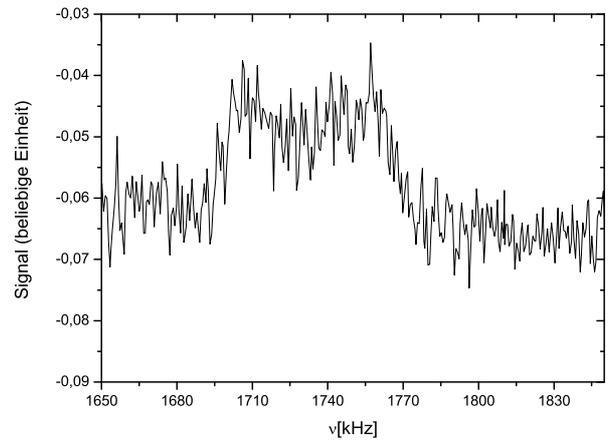
**Abb. 22:** Zeemann-Resonanzkurve für  $I_{HH} = -405,0 \pm 2,0 \text{ mA}$ .



**Abb. 23:** Zeemann-Resonanzkurve für  $I_{HH} = 404,0 \pm 2,0 \text{ mA}$ .



**Abb. 24:** Zeemann-Resonanzkurve für  $I_{HH} = -475,0 \pm 2,0 \text{ mA}$ .



**Abb. 25:** Zeemann-Resonanzkurve für  $I_{HH} = 475,0 \pm 2,0 \text{ mA}$ .