

# **Einrichtung des Versuches “Optisches Pumpen mit Laserdioden“**

Wissenschaftliche Arbeit für die Zulassung  
zur Prüfung für das Lehramt an Gymnasien

vorgelegt von

Clemens Baur

geb. in Haslach i. K.

Fakultät für Physik

Albert-Ludwigs-Universität

Freiburg im Breisgau

August 1997



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
0.1 Inhalt der Arbeit . . . . .	2
<b>1 Hyperfeinstruktur</b>	<b>4</b>
1.1 Einflüsse des Kerns auf die Atomspektren . . . . .	4
1.2 Der Spin und das magnetische Moment des Kerns . . . . .	5
1.3 Hyperfein-Wechselwirkung . . . . .	7
1.4 Hyperfeinstruktur bei Rubidium . . . . .	10
1.5 Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur . . . . .	11
<b>2 Strahlungsübergänge</b>	<b>18</b>
2.1 Emission und Absorption elektromagnetischer Strahlung, Einstinkoeffizienten . . . . .	19
2.1.1 Spontane Emission . . . . .	19
2.1.2 Induzierte Absorption . . . . .	20
2.1.3 Stimulierte oder induzierte Emission . . . . .	21
2.1.4 Bilanzgleichungen . . . . .	21
2.2 Übergangswahrscheinlichkeiten und Auswahlregeln . . . . .	22
2.3 Lebensdauer angeregter Zustände und Breite von Spektrallinien . . . . .	23
2.3.1 Doppler-Verbreiterung . . . . .	24
2.3.2 Druckverbreiterung . . . . .	25
2.3.3 Natürliche Linienbreite . . . . .	25
<b>3 Optisches Pumpen</b>	<b>26</b>
3.1 Prinzip des Optischen Pumpens . . . . .	26
3.1.1 Statistische Besetzung von Energieniveaus . . . . .	27
3.1.2 Optisches Pumpen im vereinfachten Modell . . . . .	28
3.2 Optisches Pumpen bei Rubidium . . . . .	34
3.2.1 Zeeman-Pumpen . . . . .	34
3.2.2 Hyperfein-Pumpen . . . . .	36
3.3 Relaxationsprozesse . . . . .	37
3.3.1 Diffusion zur Wand . . . . .	39
3.3.2 Depolarisation durch Puffergasstöße . . . . .	40
3.3.3 Relaxation durch Spinaustausch . . . . .	42



<b>4 Versuchsaufbau und Komponenten</b>	<b>44</b>
4.1 Aufbau des Versuches . . . . .	44
4.2 Die Komponenten . . . . .	45
4.2.1 Die Laserdiode . . . . .	45
4.2.2 Optisches Zubehör . . . . .	52
4.2.3 Zentraleinheit . . . . .	54
4.2.4 Nachweisgeräte und Elektronik . . . . .	55
<b>5 Experimente und Meßmethoden</b>	<b>60</b>
5.1 Spektroskopie der Hyperfeinstruktur von $^{85}Rb$ und $^{87}Rb$ . . . . .	60
5.2 Doppelresonanz-Experimente . . . . .	64
5.3 Spinpräzession . . . . .	74
5.4 Messung von Relaxationszeiten . . . . .	77
5.4.1 Dehmelt's Methode der Magnetfeldumkehr . . . . .	78
5.4.2 Franzen's Methode der Relaxation "im Dunkeln" . . . . .	84
<b>Zusammenfassung</b>	<b>90</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>91</b>
<b>Danksagung</b>	<b>93</b>



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Kopplung der Vektoren $L$ und $S$ zum Gesamtdrehimpuls $J$ des Elektrons, Spin-Bahn-Wechselwirkung . . . . .	7
1.2	Kopplung der Vektoren $J$ und $I$ zum Gesamtdrehimpuls $F$ des Atoms, Hyperfein-Wechselwirkung . . . . .	8
1.3	Winkelverhältnisse bei der Addition von $J$ und $I$ zu $F$ . . . . .	9
1.4	Hyperfeinaufspaltung eines $J = 3/2, I = 3/2$ Zustandes . . . . .	10
1.5	Spektrallinien der HFS von Rubidium . . . . .	12
1.6	Termschema der beiden $Rb$ Isotope . . . . .	15
1.7	Vektordiagramm zur Hyperfeinstruktur im Magnetfeld . . . . .	16
1.8	Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur bei $^{85}Rb$ . . . . .	16
1.9	Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur bei $^{87}Rb$ . . . . .	17
2.1	Schema eines Zweiniveau-Systems . . . . .	18
2.2	Spontane Emission . . . . .	20
2.3	Induzierte Absorption . . . . .	20
2.4	Induzierte Emission . . . . .	21
2.5	Wechselwirkungen zwischen Zweiniveau-System und Strahlungsfeld .	22
2.6	Breite einer Spektrallinie . . . . .	24
3.1	Prinzip des optischen Pumpens . . . . .	27
3.2	Zeeman-Aufspaltung der $D_1$ -Linie von Rb (ohne Kernspin) . . . . .	29
3.3	Polarisationsschema der $D_1$ -Linie von Rubidium . . . . .	30
3.4	Optisches Pumpen unter Einstrahlung von $\sigma^+$ -Licht . . . . .	31
3.5	Polarisationsschema von $^{87}Rb$ unter Einstrahlung von $\sigma^+$ -Licht bei Berücksichtigung des Kernspins . . . . .	35
3.6	Zeitliche Entwicklung der Besetzungswahrscheinlichkeit für Zeeman-Niveaus von $^{85}Rb$ . . . . .	36
3.7	Prinzipieller Aufbau eines Experimentes zum optischen Pumpen . . .	38
3.8	Relaxationszeit als Funktion des Druckes (für verschiedene Puffergase)	41
4.1	Trennschema zur Illustration des Grundprinzip einer Laserdiode . . .	46
4.2	Schematischer Aufbau eines p-n-Diodenlasers . . . . .	47
4.3	Modensprünge beim Verstimmen eines Halbleiterlasers . . . . .	48
4.4	Anschluß der Laserdiode . . . . .	51
4.5	Etalon . . . . .	52
4.6	Magnetfelder der Helmholtzspulen . . . . .	55
4.7	Messung zur Linearität der Photodiode . . . . .	56



4.8	Schema des Gesamtaufbaus	57
4.9	Frontplatte Lasernetzgerät	58
4.10	Rückseite des Lasernetzgerätes	59
5.1	Versuchsaufbau zur Messung der Hyperfeinstruktur von $^{85}Rb$ und $^{87}Rb$	61
5.2	Messung der Hyperfeinstruktur von $^{85}Rb$ und $^{87}Rb$	62
5.3	Gemessenes HFS-Spektrum beider $Rb$ -Isotope bei einer Scanrate von $+5,8GHz/ms$	64
5.4	Gemessenes HFS-Spektrum beider $Rb$ -Isotope bei einer Scanrate von $-5,8GHz/ms$	65
5.5	Gemessenes HFS-Spektrum beider $Rb$ -Isotope bei einer Scanrate von $+58GHz/ms$	66
5.6	Gemessenes HFS-Spektrum beider $Rb$ -Isotope bei einer Scanrate von $-58GHz/ms$	67
5.7	Versuchsaufbau zur Messung des Kernspins von $^{85}Rb$ und $^{87}Rb$ (Doppelresonanz)	68
5.8	Absorptionen bei Doppelresonanz	69
5.9	Überlagerung horizontaler Magnetfelder	70
5.10	Absorptionen im Nulldurchgang des horizontalen Magnetfeldes (Vertikalfeld unkompenziert)	71
5.11	Absorptionen im Nulldurchgang des horizontalen Magnetfeldes (Vertikalfeld teilweise kompenziert)	71
5.12	Maximale Absorptionen im Nulldurchgang des horizontalen Magnetfeldes (Vertikalfeld kompenziert)	72
5.13	Doppelresonanz bei sägezahnförmiger Magnetfeldmodulation	72
5.14	Absorptionen bei verschwindendem Magnetfeld	73
5.15	Absorptionen bei Doppelresonanz und verschwindendem Magnetfeld	74
5.16	Absorptionen bei Doppelresonanz und verschwindendem Magnetfeld (Vertikalfeld kompenziert)	75
5.17	Absorptionen bei Erhöhung der Sendeleistung	76
5.18	Versuchsaufbau zur Beobachtung der Spinpräzession	77
5.19	Beobachtung der Spinpräzession im vertikalen Magnetfeld der Erde	78
5.20	Beobachtung der Spinpräzession im nahezu kompensierten Magnetfeld	79
5.21	Versuchsausbau zur Ermittlung von $T_R$ nach Dehmelt	80
5.22	Absorptionen bei Magnetfeldumkehr	81
5.23	Bestimmung der Orientierungszeit $\tau$	81
5.24	Absorptionen bei Magnetfeldumkehr und abgeschwächtem Pumplicht	83
5.25	Extrapolation der Relaxationszeit aus der reziproken Orientierungszeit	84
5.26	Versuchsaufbau zur Messung der Relaxationszeit nach Franzen	85
5.27	Verlauf der transmittierten Intensität bei periodischer Unterbrechung des Pumplichtes	86
5.28	Relaxation im Dunkeln	87
5.29	Superposition von Absorptionssignalen für verschiedene Dunkelzeiten	88
5.30	Bestimmung von $T_R$ : Gemessene Intensität gegen Dunkelzeit $\Delta t$	89



# Tabellenverzeichnis

1.1	Intervallkonstanten für Rubidium . . . . .	11
1.2	Quantenzahlen und Landé-Faktoren für Rubidium . . . . .	14
3.1	Relative Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Zeeman-Niveaus der $D_1$ -Linie von $Rb$ (ohne Kernspin) . . . . .	29
3.2	Diffusionskoeffizienten $D_0$ für Rubidium in Puffergasen bei dem Druck $p_0 = 101,3\text{kPa}$ . . . . .	40
3.3	Über die Geschwindigkeit gemittelte Depolarisations-Querschnitte der stabilen Edelgase für $Rb$ . . . . .	42
4.1	Neueichung der Neutralfilter . . . . .	53
4.2	Spulendaten . . . . .	55
5.1	Durch Doppelresonanz gemessener Kernspin beider $Rb$ -Isotope . . . . .	74



# Einleitung

Optisches Pumpen ist ein Verfahren, Einfluß auf die Besetzungszahlen atomarer Zustände zu nehmen. Durch das Einstrahlen von resonantem Licht wird eine anfängliche Verteilung von Atomen auf energetische Niveaus (z.B. Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur) aufgehoben: Während einige Niveaus "leergepumpt" werden, steigen die Besetzungszahlen anderer Zustände durch das optische Pumpen. Die Quelle des Pumpvorganges ist hierbei (polarisiertes) Licht; wird der Pumpvorgang unterbrochen "relaxiert" das System wieder, die Verteilung der Atome nähert sich der "statistischen Besetzung".

Der geistige Vater der Methode des optischen Pumpens ist Prof. Kastler; 1949 entwickelte er die Idee, die Wechselwirkung von Materie und Licht auszunutzen, um ein Nichtgleichgewicht atomarer Besetzungszahlen zu erreichen. Bald konnte eine Polarisation des Grundzustandes von Atomen durch optisches Pumpen experimentell von Brossel, Kastler und Winter, sowie Hawkins und Dicke bestätigt werden [8]. Für seine Arbeiten auf diesem Gebiet erhielt Kastler 1966 den Nobelpreis. Das Prinzip des optischen Pumpens erwies sich in Experimenten der Atomphysik als höchst fruchtbar, so konnten der Kernspin, Hyperfeinstrukturintervalle und Landésche g-Faktoren vieler Isotope mit höchster Präzision gemessen werden. Als Beispiel mag dienen, daß die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des  $^{87}Rb$ -Grundzustandes auf interferenzoptischem Wege zu  $\nu_0 = (6839,1 \pm 16,0) MHz$  gemessen und mit Hilfe der Methode des optischen Pumpens zu  $\nu_0 = (6834,68259 \pm 0,00007) MHz$  korrigiert wurde [6]. Angewandt wird optisches Pumpen auch in sehr genauen Magnetometern und Atomuhren.

Selbst mit den überschaubaren und relativ einfachen Mitteln eines Fortgeschrittenen Praktikums gelingt es, beispielsweise den Kernspin oder schwache Magnetfelder mit erstaunlicher Genauigkeit zu bestimmen, und das Prinzip des optischen Pumpens mag instruktiv dem Verständnis von Problemen der Atomphysik dienen.

## 0.1 Inhalt der Arbeit

Der Versuch "Optisches Pumpen mit Laserdioden" wird im Freiburger Fortgeschrittenen-Praktikum II betrieben und soll Einblick in das Konzept des Kernspins und der Hyperfeinstruktur, sowie in die Experimentiertechnik des optischen Pumpens geben; ferner wird die Funktionsweise einer Laserdiode nahegebracht.

Über die Jahre ist der Versuch von mehreren Personen eingerichtet und verbessert worden. Ausgehend von einem käuflichen Versuch der Firma Leybold-Heraeus wurden bereits 1970 (Arnold) und 1978 (Mosbrucker) Staatsexamensarbeiten über "Optisches Pumpen an Rubidium" angefertigt. 1985 wurde die bislang verwendete Rubidiumdampflampe durch eine Laserdiode ersetzt und der Katalog der zu bearbeitenden Aufgaben modifiziert. Im Rahmen einer weiteren Staatsexamensarbeit (1991 Häußler) über "preisgünstige Diodenlaser für physikalische Praktikumsversuche" wurden erneut Änderungen am Versuchsaufbau durchgeführt. Der Versuch lief im Praktikum in den Jahren 1993-1995. Neben den vielen neuen Impulsen und Verbesserungen, die das Konzept des Versuches durch die Neubearbeitungen erfuhr, entstanden jedoch auch Probleme: Die Versuchsbeschreibungen waren nicht immer dem aktuellen Aufbau angepaßt<sup>1</sup>, Erklärungen zu den beobachteten Phänomenen kamen zu kurz. Die Versuchsdurchführung wurde durch unkomfortable Elemente, sowie mangelnde Kompatibilität der elektrischen Geräte erschwert, einige Aufgabenstellungen konnten nur schwer oder gar nicht bearbeitet werden oder lieferten mißweisende Ergebnisse. Ziel der Arbeit ist es, eine Neukonzeption sowohl des Versuchsaufbaus als auch der Versuchsbeschreibung zu erstellen, um die Homogenität und die Klarheit des Experiments wiederherzustellen und eine erfolgreiche Durchführung folgender Aufgabenstellungen zu erlauben:

- Spektroskopie der Hyperfeinstruktur (HFS) des  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ -Überganges von  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$
- Messen des Kernspins der beiden *Rb*-Isotope durch optisches Pumpen und Einstrahlung von Radiofrequenz (Doppelresonanz)
- Messung der Horizontal- und Vertikalkomponente des magnetischen Erdfeldes
- Beobachtung der Spinpräzession des gepumpten Ensembles und Bestimmung magnetischer Felder (Magnetometereigenschaften)
- Bestimmung der Relaxationszeit des gepumpten Systems

Kapitel 1 und 2 beschäftigen sich mit der Hyperfeinstruktur und der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung und Materie. Beide Kapitel sollen helfen, den Prozeß des optischen Pumpens zu verstehen. Die Theorie des Pump- und Relaxationsvorganges wird in Kapitel 3 behandelt. Kapitel 4 beschreibt den Versuchsaufbau und die verwendeten Komponenten, kurz zusammengefaßt finden sich hier auch

---

<sup>1</sup>Dieser Mangel wurde teilweise durch eine Anleitung mit technischen Hinweisen behoben, die von Herrn Stützler, dem technischen Leiter des Praktikums, zusammengefaßt wurde.

Erklärungen zur Funktionsweise einer Laserdiode. Durchgeführte Experimente, Beschreibungen der Meßverfahren und Erläuterungen zu den erhaltenen Ergebnissen sind in Kapitel 5 festgehalten.

# Kapitel 1

## Hyperfeinstruktur

Beim optischen Pumpen wird die Besetzung von Energiezuständen durch Einstrahlen von zirkular polarisiertem Licht geeigneter Frequenz aus dem statistischen Gleichgewicht gebracht. So werden z.B. Atome, die sich in einem Zustand  $|1\rangle$  befinden, in einen Zustand  $|2\rangle$  "gepumpt". Der Zustand  $|1\rangle$  wird dadurch "entvölkert", während sich durch andauerndes Pumpen immer mehr Atome in Zustand  $|2\rangle$  anreichern. In diesem Experiment werden Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur (HFS) des Alkalimetalls Rubidium gepumpt, d.h. Übergänge zwischen im Magnetfeld aufgespalteten Hyperfeinstrukturtermen erzwungen; ferner wird mit spektroskopischen Mitteln die Hyperfeinstruktur bestimmt. Um die Anwendung des optischen Pumpens zu verstehen, wird in diesem Kapitel das Konzept des Kernspins und die daraus resultierende HFS-Aufspaltung nahe gebracht.

### 1.1 Einflüsse des Kerns auf die Atomspektren

Der Atomkern erzeugt das elektrische Zentraffeld, in dem sich die Elektronen der Hülle bewegen. Faßt man den Kern als schwere Punktladung auf, so läßt sich die energetische Grundstruktur der Atome aus der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Kern und Elektronen erklären; klassisch gesehen bewegen sich die Elektronen auf verschiedenen "erlaubten" Bahnen um den Kern, Übergänge der Elektronen zwischen den Bahnen werden durch charakteristische Spektrallinien sichtbar. Die schwächere magnetische Wechselwirkung zwischen Bahnmoment und Eigenmoment des Elektrons (Spin-Bahn-Wechselwirkung) führt zu einer Aufspaltung der Spektrallinien in getrennte Komponenten, wobei die energetischen Abstände klein gegenüber der Grundstruktur sind (Feinstruktur).

Mit höher werdender spektraler Auflösung wird eine weitere, extrem kleine Aufspaltung der Energieniveaus sichtbar: Man spricht von der Hyperfeinstruktur der Spektrallinien; typische Aufspaltungen dabei sind in der Größenordnung von 30 MHz - 30 GHz [2].

Wie lassen sich diese spektroskopischen Beobachtungen erklären? Verantwortlich für die Hyperfeinstruktur der Atomspektren ist eine weitere Wechselwirkung zwischen Kern und Elektronenhülle. Im Jahre 1924 postulierte erstmals Pauli eine noch unentdeckte Eigenschaft des Kerns: Die Existenz des Kernspins (angegeben durch

die Quantenzahl  $I$ ) und des magnetischen Momentes von Atomkernen. Zehn Jahre später wurde von Schrödinger die Existenz elektrischer Quadrupolmomente von Kernen vorausgesagt, 1935 wurden die daraus resultierenden Abweichungen der Linienaufspaltungen am Element Europium entdeckt. Neben diesen Eigenschaften des Kerns - die letztlich zur Hyperfeinstruktur im engeren Sinne führen - existieren weitere Wechselwirkungen, welche die Atomspektren beeinflussen [1]:

- Die *Mitbewegung des Kerns* bei der Bewegung der Elektronen um den Kern (im Modell von Bohr und Sommerfeld) führt zu einer Abhängigkeit der Rydberg-Konstanten von der Kernmasse. Als Folge davon besitzen Isotope eines Elements etwas verschiechte Energieterme.
- Das unterschiedliche *Volumen* von isotopen Kernen mit gleicher Kernladungszahl  $Z$ , aber unterschiedlicher Neutronenzahl führt ebenfalls zu einem Isotopeneffekt in den Spektren, dem sogenannten Volumeneffekt. Da die Dichte der Kernmaterie konstant und damit das Volumen der Zahl der Nukleonen im Kern proportional ist, haben verschiedene Isotope des gleichen chemischen Elements eine verschiedene Kerngröße. Daraus folgt eine etwas unterschiedliche Wechselwirkung zwischen Kern und Elektronen.

Im vorliegenden Experiment soll der Kernspin und die Hyperfeinstruktur des Grundzustandes und des ersten angeregten Zustandes der beiden Rubidium Isotope  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$  bestimmt werden. Um die HFS-Aufspaltung zu verstehen, betrachtet man den Einfluß des Kernspins auf die energetische Struktur der Atome.

## 1.2 Der Spin und das magnetische Moment des Kerns

Elektronen besitzen einen Eigendrehimpuls (Spin) sowie einen Bahndrehimpuls, der aus der Bewegung um den Kern herrührt. Diese Drehimpulse werden zusammengefaßt, wobei sich der Gesamtdrehimpuls  $\vec{j}$  eines Elektrons aus der vektoriellen Summe von Bahndrehimpuls  $\vec{l}$  und Spin  $\vec{s}$  ergibt:

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s} \quad (1.1)$$

Mit diesem Drehimpuls ist - da das Elektron Ladung trägt - ein magnetisches Moment verbunden:

$$\vec{\mu}_j = \vec{\mu}_l + \vec{\mu}_s = -\frac{\mu_B}{\hbar}(g_s \vec{s} + g_l \vec{l}) \quad (1.2)$$

$$\mu_B = \frac{e}{2m_0}\hbar = 9,274078 \cdot 10^{-24} Am^2 \quad \text{Bohrsches Magneton}$$

$$g_s \approx 2 \quad (\text{g-Faktor des Elektrons}) \quad g_l = 1$$

Die hier auftauchenden *Landé'schen g-Faktoren* sind dimensionslos und charakterisieren das Verhältnis von magnetischem Moment (in Einheiten des Bohrschen Magneton) zum Drehimpuls (in der Einheit  $\hbar$ ). Liegt ein Mehrelektronensystem vor, so

koppeln bei vielen Atomen alle Elektronenspins zu einem Gesamtspin  $\vec{S}$  und entsprechend die Bahndrehimpulse zu einem Gesamt-Bahndrehimpuls  $\vec{L}$ . In LS-Kopplung (Russel-Saunders-Kopplung) ergibt sich ein Gesamtdrehimpuls [1]:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad \text{wobei} \quad \vec{S} = \sum_{i=1}^N \vec{s}_i \quad \text{und} \quad \vec{L} = \sum_{i=1}^N \vec{l}_i \quad (1.3)$$

$N$  ist die Anzahl der Elektronen,  $\vec{s}_i$  der Spin des i.-ten Elektrons und  $\vec{l}_i$  der Bahndrehimpuls des i.-ten Elektrons.

Der Gesamtdrehimpuls abgeschlossener Schalen ist identisch Null, zur Berechnung des Gesamtdrehimpulses muß man nur den Drehimpuls der Valenzelektronen<sup>1</sup> berücksichtigen. Das gesamte magnetische Moment der Elektronenhülle ergibt sich:

$$\vec{\mu}_J = -\frac{\mu_B}{\hbar} g_J \vec{J} \quad (1.4)$$

$g_J$  ist der Landésche  $g$ -Faktor, der aus den Quantenzahlen  $J, L, S$  folgendermaßen berechnet werden kann:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.5)$$

Was gilt für den Drehimpuls des *Kernes*?

Kerne bestehen aus Nukleonen (Protonen und Neutronen), die jeweils einen Eigendrehimpuls  $1/2$  tragen und einen Bahndrehimpuls innerhalb des Kerns besitzen (Schalenmodell des Atomkerns). Daraus resultiert ein Drehimpuls:

$$|\vec{I}| = \sqrt{I(I+1)}\hbar \quad (1.6)$$

Die so definierte Quantenzahl nimmt ganz- und halbzahlige Werte zwischen  $I = 0$  und  $I = \frac{15}{2}$  an [1]. Besitzt ein Kern den Spin  $I$ , so bedeutet dies, daß die größte beobachtbare Komponente des Kerndrehimpulses  $\vec{I}$  den Wert  $I \cdot \hbar$  annimmt. Für die Projektion auf die Quantisierungsachse (etwa die Richtung eines angelegten äußeren Magnetfeldes) gilt (wie beim Elektronenspin):

$$(\vec{I})_z = m_I \hbar \quad \text{mit} \quad m_I = I, I-1, \dots, -I \quad (1.7)$$

Für die magnetische Kernquantenzahl  $m_I$  (und damit für die Einstellung des Kerndrehimpulses zu einer Vorzugsrichtung) existieren  $2I+1$  Möglichkeiten. Aus dem Drehimpuls des Kernes resultiert ein magnetisches Moment  $\vec{\mu}_I$ :

$$\vec{\mu}_I = \gamma \cdot \vec{I} \quad (1.8)$$

Die Proportionalitätskonstante  $\gamma$  nennt man gyromagnetisches Verhältnis und wird in Einheiten des Kernmagnetons  $\mu_k$  gemessen:

$$\mu_k = \frac{e}{2m_p} \hbar = 5,0507866 \cdot 10^{-27} \text{ Am}^2 \quad (m_p = \text{Masse des Protons})$$

---

<sup>1</sup>Rubidium, welches im Versuch verwendet wird, gehört zu den Alkalimetallen und besitzt ein Valenzelektron.

Das Kernmagneton ist um das Massenverhältnis von Elektron zu Proton ( $\frac{m_e}{m_p} = \frac{1}{1836}$ ) kleiner als das Bohrsche Magneton  $\mu_B$ . Für das magnetische Kernmoment schreibt man:

$$\vec{\mu}_I = \frac{g_I \mu_K}{\hbar} \vec{I} \quad (1.9)$$

Der somit definierte *Kern-g-Faktor* ist eine dimensionslose Zahl, die bisher noch nicht aus anderen Quantenzahlen berechnet werden kann. Für die Komponente des magnetischen Kernmomentes in Vorzugsrichtung (z) gilt:

$$(\vec{\mu})_z = \gamma (\vec{I})_z = \gamma m_I \hbar = g_I \mu_K m_I \quad (1.10)$$

Das magnetische Moment von Atomkernen ist um drei Größenordnungen geringer als das von Elektronen, die zu erwartenden Wechselwirkungs-Energien mit äußeren oder inneren Feldern werden deshalb klein sein, welche Größe sie besitzen wird im folgenden berechnet; hierzu benötigt man die Meßgröße  $A$ : die Hyperfein- oder Intervallkonstante.

### 1.3 Hyperfein-Wechselwirkung

Die Vorgehensweise zur Ermittlung der Hyperfein-Wechselwirkung verläuft analog wie beim Problem der Feinstruktur-Wechselwirkung<sup>2</sup>. Bei Atomen in LS-Kopplung präzedieren die Vektoren  $\vec{S}$ ,  $\vec{L}$  um den raumfesten Vektor  $\vec{J}$  (siehe Abb. 1.1).

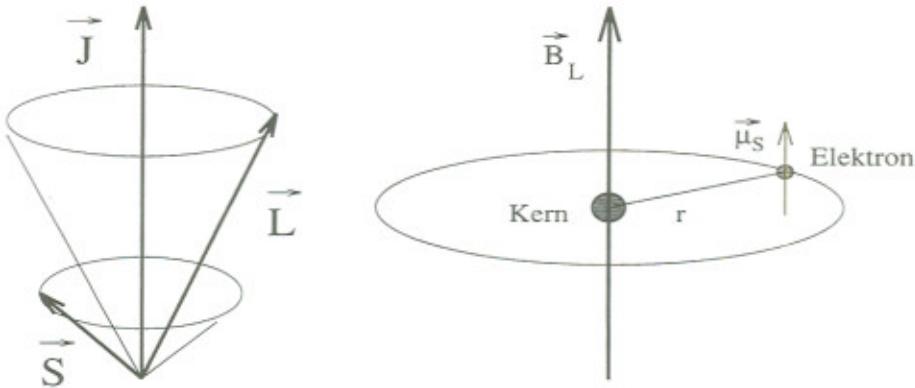


Abbildung 1.1: *Kopplung der Vektoren  $\vec{S}$ ,  $\vec{L}$  zum Gesamt-Elektronendrehimpuls  $\vec{J}$  (links), Wechselwirkung des magnetischen Eigenmomentes  $\vec{\mu}_s$  der Elektronen mit dem Feld der Bahnbewegung  $\vec{B}_L$ : Spin-Bahn-Wechselwirkung (rechts) [1].*

Durch die Wechselwirkung des magnetischen Momentes  $\vec{\mu}_s$  mit dem Feld der Hülle  $\vec{B}_L$ , ergibt sich eine zusätzliche Energie (Feinstruktur):

$$E_{FS} = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B}_L \quad (1.11)$$

---

<sup>2</sup>Bei der Berechnung der energetischen Verschiebung der Hyperfeinstrukturterme gegenüber der Feinstruktur wird hier der Einfluß elektrischer Kernquadrupolmomente vernachlässigt, in Betracht wird nur die magnetische Dipolwechselwirkung gezogen.

Das magnetische Element eines Kernes ist - wie schon erwähnt - etwa um das 1000fache kleiner als das Moment des Elektrons. Die durch den Kernspin verursachte Wechselwirkung ist deshalb klein gegen die Kopplungsenergie der Elektronen innerhalb der Hülle: Die innere Kopplung von Hülle und Kern wird nicht aufgebrochen, sondern der Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}$  der Elektronen und der Kernspin  $\vec{I}$  koppeln zu einem neuen Gesamtdrehimpuls des Atoms (siehe Abb. 1.2):

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \quad (1.12)$$

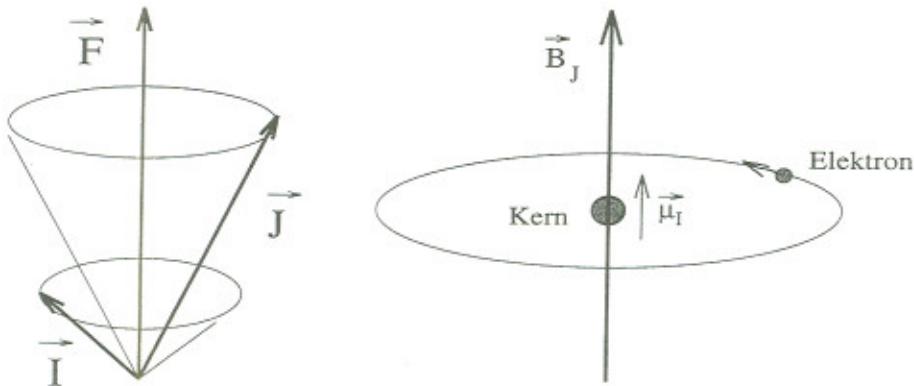


Abbildung 1.2: Kopplung der Vektoren  $\vec{J}$ ,  $\vec{I}$  zum Gesamtdrehimpuls des Atoms  $\vec{F}$  (links), Wechselwirkung des magnetischen Eigenmomentes  $\vec{\mu}_I$  des Kernes mit dem magnetischen Feld der Elektronenhülle  $\vec{B}_J$  (rechts) [1].

Wie jeder Drehimpuls muß  $\vec{F}$  den Relationen genügen:

$$\vec{F}^2 |F m_F\rangle = \hbar^2 F(F+1) |F m_F\rangle \quad (1.13)$$

$$F_z |F m_F\rangle = \hbar m_F |F m_F\rangle \quad \text{wobei } |m_F| \leq F \quad (1.14)$$

Analog zur Situation bei Kopplung von Spin- und Bahndrehimpuls beim Elektron muß die folgende Dreiecksrelation erfüllt sein [3]:

$$|I - J| \leq F \leq I + J \quad (1.15)$$

Somit kann die Quantenzahl  $F$  insgesamt  $(2I+1)$  oder  $(2J+1)$  Werte annehmen, je nachdem ob  $I < J$  oder  $J < I$ . Ist  $\vec{B}_J$  das von der Elektronenhülle am Kernort erzeugte Magnetfeld, so ergibt sich die magnetische Zusatzenergie infolge der Hyperfein-Wechselwirkung zu:

$$E_{HFS} = -\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}_J \quad (1.16)$$

Den möglichen Einstellungen des Kernspins im Feld der Elektronen  $\vec{B}_J$  entspricht eine bestimmte potentielle Energie, deren Betrag gegeben ist durch:

$$\begin{aligned} E_{HFS} = -|\vec{\mu}_I| B_J \cos(\vec{\mu}_I, \vec{B}_J) &= \frac{g_I \cdot \mu_K}{\hbar} |\vec{I}| B_J \cos(\vec{I}, \vec{J}) \\ &= g_I \mu_K \sqrt{I(I+1)} B_J \cos(\vec{I}, \vec{J}) \end{aligned} \quad (1.17)$$

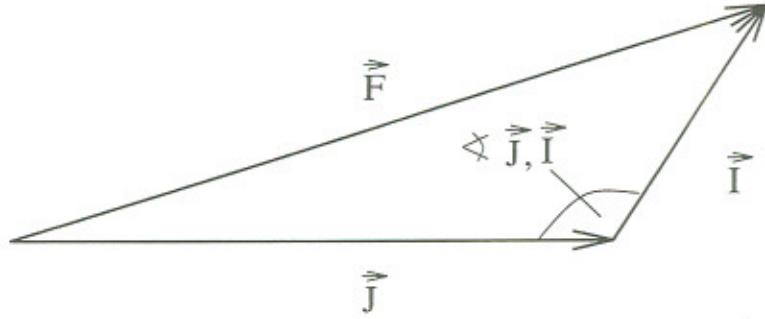


Abbildung 1.3: Winkelverhältnisse bei der Addition von  $J$  und  $I$  zu  $F$

Mit Abb. 1.3 ergibt sich durch den Cosinussatz:

$$|\vec{F}^2| = |\vec{I}^2| + |\vec{J}^2| - |\vec{I}||\vec{J}| \cos(\vec{I}, \vec{J})$$

$$\Leftrightarrow \cos(\vec{I}, \vec{J}) = \frac{|\vec{I}^2| + |\vec{J}^2| - |\vec{F}^2|}{2|\vec{I}||\vec{J}|}$$

Nach Einsetzen der Drehimpulsrelationen schreibt sich dies:

$$\cos(\vec{I}, \vec{J}) = -\frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)J(J+1)}} \quad (1.18)$$

Gleichung (1.18) in Gleichung (1.17) eingesetzt liefert schließlich:

$$\Delta E_{HFS} = g_I \mu_K B_J \sqrt{I(I+1)} \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2\sqrt{I(I+1)J(J+1)}} \quad (1.19)$$

$$= \frac{1}{2} \underbrace{\frac{g_I \mu_K B_J}{\sqrt{J(J+1)}}}_{=:A} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (1.20)$$

$$= \frac{A}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \quad (1.21)$$

Die hier definierte Meßgröße  $A$  wird Hyperfein- oder Intervallkonstante genannt. Für den relativen Abstand der Hyperfeinstruktur-Energieterme zu den Quantenzahlen  $F$  und  $F+1$  gilt die sogenannte Intervallregel:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\Delta F=1}(F) &= \Delta E_{HFS}(F+1) - \Delta E_{HFS}(F) \\ &= \frac{A}{2} [(F+1)(F+2) - I(I+1) - J(J+1)] - \\ &\quad [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \\ &= \frac{A}{2} [F^2 + 3F + 2 - F^2 - F] = \frac{A}{2}(2F+2) \\ &= A(F+1) \end{aligned} \quad (1.22)$$

**Beispiel :** Hyperfein-Aufspaltung eines Zustandes mit den Quantenzahlen  $J = \frac{3}{2}$ ,  $I = \frac{3}{2}$  (Diese Situation liegt beim  ${}^2P_{3/2}$  Zustand von  ${}^{87}Rb$  vor). Nach Gleichung

(1.22) wurden die Intervalle zwischen zwei benachbarten HFS-Termen ( $\Delta F = 1$ ) berechnet. Mit Gleichung (1.21) kann die Energieverschiebung eines HFS-Terms vom Term der Feinstruktur ermittelt werden (Energieverschiebung  $\Delta E_{HFS}$ ).  $F$  gibt die Quantenzahl des HFS-Zustandes an,  $g$  ist der Entartungsgrad dieses Zustandes (Anzahl der aufgespaltenen Zeeman-Niveaus im schwachen Magnetfeld).

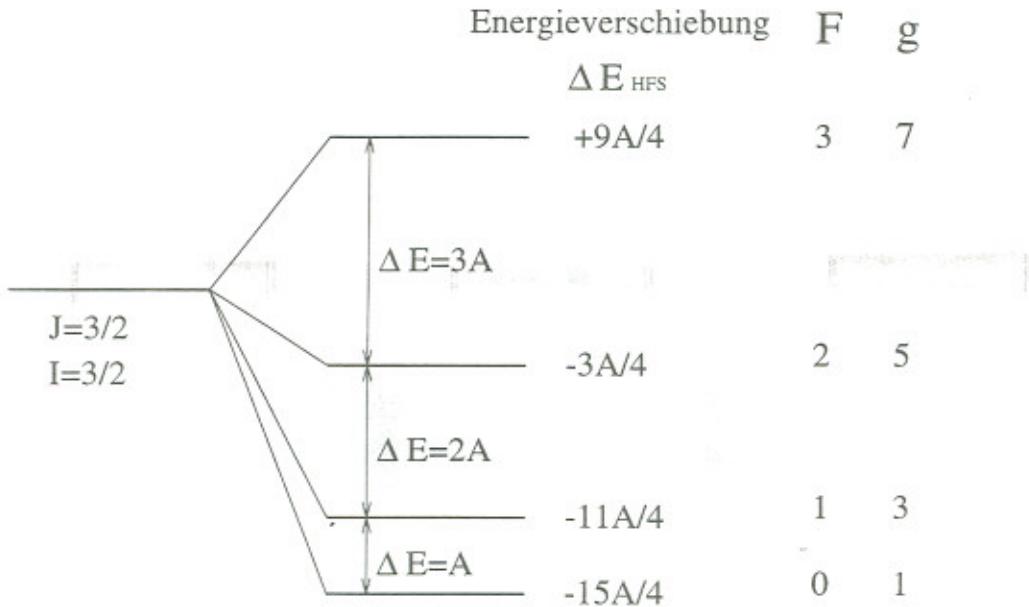


Abbildung 1.4: Hyperfeinaufspaltung eines  $J = \frac{3}{2}, I = \frac{3}{2}$  Zustandes [1]

## 1.4 Hyperfeinstruktur bei Rubidium

Die in diesem Experiment verwendeten Resonanzzellen enthalten Rubidium im natürlichen Isotopengemisch:

$$72,8\%^{85}Rb, 27,2\%^{87}Rb$$

Rubidium gehört zu den Alkalimetallen - steht somit in der ersten Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente und kann mit einem Valenzelektron (die unteren Schalen sind abgeschlossen) als Einelektronensystem angesehen werden. Für den Grundzustand  $^2S_{1/2}$  gelten folgende Quantenzahlen:

$$S = \frac{1}{2} \quad L = 0 \quad J = \frac{1}{2}$$

Im Experiment soll auch die HFS des ersten angeregten Zustandes  $^2P_{1/2}$  aufgelöst werden, für diesen Zustand gelten die Quantenzahlen:

$$S = \frac{1}{2} \quad L = 1 \quad J = \frac{1}{2}$$

Nach Vorschrift (1.12) können aus diesen Quantenzahlen die möglichen Werte der Quantenzahl des atomaren Gesamtdrehimpulses bestimmt werden. Abbildung 1.6

$A$ in $[10^{-6} eV]$	$^{85}Rb$ ( $I = \frac{5}{2}$ )	$^{87}Rb$ ( $I = \frac{3}{2}$ )
$^2S_{\frac{1}{2}}$	4,185 (1011,9 MHz)	14,13 (3417,3 MHz)
$^2P_{\frac{1}{2}}$	0,499 (120,7 MHz)	1,692 (409,1 MHz)

Tabelle 1.1: Intervallkonstanten für Rubidium, die Werte in Klammern geben  $A$  in Frequenzeinheiten wieder [4]

zeigt das Hyperfeinstrukturspektrum des Grundzustandes und des ersten angeregten Zustandes der beiden  $Rb$ -Atome. Aus der gemessenen Hyperfeinaufspaltung der Zustände lässt sich die Meßgröße  $A$  nach Gleichung (1.22) ermitteln:

$$\Delta E_{\Delta F=1}(F) = A(F+1) \Leftrightarrow A = \frac{\Delta \nu h}{(F+1)}$$

Tabelle 1.1 zeigt die theoretischen Intervallkonstanten, die im Versuch experimentell bestimmt werden, wobei

$$1eV = 1,602 \cdot 10^{-19} J \quad , \quad h = 6,626 \cdot 10^{-34} Js.$$

Mit Kenntnis der Intervallkonstanten werden die Spektrallinien der Hyperfeinstruktur des  $^2S_{1/2}$ - $^2P_{1/2}$ -Überganges ermittelt. Gleichung (1.21) erlaubt die Berechnung der Energieverschiebung der HFS-Terme bezüglich dem Grund- und dem ersten angeregten Zustand. Nach den Auswahlregeln für optische Übergänge ( $\Delta F = 0, \pm 1$ ) erhält man für jedes Rubidium Isotop jeweils vier mögliche Übergänge zwischen den HFS-Niveaus beider Zustände. Aus den jeweiligen Differenzen zur  $D_1$ -Linie ergibt sich die Lage einer Spektrallinie, die Lage der Linien ist maßstäblich in Abbildung 1.5 wiedergegeben.

## 1.5 Zeeman-Effekt der Hyperfeinstruktur

Wie schon in Beispiel 1 angedeutet, sind die HFS-Terme  $(2F+1)$ -fach entartet ( $m_F = -F, -F-1, \dots, F-1, F$ ). Durch das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes kann diese Entartung aufgehoben werden, und die einzelnen Terme spalten in Unterniveaus auf. Illustriert ist dies in Abb.(1.6). Wie ist diese Aufhebung der Entartung zu erklären?

Zunächst muß man zwischen der Aufspaltung im starken und schwachen Feld unterscheiden: Ist die Energie des Atoms im äußeren Feld klein gegen den Abstand der HFS-Terme und somit klein gegen die Kopplungsenergie von  $\vec{J}$  und  $\vec{I}$  zu  $\vec{F}$ , so spricht man vom Zeeman-Effekt der HFS, ansonsten redet man vom Paschen-Back-Effekt.

Ein äußeres Feld  $\vec{B}_0$  ist als schwach anzusehen, falls die Bedingung

$$g_J \mu_B B_0 \ll A$$

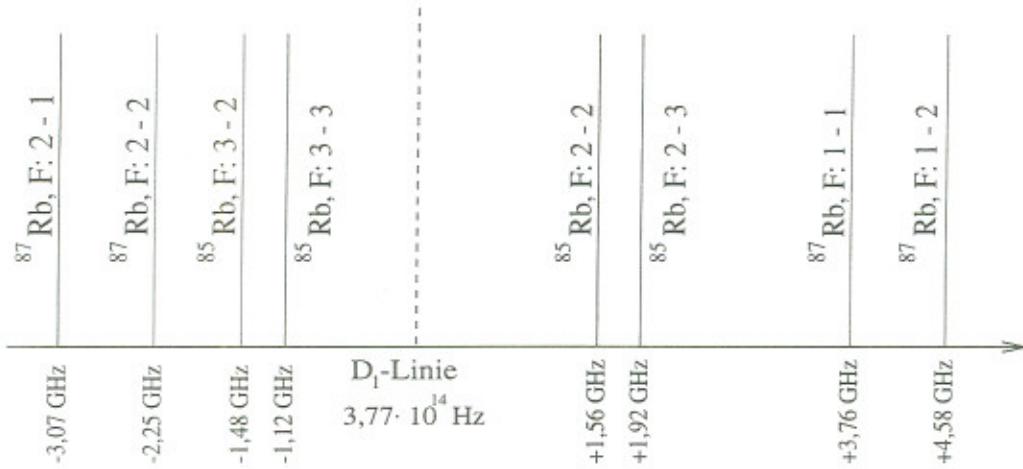


Abbildung 1.5: Spektrallinien der Hyperfeinstruktur des  $^2S_{\frac{1}{2}} - ^2P_{\frac{1}{2}}$  Überganges der Rubidium Isotope  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$

erfüllt ist [4]. Im vorliegenden Experiment werden Magnetfelder in der Größenordnung von einigen wenigen Gauss ( $1 \text{ Gauss} = 10^{-4} \text{ Tesla}$ ) erzeugt, und es gilt z.B. für den Zustand  $^2S_{1/2}$  ( $A = 14,13 \text{ eV}, g_J = 1$ ):

$$9,274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2 \cdot 3 \cdot 10^{-4} \frac{V_s}{m^2} = 2,78 \cdot 10^{-27} J \ll A = 2,26 \cdot 10^{-24} J$$

Somit liegt der Zeeman-Effekt vor, bei dem die Kopplung im Atom nicht verloren geht. Kernspin  $\vec{I}$  und Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle  $\vec{J}$  präzidieren im Vektorbild (Abb.1.7) [1] wesentlich schneller um  $\vec{F}$  als der Gesamtdrehimpuls des Atoms  $\vec{F}$  um die Achse, die durch das äußere Magnetfeld gegeben ist (Larmorpräzession).

Relativ zum äußeren Feld besitzt  $\vec{F}$  insgesamt  $(2F + 1)$  Einstellmöglichkeiten, die durch die magnetische Quantenzahl  $m_F$  angegeben werden. Es muß gelten:

$$|\vec{F}_z| = m_F \hbar \quad (1.23)$$

$$m_F = F, F - 1, \dots, -F \quad (1.24)$$

Zeitlich gemittelt über die rasche Präzession läßt sich die Energie der Zeeman-Aufspaltung im äußeren Feld beschreiben:

$$E_B^{HFS} = -\vec{\mu}_F \vec{B}_0 \quad \text{mit} \quad \vec{\mu}_F = \vec{\mu}_J + \vec{\mu}_I \quad (1.25)$$

In obiger Formel steht  $\vec{\mu}_F$  für das magnetische Moment des Gesamtatoms, der Index  $J$  steht für die Elektronenhülle, der Index  $I$  steht für den Kern. Mittels Störungstheorie (unter den hier geltenden Annahmen schwacher Magnetfelder) ergibt sich aus Gleichung (1.25):

$$\Delta E_B^{HFS} = g_F \mu_B B_0 m_F \quad (1.26)$$

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{\mu_K}{\mu_B} \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (1.27)$$

$g_F$  ist der *Landésche g-Faktor* des Gesamtatoms, wobei der zweite Term aufgrund des Verhältnisses  $\frac{\mu_K}{\mu_B} \approx \frac{1}{2000}$  gegenüber dem ersten vernachlässigt werden kann. Die Aufspaltung im schwachen Magnetfeld ist dann proportional zu  $B$ , ein HFS-Term zerfällt in  $(2F + 1)$  äquidistante Komponenten.

Speziell für *Rubidium* wird die im Versuch relevante Zeeman-Aufspaltung berechnet. Betrachtet werden hierfür Zustände mit Quantenzahl  $J = \frac{1}{2}$ . Es gilt dann für die Quantenzahl  $F$  des Gesamtdrehimpuls des Atoms  $F = I \pm \frac{1}{2}$ . Diese Situation liegt für den Grundzustand und den ersten angeregten Zustand von *Rb* für beide Isotope vor. Vernachlässigt man den zweiten Term im Gleichung (1.27), so gilt in guter Näherung für den g-Faktor des Gesamtatoms:

$$g_F = g_J \frac{(I \pm \frac{1}{2})(I \pm \frac{1}{2} + 1) + \frac{3}{4} - I(I + 1)}{2(I \pm \frac{1}{2})(I \pm \frac{1}{2} + 1)} \quad (1.28)$$

Unterschieden werden die zwei auftretenden Fälle:

- Fall 1 ( $F = I + \frac{1}{2}$ )

$$g_F = g_J \frac{(I + \frac{1}{2})(I + \frac{3}{2}) + \frac{3}{4} - I(I + 1)}{2(I + \frac{1}{2})(I + \frac{3}{2})} = \frac{g_J}{2(I + \frac{1}{2})}$$

- Fall 2 ( $F = I - \frac{1}{2}$ )

$$g_F = g_J \frac{(I - \frac{1}{2})(I + \frac{1}{2}) + \frac{3}{4} - I(I + 1)}{2(I - \frac{1}{2})(I + \frac{1}{2})} = -\frac{g_J}{2(I + \frac{1}{2})}$$

Beide Fälle zusammengefaßt ergibt

$$g_F(F = I \pm \frac{1}{2}) = \pm \frac{g_J}{2(I + \frac{1}{2})}. \quad (1.29)$$

Nunmehr kann der Abstand zweier benachbarter Zeeman-Niveaus für Atome in Zuständen mit Quantenzahl  $J = \frac{1}{2}$  berechnet werden. Beziehung (1.29) in Gleichung (1.26) eingesetzt liefert die Form zur Berechnung der Aufspaltung der HFS-Terme in Zeeman Niveaus mit energetischem Abstand  $\Delta E$ :

$$\Delta E_B^{HFS}(\Delta m_F = 1) = \nu h = \frac{g_J}{2(I + \frac{1}{2})} \mu_B B_0. \quad (1.30)$$

In einem äußeren Feld der Stärke  $10^{-4}T$  erhält man für den Grundzustand ( $g_J = 2$ ) eine Aufspaltung benachbarter Zeeman-Niveaus von  $467 \cdot 10^3 Hz$  für  $^{85}Rb$  und  $701 \cdot 10^3 Hz$  für das schwerere Isotop, im angeregten Zustand sind diese energetischen Abstände um den Faktor drei kleiner (da für diesen Zustand gilt:  $g_J = 2/3$ ). Es stellt sich die Frage, wie die Hyperfeinstruktur und die Aufspaltung im Magnetfeld experimentell zu messen sind. Die Antwort darauf ist in Kapitel 5 zu finden. In Tabelle (1.2) sind zusammenfassend alle Quantenzahlen und g-Faktoren beider Rubidium Isotope aufgelistet. Die Abbildungen (1.8) und (1.9) zeigen die Termschemen mit Zeeman-Aufspaltungen im Magnetfeld, wobei bei der Durchnummerierung der Zeeman-Niveaus mit magnetischen Quantenzahlen  $m_F$  darauf zu achten ist, daß der Landé -Faktor  $g_F$  für manche Zustände negativ wird (siehe Tab.1.2), und somit nach Gleichung (1.26) mit steigender Quantenzahl  $m_F$  die Gesamtenergie abnehmen kann!

Isotop	I	Term	S	L	J	$g_J$	F	$g_F$
$^{85}Rb$	$\frac{5}{2}$	$^2S_{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	2	2	$-\frac{1}{3}$
							3	$\frac{1}{3}$
	$\frac{3}{2}$	$^2P_{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	2	$-\frac{1}{9}$
							3	$\frac{1}{9}$
$^{87}Rb$	$\frac{3}{2}$	$^2S_{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	2	1	$-\frac{1}{2}$
							2	$\frac{1}{2}$
	$\frac{1}{2}$	$^2P_{\frac{1}{2}}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	1	$-\frac{1}{6}$
							2	$\frac{1}{6}$

Tabelle 1.2: Quantenzahlen und Landé-Faktoren für Rubidium

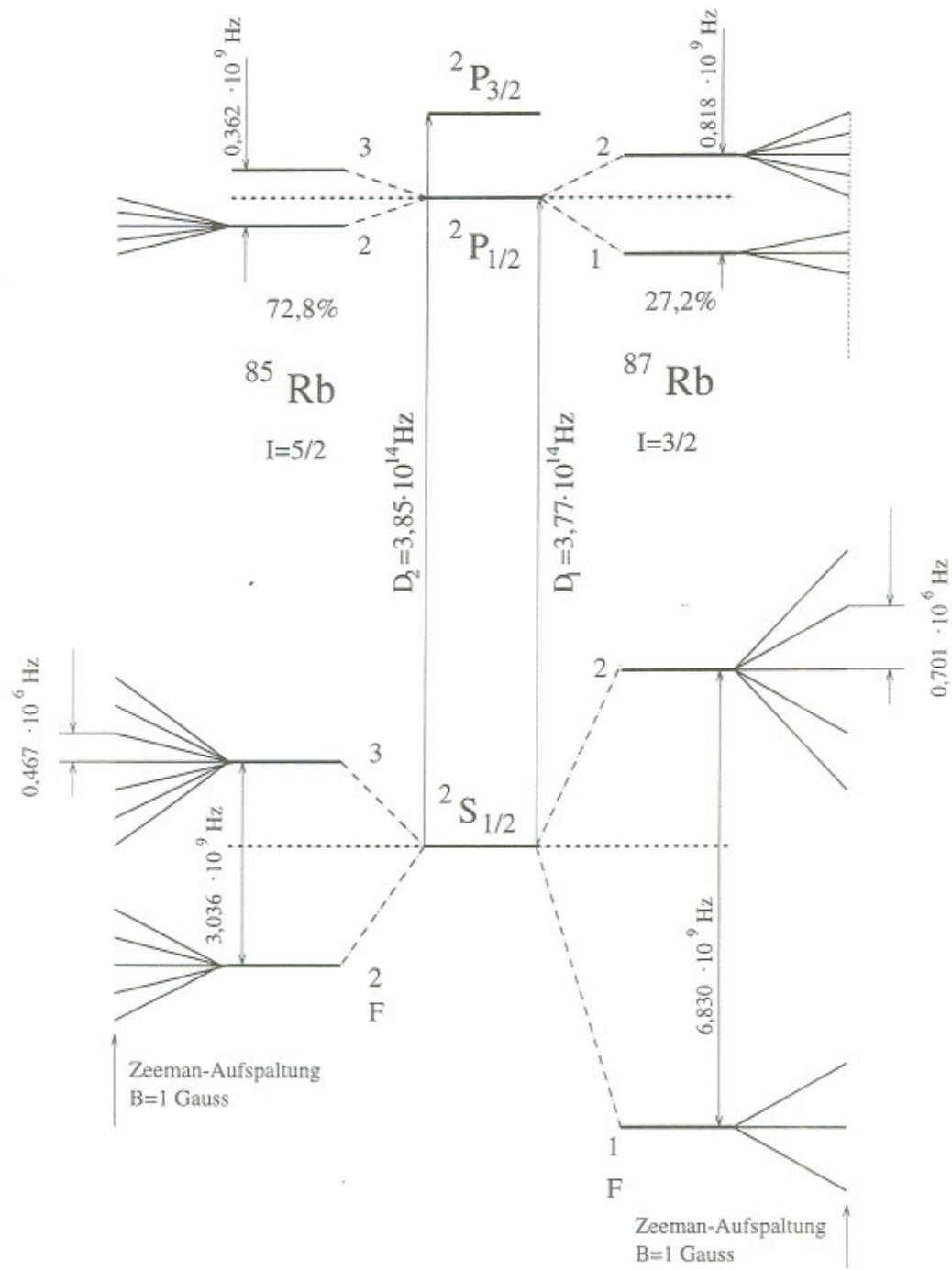


Abbildung 1.6: Termschema der beiden Rb Isotope (Die energetischen Abstände sind nicht maßstäblich, man beachte die unterschiedlichen Größenordnungen!)

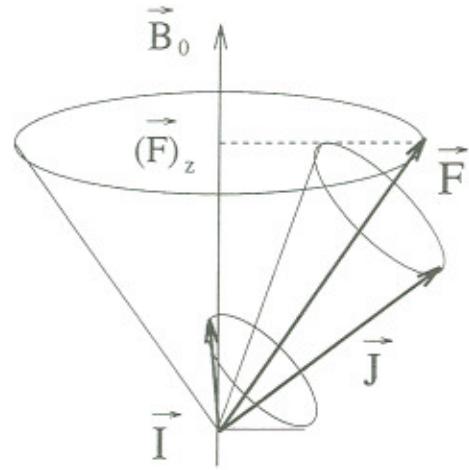


Abbildung 1.7: Vektordiagramm zum Zeeman-Effekt der HFS: Der aus  $\vec{I}$  und  $\vec{J}$  zusammengesetzte Gesamtdrehimpuls  $\vec{F}$  besitzt gequantele Einstellmöglichkeiten zu einem äußeren Magnetfeld  $B_0$ . Meßbar ist nur die  $z$ -Komponente von  $\vec{F}$ .

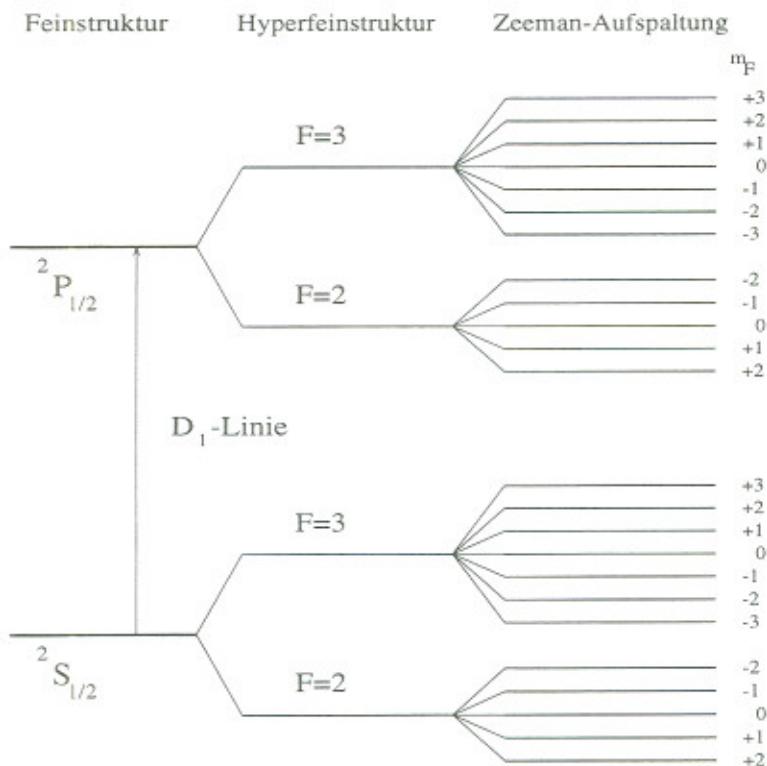


Abbildung 1.8: Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur des  $^2S_{1/2}-^2P_{1/2}$  Überganges bei  $^{85}\text{Rb}$

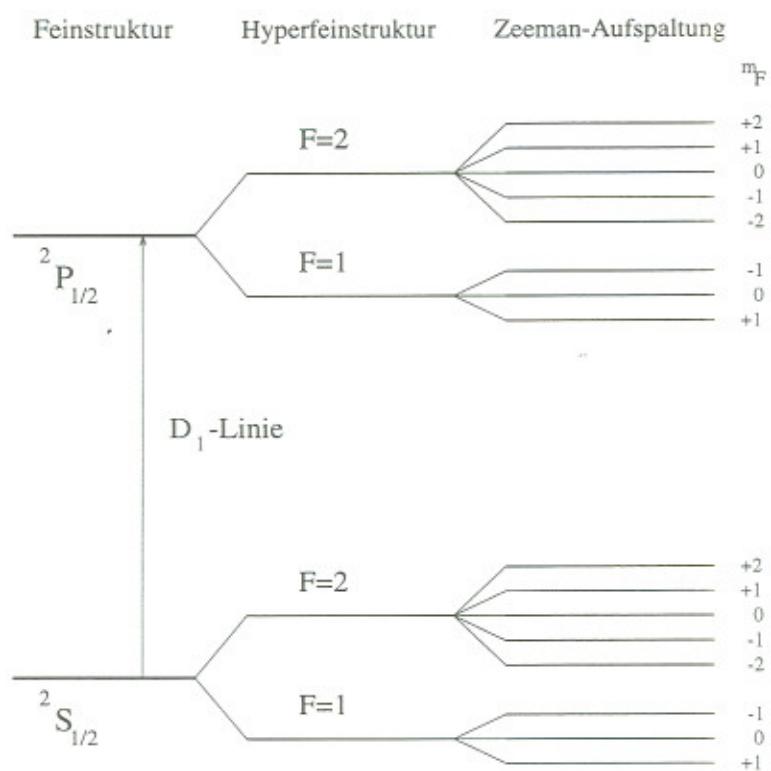


Abbildung 1.9: Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinstruktur des  $^2 S_{1/2}$ - $^2 P_{1/2}$  Überganges bei  $^{87}Rb$

# Kapitel 2

## Strahlungsübergänge

Ziel dieses Kapitels ist es, die möglichen Wechselwirkungsprozesse zwischen elektromagnetischer Strahlung und quantenmechanischen Systemen, z.B. Atomen oder Molekülen zu beschreiben. Die drei möglichen Prozesse sind:

- Induzierte Absorption
- Stimulierte oder induzierte Emission
- Spontane Emission

Ferner werden kurz Übergangswahrscheinlichkeiten, Auswahlregeln und die Breite von Spektrallinien angesprochen. Um die Übersichtlichkeit zu fördern, wird nur ein *Zweiniveau-System* betrachtet, d.h. das System soll aus identischen Einheiten (Atomen) bestehen und nur zwei mögliche Energiezustände  $E_1$  und  $E_2$  annehmen. Dabei gilt:  $E_1 < E_2$ .



Abbildung 2.1: Schema eines Zweiniveau-Systems

Der Zustand  $|1\rangle$  (tieferes Niveau) wird als Grundzustand und Zustand  $|2\rangle$  (oberes Niveau) als angeregter Zustand bezeichnet. Insgesamt sollen konstant  $N$  Teilchen vorliegen, davon befinden sich  $N_1$  Teilchen im unteren Zustand mit der Energie  $E_1$  und  $N_2$  Teilchen im oberen Zustand mit Energie  $E_2$ . Die Besetzungsichte der Zustände ist nicht willkürlich, sondern wird durch die Boltzmann-Verteilung bestimmt. In einem Gas, das sich bei der absoluten Temperatur  $T$  im thermischen

Gleichgewicht befindet, ist das Besetzungszahlenverhältnis für einen Zustand mit tieferer Energie  $E_1$  und einem thermisch angeregten Zustand mit Energie  $E_2$  durch die Boltzmannsche Beziehung gegeben:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (2.1)$$

$k = 1,380658 \cdot 10^{-23} JK^{-1}$  ist die Boltzmannkonstante,  $g_1$  und  $g_2$  sind die statistischen Gewichte der beiden Zustände, welche angeben, in wieviele Zeeman-Niveaus die Zustände  $E_1$  und  $E_2$  im äußeren Magnetfeld  $B$  aufspalten. Allgemein gilt:  $g = 2J + 1$  [6]<sup>1</sup>. Durch Emission und Absorption elektromagnetischer Strahlung erfolgt eine Änderung der Besetzungsichten - und genau dies soll beim optischen Pumpen erreicht werden! Bei einem Übergang zwischen zwei Energieniveaus wird Strahlung der Frequenz  $\nu$  absorbiert oder emittiert, wobei die Frequenz festgelegt ist durch die Bedingung:

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (E_2 > E_1)$$

Betrachtet werden im folgenden die möglichen Wechselwirkungsprozesse in dem Zweiniveau-System, wobei die folgende Beschreibung jener entspricht, die Einstein 1917 gab, Jahre bevor die Quantenmechanik formuliert wurde.

## 2.1 Emission und Absorption elektromagnetischer Strahlung, Einsteinkoeffizienten

### 2.1.1 Spontane Emission

Befindet sich ein Teil der Atome eines Zweiniveausystems im angeregten Zustand  $|2\rangle$ , so können diese Atome ohne äußere Beeinflussung durch ein Strahlungsfeld in den Grundzustand  $|1\rangle$  zurückkehren: Man spricht von *spontaner Emission*. Die mittlere Verweilzeit  $\tau_{sp}$  im angeregten Zustand wird Lebensdauer des Zustandes  $|2\rangle$  genannt. Diese Zustandsänderung ist verknüpft mit der Emission eines Photons der Frequenz  $\nu$ , dessen Emissions- und Polarisationsrichtung rein zufällig ist (Abb.2.2).

Wie wahrscheinlich sind solche Übergänge? Die Wahrscheinlichkeit  $W_{21}^{sp}$ , daß eine Zustandsänderung durch die spontane Emission eines Photons in der Zeit  $t$  geschieht, wird durch den *Einstein-Koeffizienten*  $A_{21}$  beschrieben. Der Index macht deutlich, daß ein Übergang vom Zustand  $|2\rangle$  (Anfangszustand) in den Zustand  $|1\rangle$  (Endzustand) stattfindet<sup>2</sup>. Es gilt [5]:

$$dW_{21}^{sp} = A_{21} dt \quad \text{mit} \quad A_{21} = \frac{1}{\tau_{sp}} \quad (2.2)$$

Die Besetzungsichte  $N_2$  des Zustandes  $|2\rangle$  nimmt durch spontane Emission ab:

$$dN_{21}^{sp} = n_2 dW_{21}^{sp} = N_2 \cdot A_{21} dt \quad (2.3)$$

---

<sup>1</sup>Für HFS-Terme gilt:  $g = 2F + 1$ .

<sup>2</sup>Spontane Übergänge von energetisch tieferen Zuständen in höhere sind wegen der Energieerhaltung verboten!

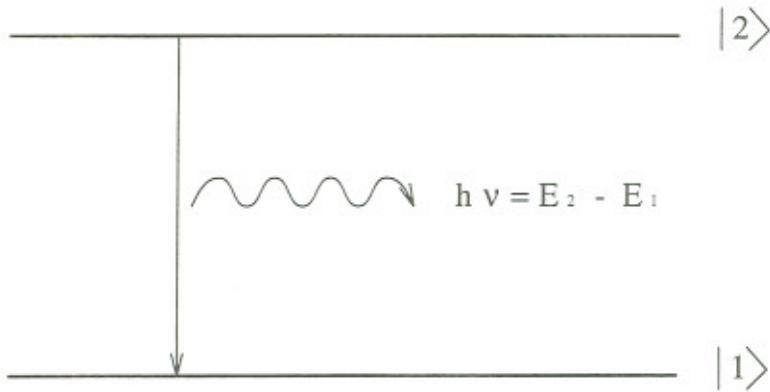


Abbildung 2.2: *Spontane Emission*

### 2.1.2 Induzierte Absorption

Atome, die sich im unteren Zustand  $|1\rangle$  befinden, können aus dem Strahlungsfeld Photonen der passenden Frequenz  $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$  absorbieren und dadurch in den Zustand  $|2\rangle$  gelangen. Energie wird aus dem Strahlungsfeld aufgenommen, man spricht von *induzierter Absorption* (Abb.2.4).

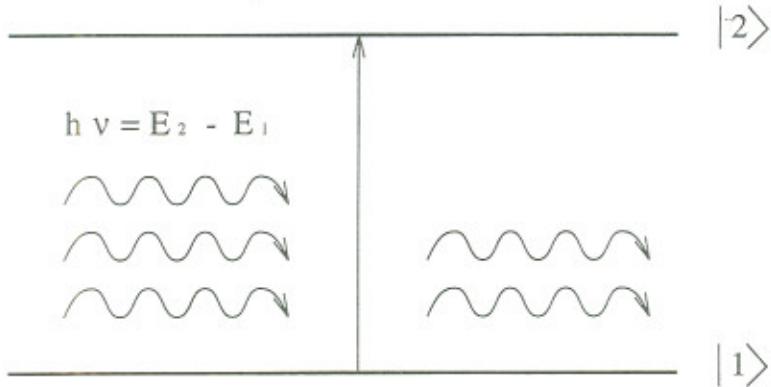


Abbildung 2.3: *Induzierte Absorption*

Die Übergangswahrscheinlichkeit  $W_{12}^{ind}$  eines Atoms vom tieferen Zustand  $|1\rangle$  in den Zustand  $|2\rangle$  durch induzierte Absorption in der Zeit  $t$  wird durch den *Einstein-Koeffizienten*  $B_{12}$  beschrieben [5]:

$$dW_{12}^{ind} = u(\nu) B_{12} dt \quad (2.4)$$

Hierbei ist  $u(\nu)$  die spektrale Energiedichte des Strahlungsfeldes bei der Frequenz  $\nu$ . Man sieht, daß die Übergangswahrscheinlichkeit durch induzierte Absorption linear mit der Strahlungsdichte (bei fester Frequenz) wächst. Ist der untere Zustand  $|1\rangle$  mit  $N_1$  Atomen besetzt, so wechseln pro Zeitintervall insgesamt  $dW_{12}^{ind}$  Atome durch induzierte Absorption in den oberen Zustand  $|2\rangle$ , wobei:

$$dN_{12}^{ind} = N_1 dW_{12}^{ind} = N_1 \cdot u(\nu) B_{12} dt \quad (2.5)$$

### 2.1.3 Stimulierte oder induzierte Emission

Atome, die sich im oberen Zustand  $|2\rangle$  befinden, können durch spontane Emission in den Grundzustand zurückkehren. Es besteht jedoch eine weitere Möglichkeit der Rückkehr: Angeregt durch ein äußeres Strahlungsfeld findet ein Übergang eines Atoms aus Zustand  $|2\rangle$  nach Zustand  $|1\rangle$  statt. Hierbei wird ein Photon der Energie  $h\nu = E_2 - E_1$  frei. Man spricht von *stimulierter Emission*; beschrieben wird die Übergangswahrscheinlichkeit  $W_{21}^{ind}$  durch den *Einsteinkoeffizienten*  $B_{21}$  [5]:

$$dW_{21}^{ind} = u(\nu)B_{21}dt \quad (2.6)$$

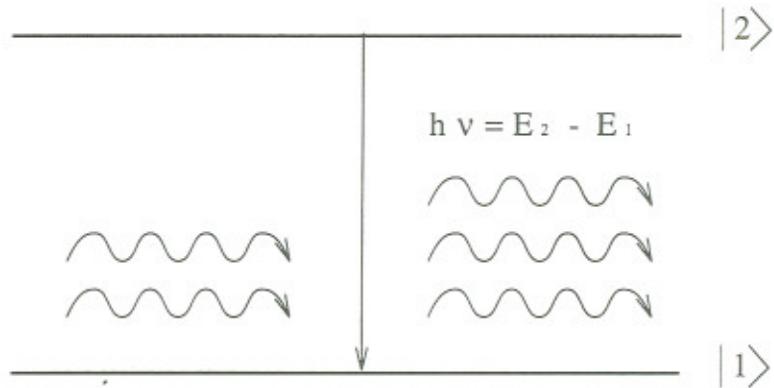


Abbildung 2.4: *Induzierte Emission*

Besetzen  $N_2$  Atome den angeregten Zustand, so wechseln pro Zeitintervall insgesamt  $dW_{21}^{ind}$  Atome durch stimulierte Emission in den Grundzustand, wobei:

$$dN_{21}^{ind} = N_2 dW_{21}^{ind} = N_2 \cdot u(\nu)B_{21}dt \quad (2.7)$$

### 2.1.4 Bilanzgleichungen

In den vorigen drei Unterkapiteln wurden die Prozesse beschrieben, die zu einer Veränderung der Besetzungsahlen  $N_1$  des Grundzustandes und  $N_2$  des angeregten Zustandes führen. Durch induzierte und spontane Emission wird der Zustand  $|2\rangle$  entleert, induzierte Absorption bevölkert den Zustand  $|2\rangle$ . Zieht man Bilanz über Zuwachs und Abnahme der Besetzungsichten der beiden Energieniveaus, so gewinnt man daraus die *Ratengleichungen der Besetzungsichten*:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 B_{12}u(\nu) + N_2 B_{21}u(\nu) + N_2 A_{21} \quad (2.8)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = +N_1 B_{12}u(\nu) - N_2 B_{21}u(\nu) - N_2 A_{21} \quad (2.9)$$

Betrachtet man ein System im thermodynamischen Gleichgewicht bei der absoluten Temperatur  $T$ , so verschwinden die zeitlichen Ableitungen in Gleichung (2.8) und (2.9), die Besetzungsichten  $N_i$  sind dann - wie anfangs erwähnt - durch die Boltzmann-Verteilung gegeben, ferner wird die Strahlungsdichte  $u(\nu)$  durch die Plancksche Strahlungsformel<sup>3</sup> beschrieben. Diese Beziehungen in Gleichung (2.8)

<sup>3</sup>Planck 1900,1901:  $u(\nu, T)d\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left( \exp(\frac{h\nu}{kT}) - 1 \right)^{-1} d\nu$  [5]

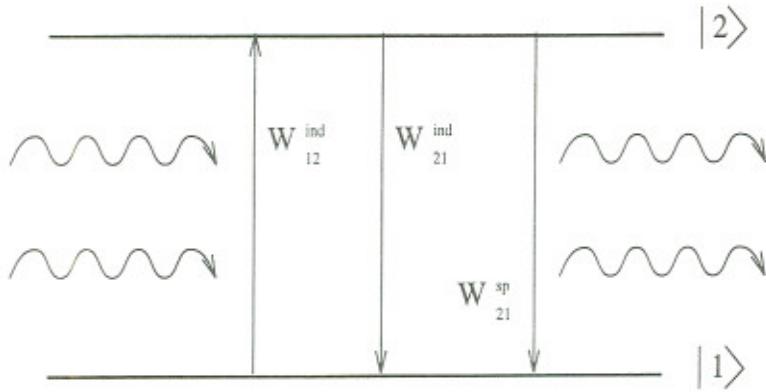


Abbildung 2.5: Wechselwirkungen zwischen Zweiniveau-System und Strahlungsfeld

eingesetzt liefert:

$$N_2 A_{21} = N_2 \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \left[ \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right] \cdot \left[ B_{12} \frac{g_1}{g_2} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - B_{21} \right] \quad (2.10)$$

Obgleich diese Beziehung unter der Prämisse des thermodynamischen Gleichgewichtes hergeleitet wurde, muß sie für jede Temperatur gelten. Damit die Ableitung nach der Temperatur der rechten Seite von (2.10) verschwindet, muß zwischen den Einsteinschen B-Koeffizienten folgende Beziehung gelten:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (2.11)$$

Nutzt man diese Beziehung aus und ersetzt  $B_{12}$  in Gleichung (2.9), so erhält man:

$$A_{21} = B_{21} u(\nu) \left( \frac{N_1 g_2}{N_2 g_1} - 1 \right)$$

Einsetzen der Plankschen Strahlungsformel und Ersetzen des Verhältnisses der Besetzungsichten durch (2.1) liefert schließlich die Beziehung zwischen den Einstein-Koeffizienten für spontane und induzierte Emission:

$$A_{21} = \frac{8\pi\nu^3}{c^3} B_{21} \quad (2.12)$$

## 2.2 Übergangswahrscheinlichkeiten und Auswahlregeln

In den letzten Abschnitten wurden die Einstein-Koeffizienten definiert. Es blieb bisher ungeklärt, welche Größe die einzelnen Übergangswahrscheinlichkeiten besitzen. Diese hängen entscheidend vom Strahlungsfeld (elektrische Dipolstrahlung, el. Quadrupolstrahlung etc.) und von dem quantenmechanischen System ab. Eine Herleitung der relevanten Beziehungen findet sich z.B. in [2] oder [13]. Angegeben wird

hier das Ergebnis für spontane Emission elektrischer Dipolstrahlung eines Einelektronensystems (z.B. Rubidium) in SI Einheiten:

$$A_{ji} = \frac{\omega_{ji}^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle j|e\vec{r}|i\rangle|^2 \quad (2.13)$$

$i$  ist der nicht entartete Anfangszustand,  $j$  der nicht entartete Endzustand<sup>4</sup>,  $e\vec{r}$  der el. Dipoloperator, und es gilt:  $\omega_{ji} = \frac{E_i - E_j}{\hbar}$ . Die Größenordnung von  $A$  lässt sich abschätzen indem man für das Matrixelement  $|\langle j|e\vec{r}|i\rangle|^2$   $(ea_0)^2$  mit  $a_0 = 0,5291 \cdot 10^{-10} m$  (Bohrscher Radius) einsetzt. Man erhält:

$$A \sim \frac{1}{\hbar c^3} (ea_0)^2 \omega^3$$

Für Licht der Wellenlänge  $795 nm$  ( $D_1$ -Linie von Rubidium) ergibt sich  $A \sim 10^7 s^{-1}$ , was einer typischen Lebensdauer des angeregten Niveaus von  $\tau \sim 10^{-7} s$  beim spontanen Zerfall durch el. Dipolstrahlung entspricht.

Verschwindet für zwei Zustände das Matrixelement  $|\langle j|e\vec{r}|i\rangle|^2$ , so ist kein Übergang beider Zustände durch elektrische Dipolstrahlung (E1 Übergang) möglich - man sagt, dieser Übergang sei verboten. Notwendige Bedingungen für das Nichtverschwinden von Matrixelementen werden als Auswahlregeln bezeichnet: Damit ein Übergang zweier Zustände durch eine bestimmte Strahlung möglich ist, können sich Anfangs- und Endzustand nicht auf beliebige Weise in ihren Quantenzahlen unterscheiden. Für el. Dipolübergänge gelten die allgemeinen Auswahlregeln [13]:

1.  $\Delta M_J = 0, \pm 1$
2.  $\Delta J = 0, \pm 1$
3. Übergänge zwischen  $J = 0 \rightarrow J' = 0$  sind verboten
4. Anfangs- und Endzustand müssen verschiedene Parität haben.

Für Strahlung höherer Ordnung, etwa el. Quadrupolstrahlung, gelten entsprechend andere Auswahlregeln.

## 2.3 Lebensdauer angeregter Zustände und Breite von Spektrallinien

Aus den letzten Kapiteln ist bekannt, daß beim Übergang eines angeregten Zustandes  $|2\rangle$  in den tieferen Zustand  $|1\rangle$  ein Photon der Frequenz  $\hbar\nu = E_2 - E_1$  emittiert wird, ein Ensemble von Atomen sendet also Licht charakteristischer Wellenlänge aus. Selbst bei hochauflösenden Spektrographen findet man keine ideal schmalen Spektrallinien, sondern Linien endlicher Breite, d.h. das Ensemble emittiert nicht nur Licht einer festen Frequenz  $\nu_0$ , sondern Licht in einem ganzen Frequenzband  $\nu_0 \pm \Delta\nu$  (Abb.2.6). Drei Ursachen sind für die Breite und Form von Spektrallinien verantwortlich:

---

<sup>4</sup>Diese Situation liegt z.B. bei Zeeman-Niveaus vor.

1. Doppler-Verbreiterung
2. Druckverbreiterung
3. Natürliche Linienbreite

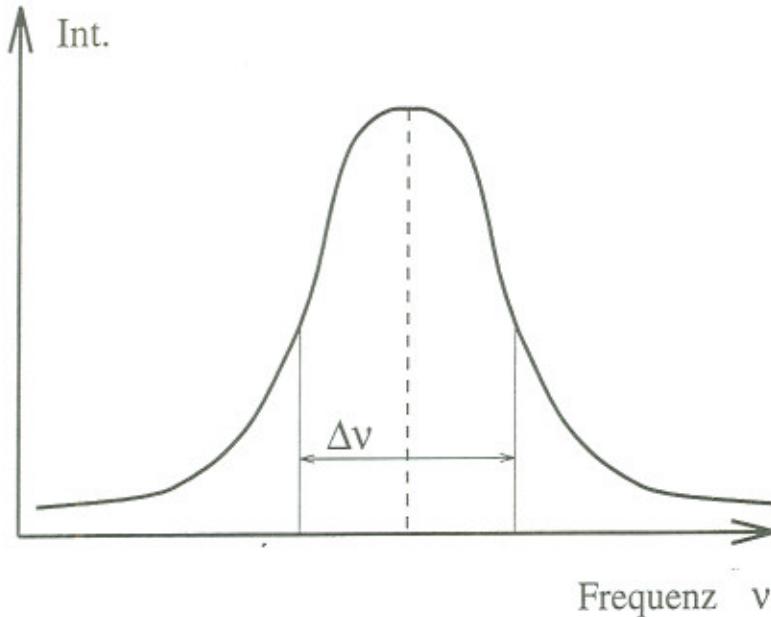


Abbildung 2.6: Breite einer Spektrallinie, charakteristische Größe ist die Halbwertsbreite, d.h. die Breite  $\Delta\nu$  bei der Hälfte der maximalen Intensität.

### 2.3.1 Doppler-Verbreiterung

Die Atome eines Ensembles befinden sich nicht in Ruhe, sondern führen - entsprechend der Temperatur - thermische Bewegungen aus. Ein Beobachter mißt aufgrund des Doppler-Effektes nicht die (von einem relativ zu ihm bewegten Atom) emittierte Frequenz  $\nu_0$ , sondern eine verschobene Frequenz  $\nu$ , welche von der Relativbewegung abhängt. Nähert sich ein Atom mit der nicht-relativistischen Geschwindigkeit in x-Richtung  $v_x$  dem Beobachter, so kann dieser die Frequenz  $\nu$  messen:

$$\nu = \nu_0 \left[ 1 + \frac{v_x}{c} \right] \quad (2.14)$$

Die Verteilung der Komponenten  $v_x$  in einem Gas der absoluten Temperatur  $T$  und Teilchen der Masse  $m$  ist durch die Maxwell-Verteilung gegeben [5]:

$$P(v_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kt}\right) \quad \text{mit } \int_{-\infty}^{+\infty} P(v_x) dv_x = 1 \quad (2.15)$$

Dabei ist  $P(v_x)$  die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Atom mit der Masse  $m$  eine Geschwindigkeit in x-Richtung aufweist, die im Intervall  $[v_x + dv_x]$  liegt. Die daraus

resultierende Gauss-Funktion weist eine Halbwertsbreite auf, die sich errechnet:

$$\Delta\nu_{1/2}^D = \sqrt{\frac{8k \ln 2}{c^2}} \sqrt{\frac{T}{m}} \nu_0 \quad (2.16)$$

Durch Kühlen des Ensembles könnte prinzipiell die Dopplerverbreiterung herabgesetzt werden.

### 2.3.2 Druckverbreiterung

Verknüpft mit elastischen Stößen zwischen den Atomen ist eine weitere Linienverbreiterung. Ein elastischer Stoß zweier Atome beläßt diese zwar in ihrem Zustand, jedoch wird die relative Phase zwischen dem elektromagnetischen Strahlungsfeld und der atomaren Oszillation gestört. Da die mittlere Anzahl der Stöße in einem Gas vom Druck abhängt, nennt man die resultierende Linienverbreiterung Druckverbreiterung. Grob abschätzen läßt sich die Halbwertsbreite wie folgt [5, Gasiorowicz 1987]:

$$\Delta\nu_{1/2}^P = \sqrt{\frac{8}{\pi k}} \frac{pd^2}{\sqrt{mT}}. \quad (2.17)$$

Für Zimmertemperatur ( $T = 300K$ ) ergibt sich daraus folgende Größenordnung:

$$\Delta\nu_{1/2}^P [\text{Ghz}] / p[\text{bar}] = 0.3 - 2.5$$

$p$  ist der Druck,  $T$  die absolute Temperatur,  $d$  der Durchmesser der stoßenden Teilchen,  $m$  deren Masse und  $k$  die Boltzmann-Konstante. Wie man aus Gleichung (2.17) erkennt, kann die Druckverbreiterung prinzipiell durch Herabsetzen des Druckes verringert werden.

### 2.3.3 Natürliche Linienbreite

Verringert man Druck und Temperatur eines Gases, so stellt man fest, daß eine gewisse Linienbreite der Spektrallinien des emittierten Lichtes dennoch nicht unterschritten werden kann: Man spricht von der natürlichen Linienbreite; ihre Ursache ist in der endlichen mittleren Lebensdauer des Zustandes, der die Strahlung emittiert, zu suchen. Eine erste Abschätzung der Linienbreite liefert die Heisenbergsche Energie-Zeit-Unschärferelation  $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$ . Bei einem Zustand der Lebensdauer  $\tau$  ist die Frequenz der emittierten Strahlung nur bis auf  $\Delta\nu = (2\pi\tau)^{-1}$  bestimmbar. Die klassische Strahlungsdämpfung, die zu einer Linienverbreiterung führt, ist gekennzeichnet durch die natürliche Linienbreite  $\Delta\nu_0$  und die zugehörige Zerfallszeit  $\tau_{sp}$  der spontanen Emission. Die klassische Berechnung ergibt [5, Born, 1972]:

$$\Delta\nu_0 = (2\pi\tau_{sp})^{-1} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c^3 m_e} \nu_o^2 \quad (2.18)$$

Für Licht der Wellenlänge  $795nm (\nu = 3,77 \cdot 10^{14}Hz)$  bedeutet dies eine natürliche Linienbreite von etwa  $10^7 Hz$ .

# Kapitel 3

## Optisches Pumpen

In diesem Kapitel wird die Methode des optischen Pumpens erläutert. Von zunächst vereinfachten Modellen ausgehend, welche das Verständnis der ablaufenden Prozesse fördern sollen, wird das optische Pumpen von Rubidium behandelt. Die Dynamik der Pump- und Relaxationsvorgänge sollen nahegebracht, sowie Relaxationsmechanismen erklärt werden.

### 3.1 Prinzip des Optischen Pumpens

Grundsätzlich nennt man optisches Pumpen eine Methode, durch Einstrahlen von Licht (daher optisch) eine Abweichung der Besetzung atomarer Zustände vom statistischen Gleichgewicht zu erreichen. Hierbei wird keine Materie transportiert (wie das Wort Pumpen suggeriert), sondern bestimmte Niveaus werden von Atomen eines Ensembles stärker besetzt, als durch die Boltzmann-Beziehung (2.1) gegeben ist, andere Niveaus werden hierbei "entleert". Letztendlich werden Spinzustände in eine Vorzugsrichtung ausgelenkt. A.Kastler war der erste, der vorschlug, Atome mit resonanter zirkular polarisierter Strahlung in einem Magnetfeld auszurichten, d.h. Atome in bestimmte (Zeeman-) Energieniveaus zu bringen [15]. Bevor die Theorie des optischen Pumpens detaillierter wiedergegeben wird, soll das Prinzip anhand von Abbildung 3.1 erläutert werden.

Die Atome des Ensembles seien zunächst gleichmäßig auf die Zustände  $|1\rangle$  und  $|2\rangle$  verteilt, Zustand  $|3\rangle$  soll eine kurze Lebensdauer besitzen (z.B. ein angeregter Zustand, der durch spontane Emission zerfällt). Wird Licht der Frequenz  $\nu_{31} = \frac{E_3 - E_1}{\hbar}$  eingestrahlt (Im vorliegenden Experiment dient eine in der Frequenz durchstimmbare Laserdiode als Lichtquelle), kann durch Absorption eines Photons ein Atom aus Zustand  $|1\rangle$  in den angeregten Zustand  $|3\rangle$  gelangen. Ein Atom in Zustand  $|3\rangle$  habe zwei Möglichkeiten der spontanen Emission:

1. Rückkehr in den Anfangszustand  $|1\rangle$
2. Übergang in den Zustand  $|2\rangle$ .

Je nach Übergangswahrscheinlichkeit der einzelnen Zerfallskanäle werden beide Alternativen realisiert. Der Übergang von  $|2\rangle$  nach  $|1\rangle$  sei nach den Auswahlregeln

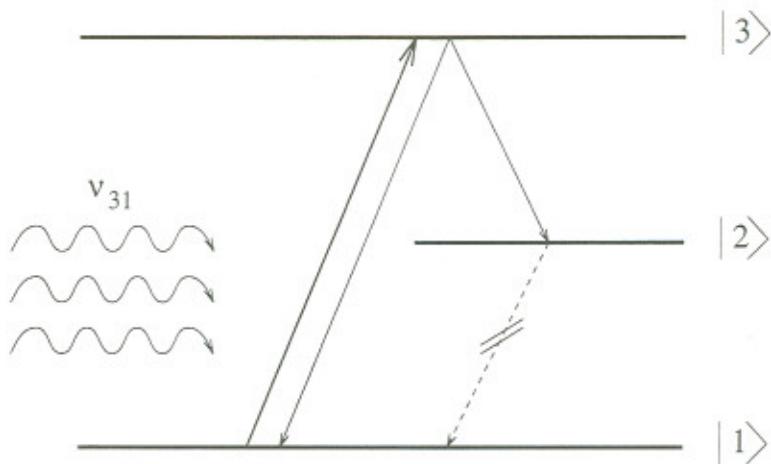


Abbildung 3.1: Prinzip des optischen Pumpens, Erläuterungen siehe Text

für elektrische Dipolstrahlung verboten<sup>1</sup>, d.h. ein Atom in Zustand |2> kann nicht durch spontane oder induzierte Emission eines Photons in den Zustand |1> gelangen, und im Gegensatz zu einem Atom, das sich in |1> befindet, kann es nicht durch induzierte Absorption nach |3> gelangen. Atome, die sich in |2> befinden, sind in diesem Zustand gewissermaßen “gefangen”. Durch fortwährende Einstrahlung von Licht gelangen immer mehr Atome in Zustand |2>. In Abwesenheit konkurrierender Effekte (sogenannter Relaxationsprozesse, siehe (3.3)) würde schließlich Zustand |1> völlig “leergepumpt” werden. Galt vor dem “Pumpzyklus” für die Besetzungsahlen  $N_1 = N_2$ , so wird sich dieses Gleichgewicht nach einer endlichen Anzahl von Schritten verschieben, es gilt dann:  $N_1 \ll N_2$ . Durch Einstrahlen von Licht ist es somit möglich, die Besetzungsahlen atomarer Zustände zu verändern (optisches Pumpen).

### 3.1.1 Statistische Besetzung von Energiezuständen

Wie bereits im zweiten Kapitel erwähnt, ist bei einem Gas im thermodynamischen Gleichgewicht das Besetzungszahlen-Verhältnis des Grundzustandes |1> mit Energie  $E_1$  und eines angeregten Zustandes |2> mit Energie  $E_2$  durch die Boltzmannsche Beziehung gegeben [6]:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad k = \text{Boltzmann-Konstante} \quad (3.1)$$

Die statistischen Gewichte  $g_1$  und  $g_2$  der beiden Zustände geben an, in wieviele Zeeman-Niveaus die Zustände in einem äußeren Magnetfeld aufspalten (Multiplizität). Für Zustände der Hyperfeinstruktur gilt hierbei:  $g = 2F + 1$ . Bleibt der Kernspin unberücksichtigt, errechnet sich das statistische Gewicht folgendermaßen:  $g = 2J + 1$ . Handelt es sich bei Zustand |1> und |2> um Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur (siehe auch Abb.1.6, 1.8, 1.9), die sich nur in der magnetischen

<sup>1</sup> Dies ist z.B. der Fall, wenn Zustand |1> und |3> Hyperfeinstruktur-Terme desselben Feinstrukturterms sind.

Quantenzahl  $m_F$  unterscheiden, ist die Entartung der Zustände aufgehoben, und es gilt:  $g_1 = g_2 = 1$ . Die Energiedifferenz  $\Delta E = E_2 - E_1$  beträgt dann beispielsweise für Zeeman-Niveaus des Grundzustandes von  $^{87}\text{Rb}$   $\Delta E = 0,7 \cdot 10^6 \text{ Hz} \cdot \hbar = 4,638 \cdot 10^{-28} \text{ J}$ . Es gilt demnach für Zimmertemperatur ( $T = 300 \text{ K}$ ) die Beziehung  $\Delta E \ll kT (= 4,142 \cdot 10^{-21} \text{ J})$ , d.h. nach Gleichung (3.1) ist für das Verhältnis der Besetzungszahlen in sehr guter Näherung gegeben:

$$\frac{N_1}{N_2} \approx \frac{g_1}{g_2} = 1$$

Bei Zimmertemperatur sind Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur nahezu gleich besetzt. Mittels optischem Pumpen kann dieses Gleichgewicht verschoben werden.

### 3.1.2 Optisches Pumpen im vereinfachten Modell

Am Beispiel des Energieschemas der  $D_1$  Linie von Rubidium<sup>2</sup> soll das Prinzip des optischen Pumpens konkretisiert werden, wobei zunächst noch der Einfluß des Kernspins vernachlässigt wird, d.h. es werden keine Hyperfeinstrukturterme betrachtet, sondern Terme der Feinstruktur<sup>3</sup>. Der Vorteil dieser Vereinfachung besteht darin, nur vier Zeeman-Niveaus betrachten zu müssen, anstatt 24 im Falle der HFS des Isotops  $^{85}\text{Rb}$ . In Abb.3.2 ist das Termschema des  $D_1$ -Übergangs von Rubidium (Feinstruktur) mit und ohne Aufspaltung im äußeren Magnetfeld wiedergegeben.

Sowohl für den Grundzustand  $^2S_{1/2}$  als auch für den angeregten Zustand  $^2P_{1/2}$  gilt für den Gesamtdrehimpuls der Elektronenhülle:  $J = 1/2$ . Beide Terme spalten in einem äußeren Magnetfeld in ( $2J+1 = 2$ ) Zeeman-Niveaus auf. Diese Energieniveaus unterscheiden sich in der magnetischen Quantenzahl  $m_J$ , wobei  $m_J$  von  $-J$  bis  $J$  läuft. Zwischen den Zeeman-Niveaus sind optische Übergänge (el. Dipolstrahlung) erlaubt unter Beachtung der folgenden Auswahlregeln:

1. Übergänge zwischen Niveaus innerhalb eines Termes ( $^2S_{1/2}$ ,  $^2P_{1/2}$ ) sind verboten.
2. Für die magnetische Quantenzahl gilt:  $m_J = 0, \pm 1$

Ändert sich bei der Absorption oder Emission eines Photons (optischer Übergang) die magnetische Quantenzahl nicht ( $\Delta m_J = 0$ ), so entspricht dies einer Polarisierung des Lichtes parallel zum äußeren Magnetfeld, man nennt solche elektrische Dipolstrahlung  $\pi$ -Licht. Ändert sich dagegen  $m_J$  um eine Einheit, so spricht man im Fall von  $\Delta m_J = +1$  von rechtszirkularem  $\sigma^+$ -Licht und im Fall von  $\Delta m_J = -1$  von linkszirkularem  $\sigma^-$ -Licht. Dieser Sachverhalt wird in folgendem Polarisationschema (Kastlerdiagramm Abb.3.3) illustriert.

Nicht alle Übergänge besitzen die gleiche Wahrscheinlichkeit, in Tab.3.1 sind die einzelnen relativen Übergangswahrscheinlichkeiten zusammengestellt, wobei die Einheiten willkürlich gewählt sind [6]. Wie bereits in Abschnitt 3.1.1 erwähnt, sind

<sup>2</sup>Übertragbar ist das Beispiel auf die Alkalimetalle.

<sup>3</sup>Im Versuch wird Licht der Wellenlänge von 795nm ( $D_1$ -Linie) verwendet, der Einfluß der  $D_2$ -Linie (780nm) auf das optische Pumpen spielt hier keine Rolle, deshalb werden im folgenden nur der Grundzustand  $^2S_{1/2}$  und der erste angeregte Zustand der Feinstruktur  $^2P_{1/2}$  betrachtet.

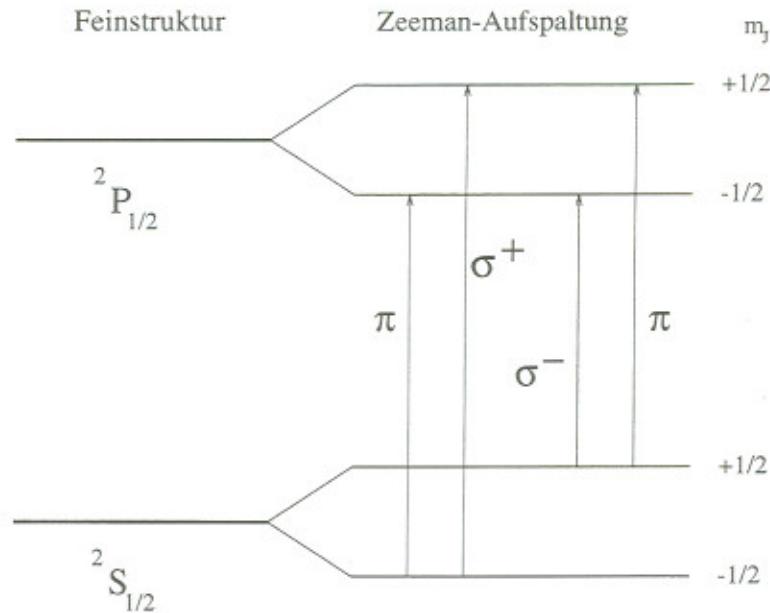


Abbildung 3.2: *D<sub>1</sub>-Linie von Rubidium (ohne Berücksichtigung des Kernspins), rechts ist die Termaufspaltung im schwachen Magnetfeld zu sehen (Zeeman-Niveaus). Den erlaubten optischen Übergängen wird ihre Polarität zugeordnet (siehe Text).*

die Zeeman-Niveaus bei Zimmertemperatur nahezu gleichbesetzt. Was geschieht, wenn parallel zu dem äußeren Magnetfeld Licht der Übergangsfrequenz vom Grund- in den angeregten Zustand eingestrahlt wird?

Betrachtet man das Polarisationsschema mit den zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeiten, so erkennt man, daß bei Einstrahlung von  $\pi$ -Licht aus Symmetriegründen keine Änderung des Besetzungszahlen-Verhältnisses möglich ist. Strahlt man jedoch  $\sigma^+$ -Licht<sup>4</sup> ein, so liegt eine andere Situation vor (Abb. 3.4).

Bei Einschalten des Pumplichtes (rechtszirkular polarisiert) sind beide Zeeman-Niveaus des Grundzustandes noch gleich besetzt. Sind  $N_-$  und  $N_+$  die Besetzungs- zahlen dieser Zustände, so gilt zunächst  $N_- = N_+$ . Unter Absorption von  $\sigma^+$ -Licht

<sup>4</sup>Die Verhältnisse für  $\sigma^-$ -Licht sind analog, deshalb wird nur der Fall von  $\sigma^+$ -Licht behandelt.

${}^2S_{\frac{1}{2}} \longleftrightarrow {}^2P_{\frac{1}{2}}$ $m \longleftrightarrow m'$	rel. Übergangswahrscheinlichkeit
$m = -\frac{1}{2} \longleftrightarrow m' = -\frac{1}{2}$	1
$m = -\frac{1}{2} \longleftrightarrow m' = +\frac{1}{2}$	2
$m = +\frac{1}{2} \longleftrightarrow m' = +\frac{1}{2}$	1
$m = +\frac{1}{2} \longleftrightarrow m' = -\frac{1}{2}$	2

Tabelle 3.1: *Relative Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Zeeman-Niveaus der D<sub>1</sub>-Linie von Rb ohne Berücksichtigung des Kernspins*

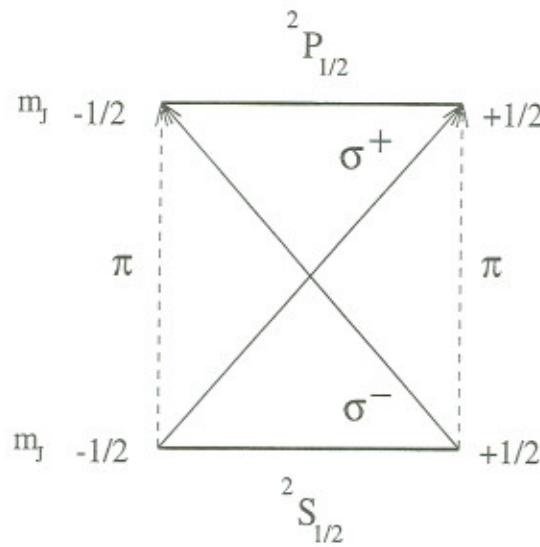


Abbildung 3.3: *Polarisationsschema (Kastlerdiagramm) der D<sub>1</sub>-Linie von Rubidium*

gelangt ein Atom aus dem Grundzustand  $^2S_{1/2}$ ,  $m_J = -1/2$  in den angeregten Zustand  $^2P_{1/2}$ ,  $m_J = +1/2$ . Die Lebensdauer dieses angeregten Zustandes ist kurz, und zwei Möglichkeiten werden realisiert wieder in den Grundzustand zu gelangen. Im Mittel werden 66,67% der Atome im Zustand  $^2P_{1/2}$ ,  $m_J = +1/2$  in den Anfangszustandzustand  $^2S_{1/2}$ ,  $m_J = -1/2$  zurückkehren, und sie können durch induzierte Absorption erneut in den angeregten Zustand gelangen. Ein Drittel der Atome jedoch gelangt durch spontane Emission in den Zustand  $^2S_{1/2}$ ,  $m_J = +1/2$ . Aus diesem Zustand können die Atome nicht durch induzierte Absorption (von  $\sigma^+$ -Licht) in den angeregten Zustand gelangen, ferner sind elektrische Dipolübergänge zwischen Zeeman-Niveaus desselben Termes verboten: Die Atome sind in diesem Zustand “gefangen”! Nach einem “Pumpzklus” gilt demnach  $N_- < N_+$ . Theoretisch wäre es somit möglich, den Zustand  $^2S_{1/2}$ ,  $m_J = -1/2$  völlig leerzupumpen, jedoch existieren - wie in Abschnitt (3.3) noch behandelt wird - Prozesse, die dem Pumpvorgang entgegenwirken und die unter dem Begriff Relaxation zusammengefaßt werden. Jedes Atom im Grundzustand besitzt - da das Gesamtdrehmoment  $\vec{J}$  nicht verschwindet - ein magnetisches Moment. Mit unterschiedlichen magnetischen Quantenzahlen sind nicht nur unterschiedliche Energiezustände (siehe 1.26) verbunden, sondern auch verschiedene magnetische Momente  $\vec{\mu}$  (Richtungsquantelung, Orientierung im Magnetfeld). Für ein Atom im Zustand  $^2S_{1/2}$ ,  $m_J = +1/2$  bedeutet dies, daß die z-Komponente des Spins  $\vec{S}_z$  (= z-Komponente des Gesamtdrehimpuls  $\vec{J}_z$ , da  $\vec{L} = 0$  für  $^2S_{1/2}$ ) und das äußere Magnetfeld  $\vec{B}$  parallel stehen, während für den Fall eines Atomes im Zustand  $^2S_{1/2}$ ,  $m_J = -1/2$  Spin und Feld antiparallel sind. Sind die Zeeman-Niveaus des Grundzustandes gleich besetzt, gilt also  $N_- = N_+$ , so verschwindet für ein Ensemble das makroskopische magnetische Moment  $\vec{M}_z$ :

$$|\vec{M}_z| = |\vec{\mu}_z \cdot (N_+ - N_-)| = 0 \quad (3.2)$$

Durch das optische Pumpen werden jedoch die Besetzungszahlen geändert. Das gepumpte Ensemble trägt ein makroskopisches magnetisches Moment, man spricht von

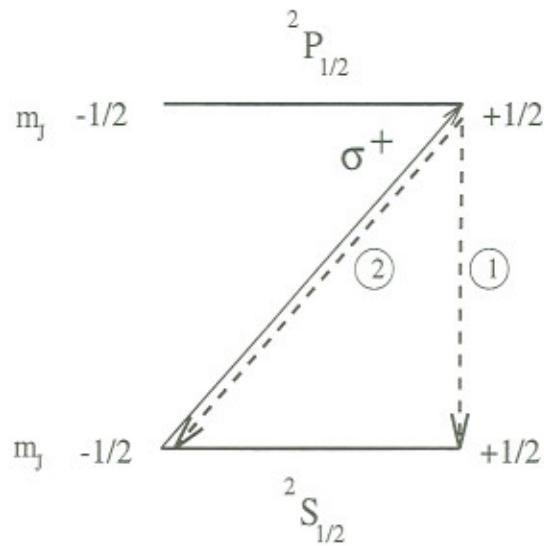


Abbildung 3.4: Optisches Pumpen unter Einstrahlung von  $\sigma^+$ -Licht

Polarisation oder Ausrichtung des Ensembles. Die Polarisation ist dabei definiert als:

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (3.3)$$

Wie schon erwähnt, ist eine vollständige Polarisation eines Ensembles experimentell nicht möglich, da Relaxationsprozesse die Ausrichtung wieder zerstören. Ohne zunächst auf die Ursache der Relaxation einzugehen, wird dennoch ihr Einfluß auf die Dynamik des optischen Pumpens untersucht. Um die den Pump- und Relaxationsprozeß beschreibenden Gleichungen aufzustellen, wird wieder angenommen,  $N_+$  und  $N_-$  seien die Besetzungszahlen der Zeeman-Niveaus des Grundzustandes  ${}^2S_{1/2}$  von Rubidium,  $n = N_+ - N_-$  sei die Differenz der Besetzungszahlen, während  $N = N_+ + N_-$  die Gesamtzahl der Atome sein soll. Befinden sich alle Atome des Ensembles durch optisches Pumpen in einem Zeeman-Niveau, so wird die Zahl  $n$  maximal, für die Gleichverteilung über beide Niveaus ist  $n$  gleich Null, somit kann  $n$  als Maßzahl für die Effizienz des Pumprozesses dienen.

Zunächst betrachtet man Pump- und Relaxationsprozeß getrennt, um dann anschließend aus einer Überlagerung beider Vorgänge Einsicht in den "Orientierungsprozeß" zu gewinnen. Der Pumpprozeß wird bestimmt durch die Intensität des eingeschalteten Lichtes<sup>5</sup> und die Anzahl der Atome, die sich im zu pumpenden Zustand befinden, also hier z.B. Atome im Grundzustand mit der magnetischen Quantenzahl  $m_J = -1/2$ <sup>6</sup> ("Je mehr vorhanden ist, desto mehr kann gepumpt werden"). Beschrieben wird der Pumpprozeß von Atomen aus dem Zustand  ${}^2S_{1/2}, m_J = -1/2$  in den Zustand  ${}^2S_{1/2}, m_J = +1/2$  durch [4]:

$$-dN_- = \alpha W_{12}^{ind} N_- dt \quad (3.4)$$

$W_{12}^{ind}$  ist die Wahrscheinlichkeit eines elektrischen Dipolüberganges durch induzierte

<sup>5</sup>Es wird die Annahme gemacht, daß  $\sigma_+$ -Licht eingestrahlt wird.

<sup>6</sup>Nur diese Atome können  $\sigma_+$ -Licht absorbieren.

Absorption,  $\alpha$  eine Zahl kleiner 1, die der Tatsache Rechnung trägt, daß nur ein Bruchteil der angeregten Atome in den Zustand  $^2S_{1/2}, m_J = +1/2$  zurückfällt<sup>7</sup>. Die aus dem Niveau  $m_J = -1/2$  herausgepumpten Atome gelangen in das Niveau  $m_J = +1/2$  und somit gilt  $dN_+ = -dN_-$ . Nach Gleichung (2.4) ist  $W_{12}^{ind}$  der spektralen Energiedichte (der eingestrahlten Lichtintensität fester Frequenz) proportional und (3.4) läßt sich schreiben:

$$dN_- = -aIN_-dt \quad (3.5)$$

$a$  ist eine Proportionalitätskonstante und  $I$  stellt die Lichtintensität dar. Da gilt  $n = N_+ - N_-$ , schreibt man:

$$dn = dN_+ - dN_- = 2aIN_-dt \quad (3.6)$$

Ersetzt man noch  $N_-$  durch die Gesamtzahl der Atome  $N$  gemäß  $N_- = \frac{1}{2(N-n)}$  und führt die *Pumpzeit*  $T_P = \frac{1}{aI}$  ein, so erhält man die Differentialgleichung des reinen Pumpprozesses:

$$\left( \frac{dn}{dt} \right)_{Pump} = \frac{N - n}{T_P} \quad (3.7)$$

Bei Abschalten des eingestrahlten Lichtes werden Relaxationsprozesse die durch optisches Pumpen erreichte Differenz der Besetzungszahlen ausgleichen,  $n$  wird also von einem endlichen Wert gegen Null streben. Dieser Relaxationsvorgang soll folgender Differentialgleichung gehorchen<sup>8</sup> [4]:

$$\left( \frac{dn}{dt} \right)_{Relax} = -\frac{n}{T_R} \quad (3.8)$$

Die Zeitkonstante  $T_R$  ist die (longitudinale) Relaxationszeit, welche den Relaxationsprozeß charakterisiert. Die Lösung der Differentialgleichung mit der Anfangsbedingung  $n(0)$  lautet:

$$n(t) = n(0) \exp \left( -\frac{t}{T_R} \right) \quad (3.9)$$

Da das (mittlere) makroskopische magnetische Moment definiert ist durch

$$\langle \vec{M}_z \rangle = |\vec{\mu}_z| \cdot (N_+ - N_-) = |\vec{\mu}_z| \cdot n \quad (3.10)$$

ist mit einer Abnahme von  $n$  auch eine Verringerung des magnetischen Momentes verbunden, dieses zerfällt exponentiell gemäß :

$$\langle \vec{M}_z(t) \rangle = \langle \vec{M}_z(0) \rangle \exp \left( -\frac{t}{T_R} \right) \quad (3.11)$$

Relaxationsprozesse laufen natürlich nicht nur bei abgeschaltetem Pumplicht ("im Dunkeln") ab, sondern vielmehr überlagern sich Pumpprozeß und Relaxation während Licht in ein Ensemble eingestrahlt wird. Dieser Orientierungsprozeß wird durch eine

<sup>7</sup>Für dieses Beispiel gilt  $\alpha = 1/3$ .

<sup>8</sup>In einem realen Experiment relaxiert das System nicht immer nach einer einfachen Exponentialfunktion.

Differentialgleichung beschrieben, die aus einer Kombination von (3.7) und (3.8) entsteht:

$$\left( \frac{dn}{dt} \right)_{\text{Orient}} = \frac{N - n}{T_P} - \frac{n}{T_R} \quad (3.12)$$

Bei fortwährender Einstrahlung von Pumplicht wird sich asymptotisch ein dynamisches Gleichgewicht einstellen, in dem sich Pump- und Relaxationsprozesse die Waage halten, d.h. es gilt  $\frac{dn}{dt} = 0$ . Die Differenz der Besetzungszahlen  $n$  nimmt dann ein Maximum an:

$$\frac{dn}{dt} = 0 \Rightarrow n_{\max} = \frac{N}{1 + \frac{T_P}{T_R}} \quad (3.13)$$

Die Polarisation des Ensemble (Gleichung 3.3) lässt sich umschreiben:

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{n}{N} \quad (3.14)$$

Somit ist die maximale Polarisation im dynamischen Gleichgewicht gegeben durch:

$$P_{\max} = \frac{1}{1 + \frac{T_P}{T_R}} \quad (3.15)$$

Man sieht, daß kurze Pumpzeiten  $T_P$  und lange Relaxationszeiten  $T_R$  zu einem Zustand starker Polarisation führen, überwiegt dagegen die Relaxation, so kann das Ensemble nur schwach polarisiert werden. Um die zeitliche Entwicklung der Differenz der Besetzungszustände  $n$  - und somit der Polarisation - zu beschreiben, löst man die umgeformte Gleichung (3.12):

$$\left( \frac{dn}{dt} \right)_{\text{Orient}} = \frac{N}{T_P} - n \left( \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R} \right) = \frac{N}{T_P} - \frac{n}{\tau} \quad (3.16)$$

Für die Zeitkonstante des Orientierungsprozesses  $\tau$  gilt:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R} \quad (3.17)$$

Eine Lösung für (3.16) erhält man, wenn man zuerst die allgemeine homogene Differentialgleichung löst, welche zum Typ "getrennte Variablen" gehört und dann mittels "Variation der Konstanten" eine Lösung der inhomogenen Gleichung gewinnt:

$$\frac{dn}{dt} + \frac{n}{\tau} = 0 \quad \text{homogene Gleichung} \Leftrightarrow \frac{dn}{n} = -\frac{dt}{\tau}$$

Integrieren beider Seiten liefert die allgemeine Lösung des homogenen Systems:

$$n(t) = C \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right) \quad (3.18)$$

Ersetzt man die Konstante  $C$  durch eine passende Funktion  $C(t)$ , so erhält man eine Lösung der inhomogenen Differentialgleichung. Mit  $n(t=0) = n_0$  (Anfangsbedingung) lautet diese:

$$n(t) = \left( n_0 - \frac{N\tau}{T_P} \right) \exp \left( -\frac{t}{\tau} \right) + \frac{N\tau}{T_P}$$



Dies läßt sich noch umschreiben:

$$n(t) = \left( n_0 - \frac{N}{1 + \frac{T_p}{T_R}} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{N}{1 + \frac{T_p}{T_R}} \quad (3.19)$$

$$= (n_0 - n_{max}) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + n_{max} \quad (3.20)$$

Erfolgt das optische Pumpen aus dem statistischen Gleichgewicht heraus, d.h. gilt  $n(t = 0) = 0$ , vereinfacht sich (3.20):

$$n(t) = n_{max} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (3.21)$$

Teilt man obige Gleichung durch die Anzahl  $N$  der Atome des Ensembles, so erhält man die zeitliche Entwicklung der Polarisierung:

$$\frac{n(t)}{N} = P(t) \quad (3.22)$$

In den Betrachtungen dieses Abschnittes wurde der Einfluß des Kernspins nicht berücksichtigt, nun wird der Pumpprozess bei Rubidium unter Vorhandensein einer Hyperfeinstruktur untersucht.

## 3.2 Optisches Pumpen bei Rubidium

### 3.2.1 Zeeman-Pumpen

In Abschnitt (1.4) und (1.5) wurde die Hyperfeinstruktur des  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$  Überganges vom Rubidium und deren Aufspaltung in Zeeman-Niveaus betrachtet. Strahlt man zirkular polarisiertes Licht (etwa Licht der  $D_1$ -Linie einer Rubidium-Dampflampe mit  $\lambda = 794,76\text{nm}$ ) parallel zu einem äußeren Magnetfeld in ein Ensemble von Rubidiumatomen, so werden prinzipiell die Spins in eine Vorzugsrichtung ausgerichtet (Zeeman-Pumpen). Gegenüber dem optischen Pumpen im vereinfachten Modell (Feinstrukturterme werden angeregt) müssen jetzt wesentlich mehr Niveaus in Betracht gezogen werden. Für Übergänge zwischen Zeeman-Niveaus der Hyperfeinstruktur gelten folgende Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung:

- $\Delta F = 0, \pm 1$  ( $F = 0 \leftrightarrow F = 0$  ist verboten)
- $\Delta m_F = 0, \pm 1$

Abb.3.5 zeigt das Polarisationsschema der  $D_1$ -Linie für das Isotop  $^{87}\text{Rb}$  unter Berücksichtigung des Kernspins (Zur Übersicht sind nur zwei mögliche Übergänge eingezeichnet). Durch Absorption von  $\sigma^+$ -Licht werden Atome aus dem Grundzustand in Zeeman-Niveaus des ersten angeregten Zustandes gebracht. Da sich bei der Absorption von  $\sigma^+$ -Licht die magnetische Quantenzahl  $m_F$  um eine Einheit erhöhen muß, können nur solche Atome angeregt werden, die sich nicht im Zustand  $^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$  befinden. Beim Zerfall eines angeregten Zustandes gilt für die

magnetische Quantenzahl nach den Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung:  $m_F = 0, \pm 1$ . Obwohl der Pumpvorgang gegenüber der Betrachtung im vereinfachten Modell an Effizienz verloren hat, werden sich tendenziell immer mehr Atome im Zustand  $^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$  anreichern.

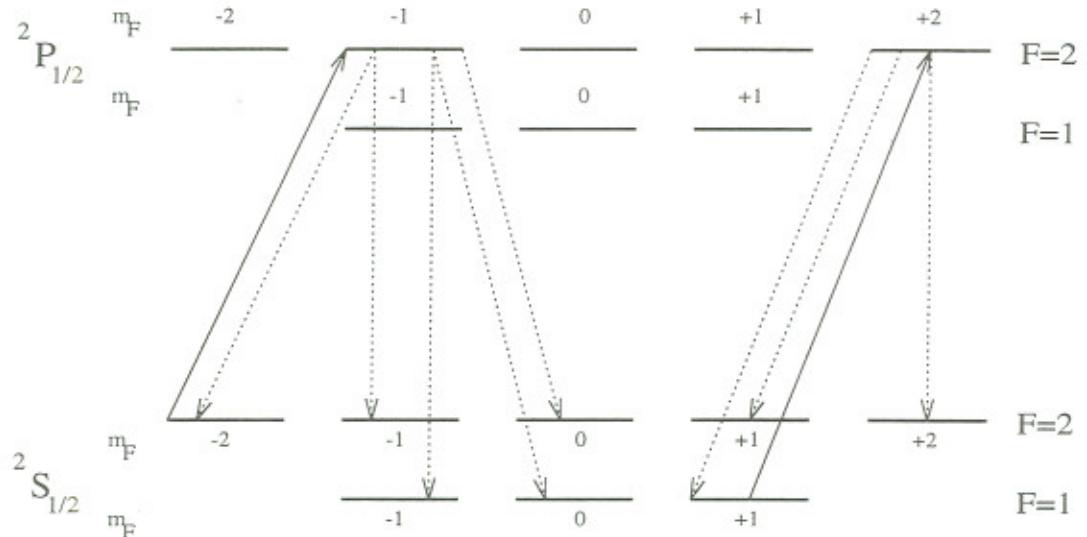


Abbildung 3.5: Polarisationsschema von  $^{87}\text{Rb}$  unter Einstrahlung von  $\sigma^+$ -Licht bei Berücksichtigung des Kernspins

Entsprechend gilt für das leichtere Rubidiumisotop  $^{85}\text{Rb}$ , daß der Zustand  $^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3$  angereichert wird, während die anderen Niveaus des Grundzustandes zunehmend entvölkert werden. Wieder sei erwähnt, daß mit dem Pumpprozeß konkurrierende Relaxationsprozesse versuchen, die Polarisation auszugleichen. In einem Artikel berechnete W.Bruce Hawkins 1969 [10] die Übergangswahrscheinlichkeiten der einzelnen Zeeman-Niveaus von  $^{85}\text{Rb}$  bei Einstrahlung von  $\sigma^+$ -Licht ( $D_1$ -Linie) einer Rubidium-Dampf Flamme. Abb.3.6 zeigt die von ihm daraus abgeleitete zeitliche Entwicklung der Besetzungswahrscheinlichkeit der Zeeman-Niveaus des Grundzustandes bei Einstrahlung von resonantem  $\sigma^+$ -Lichtes. Hawkins benutzte folgende Formel:

$$\frac{dp_i}{dt} = \beta_0 \left( \sum_j B_{ij} p_j + \rho \right) \quad (3.23)$$

Hierbei ist  $p_j$  die Wahrscheinlichkeit ein Atom im Zustand  $i$  zu finden,  $B_{ij}$  die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Zustand  $i$  in einen Zustand  $j$ ,  $\beta_0$  die durchschnittliche Absorptionswahrscheinlichkeit des eingestrahlten Lichtes für ein Atom pro Zeiteinheit (abhängig von der spektralen Intensität, siehe auch Abschnitt 2.1.2) und  $\rho = \frac{1}{16T\beta_0}$ , wobei  $T$  die Relaxationszeit für den Grundzustand ist.

Deutlich zu sehen ist in Abb.3.6, wie die anfängliche statistische Gleichverteilung der zwölf Niveaus durch den Pumpvorgang (Zeeman-Pumpen) verändert wird, so daß der Zustand  $^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3$  aus anderen Niveaus heraus immer stärker besetzt wird, bis eine vollständige Polarisation (Ausrichtung der Spins im Magnetfeld) erreicht wird.

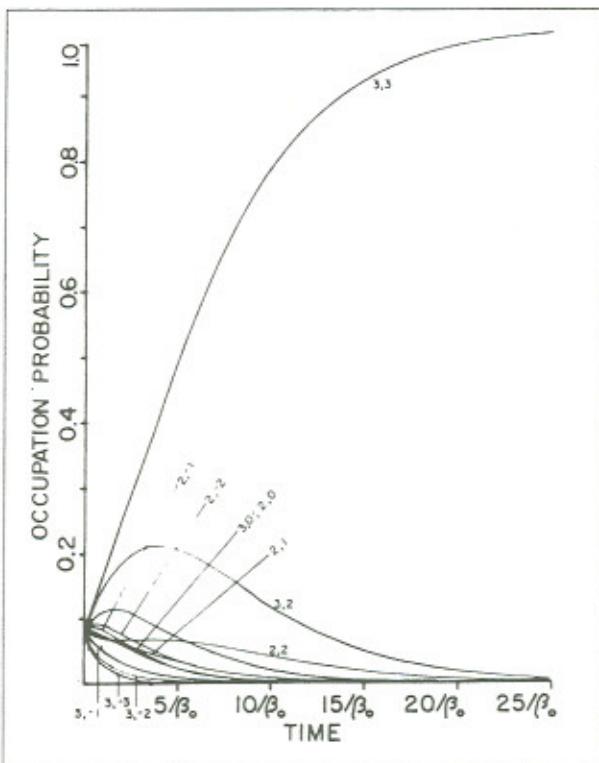


Abbildung 3.6: Zeitliche Entwicklung der Besetzungswahrscheinlichkeit für Zeeman-Niveaus des Grundzustandes von  $^{85}\text{Rb}$  (Unter Einstrahlung von resonantem  $\sigma^+$ -Licht mit  $\lambda = 794,7\text{nm}$ ). Die Zeitskala ist auf die einfallende Lichtmenge  $\beta_0$  bezogen, die Zahlenpaare der Graphen bedeuten die Quantenzahlen  $F, m_F$  eines Zustandes.

### 3.2.2 Hyperfein-Pumpen

Wird durch Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht die Besetzung von Zeeman-Niveaus verändert (Atome in einem äußeren Magnetfeld ausgerichtet), so redet man von "Zeeman-Pumpen". Wie noch gezeigt wird - bisher wurden nur wenige Worte darüber verloren, wie diese Änderung der Besetzungszahlen genutzt werden kann! - ist diese Form des optischen Pumpens die Voraussetzung für eine Reihe empfindlicher Messungen, etwa der Bestimmung des Kernspins verschiedener Isotope oder dem Nachweis schwacher Magnetfelder.

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, wie ein Ensemble von Atomen mit vorhandener Hyperfein-Struktur ( $^{85}\text{Rb}$ ) durch Einstrahlen von resonantem  $\sigma^+$ -Licht vollständig polarisiert wurde, d.h. nach endlicher Zeit sich alle Atome in Grundzustand mit den höchsten Quantenzahlen  $F, m_F$  befinden. Konsequenterweise wird dadurch der gesamte HFS-Term mit niedrigerer Quantenzahl  $F$  entvölkert.

Um eine Abweichung von der statistischen Besetzung zwischen HFS-Termen zu erreichen, genügt die Einstrahlung von linear polarisiertem Licht. Der Pumpprozeß zwischen HFS-Termen soll mit "Hyperfein-Pumpen" bezeichnet werden. Die Voraussetzung für Hyperfein-Pumpen ist, daß die Pumpquelle Licht in einem schmalen Frequenzband emittiert. Durch Einstrahlen von Licht soll nur ein Übergang zwischen einem HFS-Term des Grund- und des angeregten Zustandes induziert werden.

Da in diesem Versuch "Optisches Pumpen" eine Laserdiode<sup>9</sup> verwendet wird, und der Abstand - ohne Berücksichtigung der Doppler- und Druckverbreiterung - der HFS-Terme im Grundzustand für  $^{85}Rb$  3,036GHz und für  $^{87}Rb$  6,83GHz beträgt (siehe Kapitel 1), ist diese Situation bedingt für das vorliegende Experiment gegeben. Für den Zweck des Versuches - es sollen Spinzustände ausgerichtet werden - ist der Effekt des Hyperfein-Pumpens ungewollt, da die maximale Polarisierbarkeit des Ensembles erniedrigt wird. Dies möchte ich kurz etwas näher erläutern.

Angenommen ein Ensemble von  $^{87}Rb$  Atomen wird mit  $\sigma^+$ -Licht bestrahlt. Die Frequenz des eingestrahlten Lichtes soll so gewählt sein, daß lediglich Übergänge zwischen den verschiedenen Zeeman-Niveaus des Grundzustand-Termes  $^2S_{1/2}, F = 2$  und den Zeeman-Niveaus des Termes  $^2P_{1/2}, F = 2$  möglich sind<sup>10</sup>. Nach den Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung ( $\Delta F = 0, \pm 1$ ) kann ein angeregtes Atom auch durch spontane Emission in den Zustand  $^2S_{1/2}, F = 1$  zurückkehren. Atome in diesem Zustand können jedoch nicht mehr gepumpt werden, da kein Licht "passender" Frequenz eingestraht wird! Läßt man wiederum einen Relaxationsprozeß (zwischen HFS-Termen) außer acht, so wird der HFS-Term  $^2S_{1/2}, F = 2$  vollständig leergepumpt, ohne jedoch eine wesentliche Ausrichtung der Spins erreicht zu haben. Abhängig von genauen Übergangswahrscheinlichkeiten durchlaufen viele Atome nur einen Pumpzyklus. Stellt sich schließlich ein stationärer Zustand ein, so befinden sich fast alle Atome im Zustand  $^2S_{1/2}, F = 1 (m_F = 0, \pm 1)$  und nur wenige im Zustand  $^2S_{\frac{1}{2}}, F = 2, m_F = +2$  (Zustand mit den höchsten Quantenzahlen  $F, m_F$ ), d.h. die Polarisierung ist im Vergleich zu einem Experiment mit breitbandiger Anregung ( $D_1$ -Linie einer Rb-Dampflampe) geringer geworden.

Dieses Problem kann natürlich umgangen werden, setzt man *zwei* Laser zum Pumpen ein, die Licht geeigneter Frequenz emittieren. Relaxationsvorgänge zwischen HFS-Termen und Linienverbreiterungseffekte ermöglichen in diesem Experiment ein Zeeman-Pumpen mit einem Laser, d.h. eine Ausrichtung von Spinzuständen ist möglich.

### 3.3 Relaxationsprozesse

Ein Ensemble von Atomen, welches durch optisches Pumpen in einem Magnetfeld ausgerichtet wird, erreicht nach einiger Zeit einen dynamischen Gleichgewichtszustand, wie in Abschnitt 3.1.2 geschildert wurde. Dem optischen Pumpen entgegen wirken Relaxationsprozesse, welche die Atome wieder statistisch über alle Zeeman-Niveaus verteilen. In Abschnitt 3.1.2 wurde die Relaxation - ein Zurückkehren in den Zustand der statistischen Gleichbesetzung - durch eine Exponentialfunktion mit Zeitkonstante  $T_R$  (longitudinale Relaxationszeit) beschrieben. Relaxation wird durch vielfältige Mechanismen vorangetrieben, die hauptsächliche Rolle spielen verschiedene Stöße, die ein Rb-Atom erleiden kann. Der gesamte Relaxationsvorgang setzt sich meist auf komplizierte Weise aus mehreren Prozessen zusammen, die

---

<sup>9</sup>Die Halbwertsbreite der Diode ist nicht genau bekannt, jedoch in der Größenordnung von 100MHz.

<sup>10</sup>Der energetische Abstand der Zeeman-Niveaus im schwachen Magnetfeld ist um etwa 4 Größenordnungen kleiner als der Abstand der HFS-Terme im Grundzustand mit  $F = 1$  und  $F = 2$ .

wiederum von Parametern wie die Homogenität äußerer Magnetfelder, Druck und Reinheit des sogenannten "Puffergases", Bildung von molekularen Strukturen, etc. abhängen können. Auch können verschiedene Meßgrößen eines Atoms auf verschiedene Weise relaxieren. Eine sehr ausführliche und anspruchsvolle Abhandlung findet man bei William Happer, "Optical Pumping" [8]. Einige, für den vorliegenden Versuch relevante Prozesse werden näher betrachtet und die Ursache der Relaxationsmechanismen bestimmt. Abb. 3.7 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Experimentes zum optischen Pumpen.

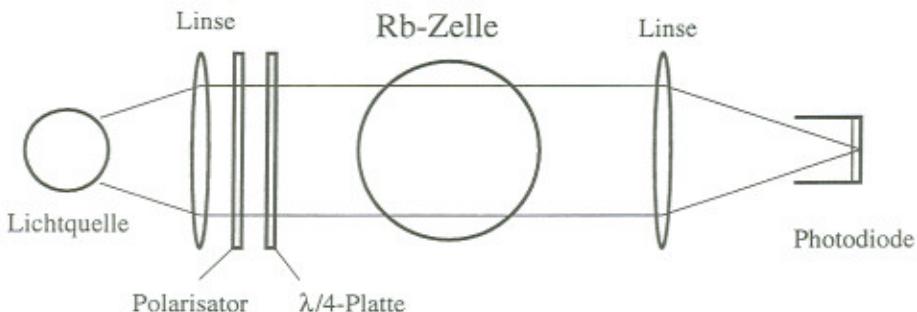


Abbildung 3.7: Prinzipieller Aufbau eines Experimentes zum optischen Pumpen

Die Lichtquelle in diesem Experiment ist eine Laserdiode, die in der Frequenz des emittierten Lichtes im Bereich um  $795\text{nm}$  verstimmbar ist. Das  $\lambda/4$ -Plättchen wandelt das linear polarisierte Licht der Diode in zirkularpolarisiertes um. Mit der Photodiode wird das durch die Rubidiumzelle transmittierte Licht gemessen. Die Rubidiumzelle besteht aus Glas, eingeschlossen darin befindet sich ein Tröpfchen metallisches Rubidium im natürlichen Isotopengemisch, welches einen Schmelzpunkt von  $39,27^\circ\text{C}$  besitzt [19] und bei  $299\text{K}$  mit einem Dampfdruck von  $2 \cdot 10^{-5}\text{Pa}$  auch gasförmig vorliegt [11]. Die mittlere Geschwindigkeit  $\langle v \rangle$  eines solchen Rubidiumatoms lässt sich nach folgender Formel bestimmen [5]:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\left(\frac{8kT}{\pi m}\right)} \quad (3.24)$$

$T$  ist die absolute Temperatur,  $k$  die Boltzmann-Konstante und  $m$  die Masse des Teilchens. Für ein Rb-Atom ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit bei  $T = 299\text{K}$  von etwa  $270\text{ms}^{-1}$ . Verwendet man eine evakuierte, kugelförmige Rb-Zelle mit einem Durchmesser von  $50\text{mm}$ , so beträgt die mittlere Flugzeit eines Rubidiumatoms bis zum Auftreffen an der Glaswand etwa  $0,1\text{ms}$ . Was geschieht, wenn ein Rubidiumatom die Zellwand erreicht?

Für kurze Zeit kann das Atom an der Zellwand verharren und ist dort starken lokalen magnetischen und elektrischen Feldern der Ionen der Wand ausgesetzt. Die Orientierung des magnetischen Momentes zu einem äußeren Magnetfeld wird hierbei vollkommen zerstört: Die Polarisation wird abgebaut [4]. Die mittlere Flugzeit eines Rubidiumatoms im Hochvakuum ist zu klein, um durch optisches Pumpen eine nennenswerte Polarisation zu erreichen. Die Lösung dieses Problemes war - wie so oft - dem Zufall zu verdanken. Die Pariser Forschungsgruppe unter Kastler führte

1955 Experimente durch, um durch Einstrahlen von Licht Besetzungsunterschiede verschiedener atomarer Niveaus zu erzielen. Ein defektes Vakuum-System sorgte dafür, daß die Resonanzzellen mit Wasserstoff gefüllt wurden, anstatt leergepumpt zu werden [16]. Bei Benutzung dieser Zellen im Experiment konnten nun deutliche Signale gemessen werden: Die Gasfüllung erhöhte die Relaxationszeit. Durch den zugesetzten Wasserstoff wurde die mittlere freie Weglänge der *Rb*-Atome stark herabgesetzt, wobei Stöße zwischen den Atomen des Gases und *Rb*-Atomen einen deutlich geringeren Einfluß auf die Polarisation des Ensembles zeigten, als Stöße mit der Wand. Als effektive "Puffer" werden heute Edelgase in Resonanzzellen eingesetzt, so findet etwa Krypton<sup>11</sup> Verwendung im vorliegenden Versuch<sup>12</sup>. Die Größe der erreichbaren Relaxationszeiten hängt entscheidend vom Druck und der Art des Puffergases ab. In den folgenden zwei Abschnitten wird die Zeitkonstante  $T_R$  aus den Daten des Puffergases und der Zellgeometrie theoretisch bestimmt.

### 3.3.1 Diffusion zur Wand

Zunächst soll angenommen werden, daß die Rubidiumzelle mit einem Puffergas gefüllt sei, das die Polarisation des Ensembles nicht stört, d.h. Stöße zwischen Gasatomen und gepumpten *Rb*-Atomen sollen keinen Einfluß auf die Ausrichtung im Magnetfeld haben. Die Gasatome stellen Hindernisse für den Flug eines *Rb*-Atoms zur Containerwand dar. Bei genügend hohem Druck des Puffergases wird die mittlere freie Weglänge eines *Rb*-Atomes kleiner als die Dimensionen der Zelle, und die Bewegung kann als Diffusion beschrieben werden. Da Kollisionen mit der Zellwand als einziger Relaxationsmechanismus angenommen wird, kann der Zerfall des Besetzungszahlen-Unterschiedes  $n$  durch folgende Differentialgleichung beschrieben werden [4]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n \quad (3.25)$$

$D$  ist der Diffusionskoeffizient von Rubidiumatomen in einem Puffergas des Druckes  $p$ . Ist für einen bestimmten Druck  $p_0$  des Puffergases der Diffusionskoeffizient  $D_0$  bekannt, so läßt sich  $D$  für den Druck  $p$  berechnen:

$$D = \frac{D_0 p_0}{p} \quad (3.26)$$

Tabelle 3.2 enthält  $D_0$  für Rubidium in verschiedenen Edelgasen. Unter der Annahme, daß die vorhandene Orientierung eines *Rb*-Atomes beim Stoß an der Zellwand vollständig verlorengeht, kann die longitudinale Relaxationzeit mit der Zerfallsrate  $\frac{1}{T_D}$  der Grunddiffusionsmode für eine vorgegebene Zellgeometrie gleichgesetzt werden. Für eine kugelförmige Zelle mit dem Durchmesser  $d$  ergibt sich somit [4]:

$$\frac{1}{T_D} = \frac{D_0 p_0}{p} \left( \frac{2\pi}{d} \right)^2 \quad (3.27)$$

---

<sup>11</sup>Geplant ist der Einsatz einer weiteren Zelle, die mit Neon gefüllt ist.

<sup>12</sup>Eine weitere Möglichkeit, die Relaxationszeit zu erhöhen besteht darin, die Wand der Rubidiumzelle dünnenschichtig mit bestimmten langketten Paraffinen wie Eikosan ( $C_{40}H_{82}$ ) oder Tetrakontan ( $C_{40}H_{82}$ ) auszukleiden [7].

Puffergas	$D_0 [cm^2 s^{-1}]$
Helium	0,7
Neon	0,5
Argon	0,4
Krypton	0,16
Xenon	0,13

Tabelle 3.2: Diffusionskoeffizienten  $D_0$  für Rubidium in Puffergasen bei dem Druck  $p_0 = 101,3 kPa$  [4]

Für Zylinderzellen der Länge  $l$  und des Durchmessers  $d$  lautet die Lösung [25]:

$$\frac{1}{T_D} = \frac{D_0 p_0}{p} \left[ \left( \frac{4,81}{d} \right)^2 + \left( \frac{\pi^2}{l} \right) \right] \quad (3.28)$$

### 3.3.2 Depolarisation durch Puffergasstöße

Aus den Gleichungen 3.27 und 3.28 wäre zu erwarten, daß mit steigendem Druck die Relaxationszeit zunähme. Experimente, die W.Franzen 1959 [7] durchführte, ließen jedoch erkennen, daß eine Erhöhung des Puffergasdruckes zwar zunächst eine etwa lineare Steigerung der Relaxationszeit bewirkte, dann jedoch ein Maximum erreicht wurde und  $T_R$  danach wieder abnahm. Abbildung 3.8 zeigt die Abhängigkeit der longitudinalen Relaxationszeit von gepumptem Rubidium als Funktion des Druckes für verschiedene Puffergase wie sie von Franzen bestimmt wurde. Die Relaxationszeit in Millisekunden ist doppellogarithmisch gegen den Puffergasdruck in  $cmHg = 1 Torr = 133,3 Pa$  aufgetragen. Je leichter (und kleiner) die Atome des Puffergases, desto längere Relaxationszeiten konnten erreicht werden. Beste Resultate wurden mit einer Neonfüllung und Tetrakontanauskleidung der Zelle erreicht. Als Pumpquelle benutzte Franzen eine Rubidiumdampflampe, die zylindrische  $Rb$ -Zelle mit Länge  $l = 20 cm$  und einem Durchmesser  $d$  von etwa  $4 cm$  wurde bei  $47^\circ C$  betrieben. Das Experiment zeigte, daß zusätzliche Relaxationsmechanismen als bisher angenommen wirksam sein müssen und selbst die vollständig nichtmagnetischen Edelgase keine perfekten Puffer sind. Dehmelt war der erste, der 1957 den Depolarisations-Wirkungsquerschnitt für Natrium in Argon ermittelte [9], Franzen unternahm dann 1959 Messungen für  $Rb$  und  $Cs$  in verschiedenen Puffergasen.

In Tabelle 3.3 sind die über die Geschwindigkeit gemittelten Depolarisationsquerschnitte  $\sigma(\langle v_{rel} \rangle)^{13}$  der stabilen Edelgase für Rubidium zu finden [4], [8].

Warum die Edelgase nur eine geringe Neigung zeigen, die Orientierung eines Alkali-Atoms während eines Stoßes zu stören, kann damit erklärt werden, daß die Wellenfunktionen für den Grundzustand sowohl der Alkali- als auch der Edelgasatome kugelsymmetrisch ist. Relaxation (Neuorientierung) kann deshalb nur über schwache magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung oder Spin-Bahn-Wechselwirkung

<sup>13</sup>Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist eine energieabhängige Größe,  $\sigma(\langle v_{rel} \rangle)$  ist ein Mittelwert.

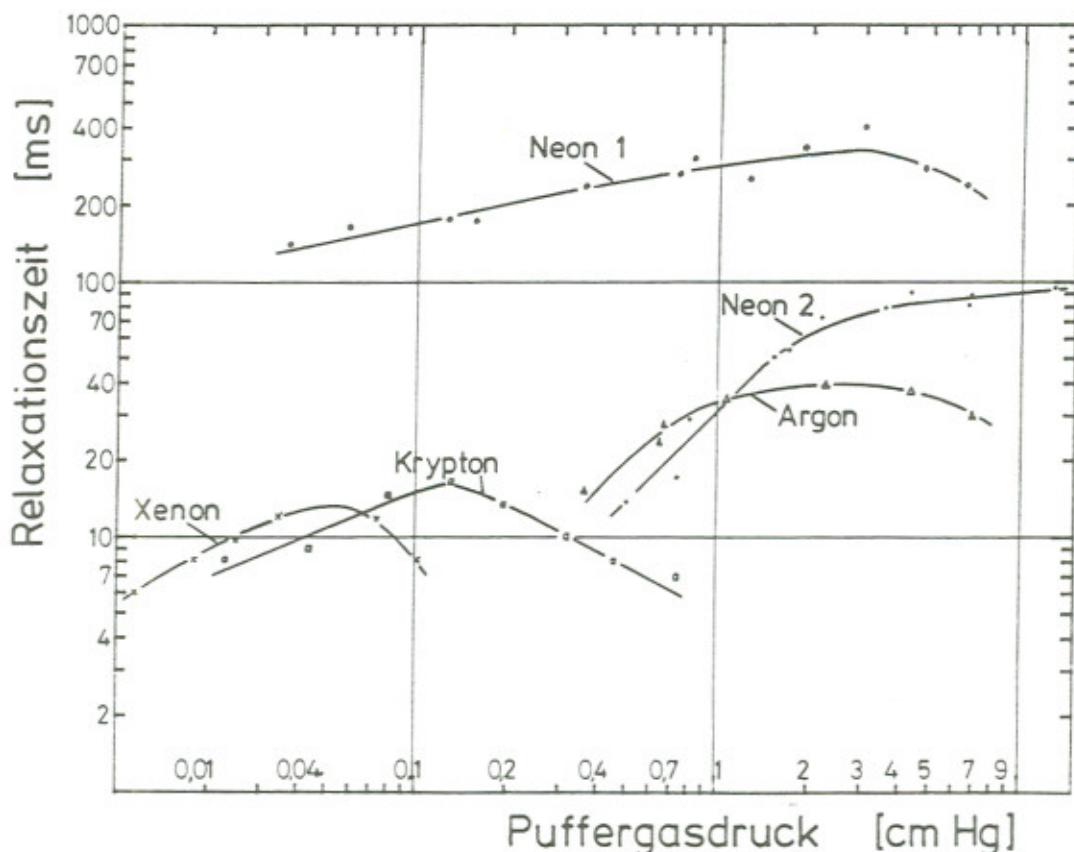


Abbildung 3.8: *Relaxationszeit als Funktion des Druckes (für verschiedene Puffergase), gemessen von Franzen, 1959 [7]*

zweiter Ordnung stattfinden [4]. Ein polarisiertes Rubidiumatom kann etwa  $10^9$  Stöße mit Heliumatomen durchführen, ohne die Polarisation zu verlieren, für Xenon sinkt diese Zahl um einen Faktor von ungefähr  $10^5$ .

Einen ersten Erklärungsversuch für die unterschiedlichen Depolarisationsquerschnitte der Edelgase lieferte 1962 Robert A.Bernheim [20]. Er schlug vor, daß das Valenzelektron eines Alkali-Atoms während des Stoßes mit einem Atom des Puffergases eine Spin-Bahn-Kopplung im elektrischen Feld des Edelgaskernes erfährt, welche eine Präzession des magnetischen Momentes induziert und somit eine Depolarisation bewirkt. Um numerische Resultate für die Besetzungszahlen des Grundzustandes im Gleichgewicht zu errechnen, machte F.A.Franz 1965 [11] den Vorschlag, daß während eines Alkali-Edelgas Stoßes Deformationen und Überschneidungen entstanden, die das Valenzelektron kurze, scharfe Spitzen des elektrischen Feldes erfahren ließen. Das Elektron sollte in der Zeit, in der es sich durch den Wechselwirkungsbereich bewegte, ein Spektrum von zufällig orientierten, oszillierenden Magnetfeldern sehen, "passende" Frequenzen könnten nun entweder das gesamte magnetische Moment des Atoms  $\mu_F$  oder das magnetische Moment des Valenzelektrons  $\mu_S$  neu orientieren und dadurch die vorhandene Ausrichtung zerstören.

Zur Berechnung der theoretischen Relaxationszeit wird nun sowohl Diffusion von Rb-

Puffergas	$\sigma(\langle v \rangle) [cm^2]$
Helium	$3,3 \cdot 10^{-25}$ (Franzen 1965)
Neon	$3,3 \cdot 10^{-24}$ (Franzen 1965)
Argon	$1,1 \cdot 10^{-22}$ (Franzen 1965)
Krypton	$2,3 \cdot 10^{-20}$ (Bouchiat 1969)
Xenon	$1,3 \cdot 10^{-19}$ (Franzen 1965)

Tabelle 3.3: Über die Geschwindigkeit gemittelte Depolarisations-Querschnitte der stabilen Edelgase für Rb

Atomen zur Zellwand durch ein Puffergas als auch Depolarisation durch Rb-Edelgas Stöße in Betracht gezogen. Unter der weiteren Annahme, daß nur Zwei-Körper-Stöße vorkommen, kann die Relaxationszeit  $T_R$  für eine kugelförmige Resonanzzelle berechnet werden [4]:

$$\frac{1}{T_R} = \frac{D_0 p_0}{p} \left( \frac{2\pi}{d} \right)^2 + N_0 \sigma(\langle v \rangle) \langle v_{rel} \rangle \left( \frac{p}{p_0} \right) \quad (3.29)$$

Hierbei bedeuten:

- $D_0$ = Diffusionskoeffizient für Rubidium in Puffergas bei Druck  $p_0$  in [ $cm^2 s^{-1}$ ]
- $p_0$ = Normaldruck =  $101,3 kPa$
- $p$ = Druck des Puffergases
- $d$ = Zellendurchmesser in [ $cm$ ]
- $N_0$ = Dichte der Puffergasatome bei Druck  $p_0$  und Zellentemperatur  $T$  in [ $cm^{-3}$ ][20]
- $\sigma(\langle v \rangle)$ = über die Geschwindigkeit gemittelter Depolarisationsquerschnitt für Puffergas und Rb
- $\langle v \rangle$ = mittlere relative Geschwindigkeit zwischen Gas- und Rb-Atomen in [ $cms^{-1}$ ]

### 3.3.3 Relaxation durch Spinaustausch

Noch nicht betrachtet wurde bisher, was geschieht, wenn zwei *Rubidiumatome* kollidieren. Unter Verwendung von Rb-Zellen, die mit Tetrakontan ausgekleidet, jedoch nicht mit einem Puffergas gefüllt waren, konnte ein linearen Zusammenhang zwischen Dampfdruck des Rubidiums und Relaxationszeit festgestellt werden [4, Bouchiat und Brossel, 1963]. Der zusätzlich wirksame Relaxationsprozeß konnte Rb–Rb-Stöße zugeschrieben werden, in denen die Valenzelektronen der beteiligten Atome einfach ihren Spin tauschen (und man deshalb von Spin-Austausch-Stößen

spricht). Obwohl das gesamte Ensemble die Polarisation des Elektronenspins bewahrt, führt dieser Prozeß zu einer Entkopplung von Kern- und Elektronenspin und ein schneller Besetzungsausgleich zwischen den beiden Hyperfeinniveaus  $F = I \pm \frac{1}{2}$  ist die Folge ( $\Delta F$ -Relaxation). Der Wirkungsquerschnitt für Spin-Austausch  $\sigma_{ex}$  ist recht groß, da die für den Prozeß verantwortliche Wechselwirkung elektrostatischer Natur ist. Für Rubidium gilt  $\sigma_{ex} = 1,9 \cdot 10^{-14} cm^2$ . Es ist anzunehmen, daß Spinaustausch zwischen *Rb*-Atomen zu einem Ausgleich der Besetzungszahlen beim Hyperfein-Pumpen führt.

# Kapitel 4

## Versuchsaufbau und Komponenten

### 4.1 Aufbau des Versuches

In diesem Kapitel wird der Aufbau und die Komponenten des Experiments “Optisches Pumpen mit Laserdioden” beschrieben. Seit 1985 wird das Experiment “Optisches Pumpen an Rubidium” im Freiburger Fortgeschrittenen-Praktikum mit einer Laserdiode betrieben; der Aufbau ging aus aus einem käuflichen Versuch der Firma Leybold-Heraeus hervor, wobei mehrere Komponenten speziell auf die Anforderungen des Praktikums zugeschnitten wurden. Das Ersetzen der Rubidiumdampflampe durch einen Diodenlaser erlaubte eine erweiterte Aufgabenstellung (Spektroskopie der Hyperfeinstruktur), doch gleichzeitig traten aufgrund der hohen spektralen Leistungsdichte des Lasers und der Schmalbandigkeit des emittierten Lichtspektrums neue Probleme auf (Entleeren von HFS-Termen). Im Rahmen einer Staatsexamensarbeit [17] wurde der Versuch teilweise überarbeitet. Weitere Modifikationen, die im Laufe der Jahre durchgeführt wurden, beeinträchtigten stark die Kompatibilität der eingesetzten Geräte und erschwerten die Versuchsdurchführung erheblich. Ein kompletter Neuaufbau soll diesen Mißstand beheben. Abb.4.8 zeigt schematisch den Aufbau des Versuches “Optisches Pumpen mit Laserdioden”.

Die optische Bank mit Laserdiode, Reiter für Zubehör, Zentraleinheit und Photodiode sind auf einer Wabenplatte montiert, um Störungen durch Erschütterungen gering zu halten. Durch Drehen des gesamten Aufbaus wurde versucht, Strahlengang und die Horizontalkomponente des äußeren Magnetfeldes<sup>1</sup> parallel auszurichten. Die Laserdiode ist mit gutem thermischen Kontakt auf einen Kühlkörper mit Peltierelement verschraubt. Die gesamte Einheit ist fest auf der optischen Bank aus stranggezogenem Aluminium montiert. Ein spezielles Netzgerät erlaubt die Regelung und Überwachung des Diodenstromes (siehe Kapitel 4.2.1). Die Temperatur der Laserdiode kann mit einem Peltierregler gewählt und justiert werden. Über Strom und Temperatur wird Einfluß auf die Frequenz des von der Diode emittierten Lichtes genommen. Mit Hilfe von Linse Eins ( $f = 50\text{mm}$ ) wird das Laserlicht parallel gerichtet<sup>2</sup>, Linse zwei ( $f = 150\text{mm}$ ) fokussiert den Strahl auf die Photodiode. Beide

<sup>1</sup>Das äußere Magnetfeld setzt sich aus Erdfeld, Streufeldern stromführender Leitungen und elektrischer Geräte zusammen. Ferner ist zu beachten, daß die Wabenplatte aus Stahl gefertigt ist und magnetisiert werden kann.

<sup>2</sup>Laserdioden erzeugen keinen gebündelten Lichtstrahl siehe Kap.4.2.1.

Linsen sind ebenso wie ein aus dem Strahlengang herausnehmbares Etalon auf beweglichen Reitern montiert und komfortabel über Mikrometerschrauben justierbar<sup>3</sup>. Auf feste Reiter aufsteckbar sind ein  $\lambda/4$ -Plättchen, ein Linearpolarisator, sowie ein Steckrahmen für Neutralfilter. Die Zentraleinheit dient der Aufnahme einer Rubidiumzelle. Mit Hilfe von vier Paaren von Helmholtzspulen kann das Magnetfeld variiert werden, in der sich die *Rb*-Zelle befindet: Drei Paare dienen zur Erzeugung bzw. Kompensation dem Strahlengang paralleler Magnetfelder (horizontale Felder), ein weiteres Paar erzeugt ein dazu senkrechttes Feld (vertikales Feld). In die kugelförmige Resonanzzelle kann über einen Sender Hochfrequenz eingestrahlt werden, welche mit einem Frequenzzähler gemessen wird. Das von der *Rb*-Zelle transmittierte Licht wird von einer Photodiode registriert; das Meßsignal wird verstärkt und kann mit dem Oszilloskop betrachtet werden. Zur Verringerung der Anstiegszeiten wird die Photodiode mit einer Vorspannung betrieben, die von einer 9V-Block Batterie geliefert wird. Der Strahlengang kann periodisch durch eine Chopperscheibe unterbrochen werden, welche auf die Achse eines Motors geflanscht ist. Angeschlossen an das Oszilloskop ist ein PC und ein Drucker; mit Hilfe des Programms "Pro-Scope" von Hameg können Schirmbilder ausgegeben, abgespeichert und gedruckt werden.

## 4.2 Die Komponenten

### 4.2.1 Die Laserdiode

In diesem Unterkapitel wird eine kurze Zusammenfassung über die Funktionsweise von Laserdioden (Diodenlaser, Halbleiterlaser) gegeben<sup>4</sup>, ferner werden einige Charakteristika der im Versuch eingesetzten Diode erläutert.

#### Funktionsweise

Halbleiterlaser sind eine Sonderform von Leuchtdioden<sup>5</sup>, sie gestatten es, elektrischen Strom direkt im Laserlicht umzuwandeln: Polt man einen p-n-Übergang in Durchlaßrichtung, so rekombinieren Elektronen und Löcher unter Emission von Licht. Um Laserbetrieb zu ermöglichen, muß eine Besetzungsinversion zwischen zwei Energiezuständen erzeugt werden. Der Laserübergang findet im Unterschied zu anderen Lasern nicht zwischen zwei diskreten Zuständen statt, sondern erfolgt zwischen dem sogenannten Valenz- und dem Leitungsband, welche jeweils aus einer sehr großen Zahl von eng beieinander liegenden Zuständen bestehen (Quasi-Kontinuum) und durch die Energielücke (engl.: bandgap)  $E_g$  getrennt sind. Die Wahrscheinlichkeit  $W(E)$  für die Besetzung eines Zustandes mit Energie  $E$  folgt aus der Fermi-Dirac-Statistik [5]:

$$W(E) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{E - F}{kT}\right) \right]^{-1} \quad (4.1)$$

---

<sup>3</sup>Gefertigt wurden diese Reiter von der Mechanikwerkstatt der Fakultät für Physik Freiburg nach Plänen des technischen Leiters des Praktikums.

<sup>4</sup>Ausführliche Darstellungen finden sich z.B. in [17], [5].

<sup>5</sup>Durch unerwünschte Alterungsprozesse kann sich ein Diodenlaser in eine LED umwandeln.

$F$  ist die Energie des Ferminiveaus,  $k$  die Boltzmann-Konstante und  $T$  die Temperatur. Für  $T = 0K$  stellt das Ferminiveau eine Grenze zwischen voll besetzten und leeren Zuständen dar. Im thermischen Gleichgewicht existiert eine Fermienergie, mit der die Besetzung von Valenz- und Leitungsband beschrieben werden kann (Abb.4.1, links). Die rechte Seite von Abb.4.1 zeigt den p-n-Übergang bei einer in Durchlaßrichtung angelegten Spannung  $V$  in Größenordnung der Bandlücke ( $V \approx E_g/e$ ): Elektronen und Löcher können innerhalb der p-n-Grenzschicht rekombinieren und die Rekombinationsenergie in Form von Licht ausstrahlen [23]. Die Fermienergie  $F_n$  der n-Region ist gegenüber der Fermienergie  $F_p$  der p-Region verschoben, in einer schmalen Zone existieren sowohl Löcher als auch Elektronen, damit ist ein Bereich mit Besetzungsinversion realisiert [5]. Der Halbleiterlaser verhält sich für kleine Diodenströme zunächst wie eine LED, oberhalb eines gewissen Schwellstromes kann das Strahlungsfeld - verstärkt durch Vielfachreflexion zwischen den ebenen Endflächen des Kristalls - so stark werden, daß die Rekombination überwiegend durch induzierte Emission von stattfindet [23]. Die Laserintensität hängt stark vom Diodenstrom ab.

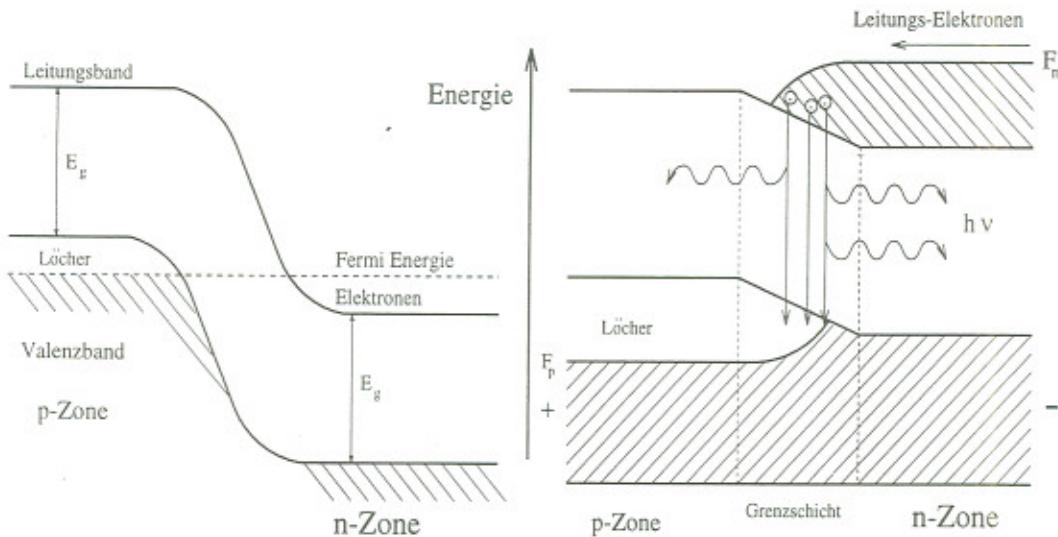


Abbildung 4.1: Trennschema zur Illustration des Grundprinzips einer Laserdiode, (links) pn-Grenzschicht ohne äußere Spannung, (rechts) in Durchlaßrichtung angelegte Spannung [23].

Der zur Erzeugung von Laserlicht notwendige optische Resonator besteht aus den planparallelen und polierten Endflächen des Halbleiterkristalls, welche einen Fabry-Perot Resonator bilden. Dank des hohen Brechungsexponenten ( $n = 3,6$  für GaAs) müssen diese Flächen nicht verspiegelt werden, am Halbleiter-Luft Übergang tritt bereits eine Reflexion von  $\sim 32\%$  auf. Um Laseroszillationen in unerwünschte Richtungen zu unterdrücken, werden die anderen Kristall-Endflächen rauh belassen (Abb.4.2).

Beträgt die Länge des Kristalles  $L$ , so werden die möglichen Longitudinalmoden<sup>6</sup>

<sup>6</sup>Mit Mode bezeichnet man die elektromagnetischen Eigenschwingungen in einem Laser-Resonator.

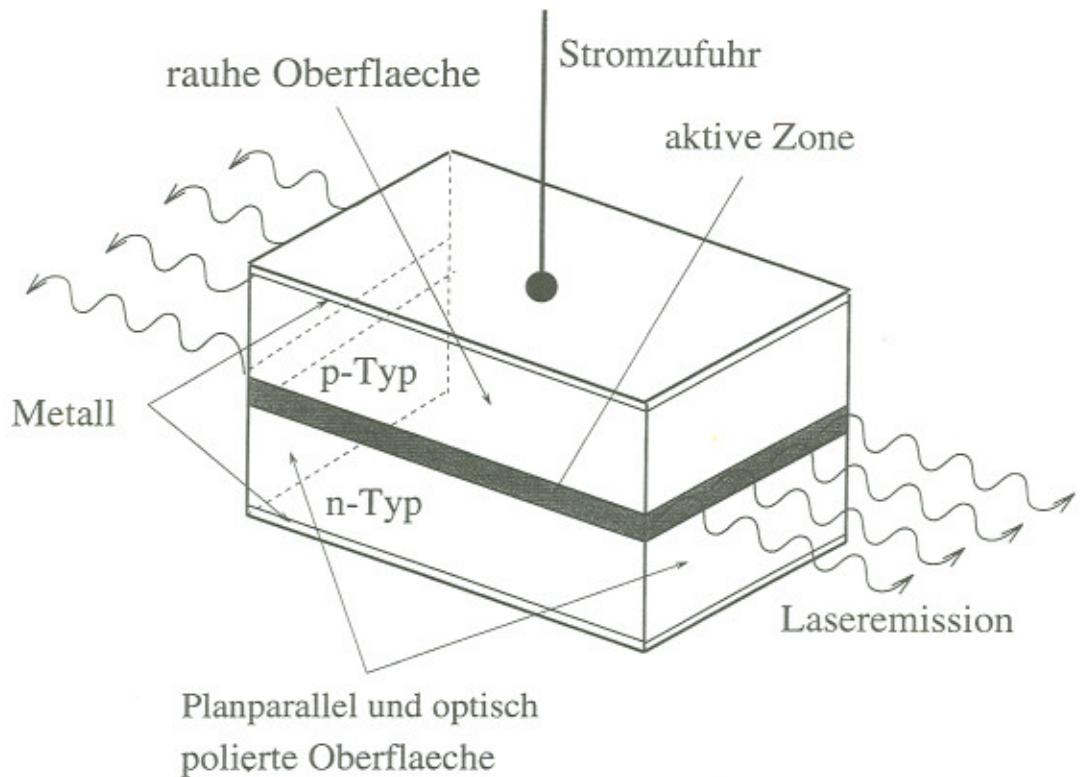


Abbildung 4.2: *Schematischer Aufbau eines p-n-Diodenlasers [5]*

mit den Wellenlängen  $\lambda(m), m \in \{1, 2, 3, \dots\}$  durch folgende Gleichung gegeben:

$$\lambda(m) = \frac{2Ln}{m} \quad (4.2)$$

$m$  ist die Modenzahl,  $n$  die Brechzahl. Typischerweise liegt die Resonatorlänge  $L$  bei Laserdioden im Bereich einiger hundert  $\mu m$  und für einen Brechungsindex von  $n = 3$  ergibt sich für den freien Spektralbereich (FSR):  $\delta\nu \simeq c/(2nL) \simeq 1 \cdot 10^{11} s^{-1}$ . Innerhalb des Verstärkungsprofils liegen deshalb nur wenige Moden (Abb.4.3). Die im Versuch verwendete Laserdiode ist eine *GaAlAs* Doppelhetero-Streifenlaserdiode, die im Single-Mode-Betrieb arbeitet, d.h. fast die gesamte Laserleistung wird in einem schmalbandigen Frequenzband abgestrahlt. Der Diodenlaser erzeugt linear polarisiertes Licht, abhängig von der optischen Ausgangsleistung beträgt die Polarisierung zwischen 40 und 100 Prozent. Die Divergenz des emittierten Strahles ist bei Laserdioden im allgemeinen wesentlich größer als bei anderen Lasern und liegt im Bereich von 15 bis 50 Grad<sup>7</sup>. Grund dafür ist die sehr kleine abstrahlende Fläche, an der Beugung auftritt, ferner erhält man durch die unsymmetrische Abmessung der Kristall-Stirnfläche eine ebenfalls unsymmetrische Abstrahlkeule, deren Form mit dem Strom variiert [21], [22].

<sup>7</sup>Dem Datenblatt der im Versuch verwendeten Diode HL7801E ist eine typische Strahldivergenz von 14 Grad parallel zur Abstrahlrichtung und 30 Grad senkrecht dazu zu entnehmen.

## Frequenzdurchstimmung

Eine Besonderheit von Halbleiterlasern besteht darin, daß die Frequenz des emittierten Lichtes durchstimmbar ist. Dabei können alle Parameter ausgenutzt werden, die den Energieabstand zwischen Leitungs- und Valenzband ändern. In diesem Versuch wird die Wellenlänge des Laserlichtes mit Temperatur (Peltierregler) und Diodenstrom (Netzgerät) eingestellt. Mit ansteigendem Strom vergrößert sich nicht nur die Laserleistung, sondern die daraus resultierende Temperaturänderung  $\Delta T$  beeinflußt sowohl den Brechungsindex  $n$  des Resonators, als auch den Energieniveau-Abstand  $\Delta E$ . Höhere Temperaturen verkleinern den Bandabstand des Halbleiters und erhöhen die Brechzahl  $n$ . Durch die Änderung der Brechzahl vergrößert sich die optische Länge des Resonators<sup>8</sup> und nach Gleichung (4.2) wächst die Wellenlänge einer Mode. Eine kontinuierliche Varianz der Frequenz des Laserlichtes ist jedoch nicht zu erreichen, vielmehr treten nach kurzen Bereichen linearer Verstimmbarkeit immer wieder Modensprünge auf (Abb.4.3).

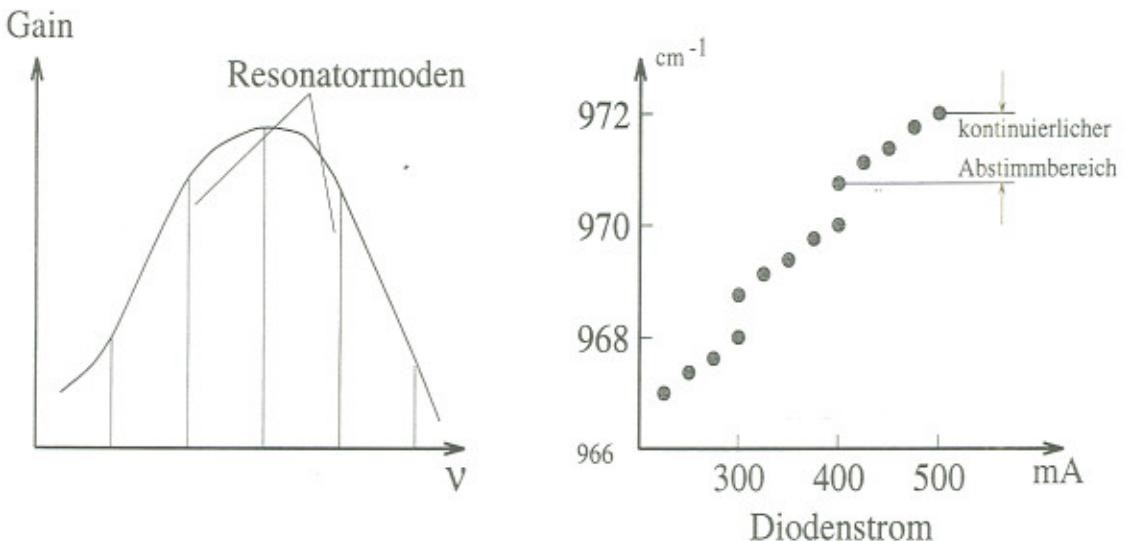


Abbildung 4.3: Verstärkungsprofil einer Laserdiode und Resonanzmoden (links), man sieht, daß nur wenige Moden im Resonator verstärkt werden. Beim Verstimmen eines Halbleiterlasers durch den Diodenstrom treten diskontinuierliche Bereiche (Modensprünge) auf (rechts).[23]

Das Auftreten von Modensprüngen läßt sich folgendermaßen erklären [23]: Die Resonatoreigenfrequenz  $\nu = mc/(2nL)$ ,  $m \in N$  verschiebt sich bei Änderung der Temperatur:

$$\Delta\nu = \frac{\partial\nu}{\partial n} \frac{dn}{dT} \Delta T + \frac{\partial\nu}{\partial L} \frac{dL}{dT} \Delta T = -\nu \left( \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right) \Delta T \quad (4.3)$$

Das Maximum des Verstärkungsprofil verschiebt sich wesentlich stärker als die Resonatorenfrequenz  $\nu$ . Wird die Temperatur erhöht, „wandert“ das Verstärkungsprofil,

<sup>8</sup>Die mechanische Ausdehnung bei wachsender Temperatur spielt eine untergeordnete Rolle.

und für anfänglich nicht schwingende Resonatormoden wird die Verstärkung plötzlich größer, die Laseremission “springt” auf diese Mode über. Mit Hilfe eines Etalons ( $FSR = 2000\text{MHz}$ ) wurde die Frequenzverstimmung durch Stromänderung für die im Versuch eingesetzte Laserdiode (Hitachi HL7801E) bestimmt: der Abstimmkoeffizient beträgt  $\kappa = (3,6 \pm 0,1)\text{GHz}/\text{mA}$ <sup>9</sup>.

### Betrieb von Laserdioden, Lasernetzgerät

**Achtung:** Die Strahlung der im Versuch verwendeten Laserdiode liegt im Infrarotbereich und ist nicht sichtbar. Direktbestrahlung mit dem Laserlicht kann zu Augenschäden führen.

**Das Lasernetzgerät** Laserdioden sind sehr empfindlich gegen statische und dynamische Überlast, ferner unterliegen sie Alterungserscheinungen, die zu einer langsamen Degradation führen, d.h. die Charakteristika der Laserdiode verschlechtern sich: Der Schwellstrom wächst an, die kontinuierlichen Abstimmbereiche werden schmäler. Meist sind Photodioden (Monitordioden) in den Halbleiterlaser integriert, um die optische Leistung zu messen. Um die Betriebssicherheit von Halbleiterlasern zu gewährleisten, werden einige Anforderungen an die Stromversorgung (Netzgerät) gestellt [17]:

- Kurz- und Langzeitstabilität des Diodenstroms (Schutz der Diode gegen Stromspitzen<sup>10</sup> und Überlastung)
- Geringes Rauschen (Da sich das Rauschen des Versorgungsstromes in einer Amplituden- und Frequenzmodulation des emittierten Lichtes äußert)
- Modulierbarkeit des Diodenstromes für spektroskopische Zwecke

In diesem Versuch wird ein kommerzielles Lasernetzgerät der Firma Light Control Instruments verwendet, Abb.4.9 und Abb.4.10 zeigen die Frontplatte bzw. die Rückansicht des Gerätes. Detailliert beschrieben wird das Netzgerät im Betriebshandbuch [24], die wichtigsten Hinweise zur Bedienung sollen hier jedoch wiedergegeben werden. Das Lasernetzgerät Modell 502 erlaubt zwei Betriebsarten: “konstanter Strom” und “konstante optische Leistung”, eine LED (Mode Current Power) zeigt die eingestellte Wahl. Bei gesperrtem Ausgang (Output off) kann die Betriebsart mit dem MODE-Wahlschalter gewechselt werden. In der Betriebsart “Konstantstrom” liefert das Netzgerät unabhängig von äußeren Parametern einen konstanten Diodenstrom (max. 200mA), wobei der maximale Strom über ein Trimpotentimeter (Limit Set) eingestellt werden kann. In keinem Fall wird der vorgegebene Wert des Stromes dann überschritten, auch dann nicht, wenn der Diodenstrom durch eine externe Quelle - welche mit dem externen Eingang (External Input) verbunden ist - moduliert wird. Das Einsetzen der Strombegrenzung wird mit blinkender LED

---

<sup>9</sup>Gemessen wurde bei einer Temperatur von  $T = 34,6^\circ\text{C}$  und einer Abstimmrate  $\gamma = 1,6\text{A/ms}$ .

<sup>10</sup>Effekte, die zu einer Degradation des Halbleiterlasers führen, können im Nano- oder Mikrosekundenbereich liegen.

“Limiting” signalisiert. Die Betriebsart “Konstantstrom” wird für den vorliegenden Versuch gewählt, der Strom wird auf  $80mA$  begrenzt<sup>11</sup>. Betreibt man das Netzgerät im Mode ”Konstante optische Leistung”, so wird die Laserleistung über den Strom der externen Monitordiode kontrolliert und durch Variation des Laserdiodenstromes konstant gehalten. In dieser Betriebsart ist *keine* Modulation des Diodenlasers möglich.

Der Ausgang des Netzgerätes kann über einen Tastschalter (Output On/Off) eingeschaltet werden. Durch eine grüne LED (Output on) wird signalisiert, daß der Ausgang aktiv ist. In einer Fehlersituation schaltet der Ausgang automatisch ab, eine rote LED (Error) leuchtet. Um das System dann zurückzusetzen, muß der Taster “Output” einmal gedrückt werden. Während den Messungen sind ver einzelt Fehler aufgetreten, wenn ein elektrisches Gerät (z.B. ein Netzteil) aus- oder eingeschaltet oder der Eingang für externe Quellen mit einem losen BNC-Kabel verbunden wurde. Das Lasernetzgerät besitzt eine “Interlock”-Einrichtung, um den Laser abzuschalten, wenn eine bestimmte Situation - z.B. der Ausfall eines Kühlsystems - eintritt. Diese Möglichkeit bleibt im vorliegenden Versuch ungenutzt, um dennoch ein Arbeiten mit dem Lasernetzgerät zu ermöglichen, muß Pin 6 und 7 des Ausgangs (Geräterückseite “DB-9 Connector”) verbunden sein (Drahtbrücke). Das LED Display informiert den Betreiber über verschiedene Daten, welche über einen Tastschalter (Display) gewählt werden, eine LED (Display: Current Limit Power) signalisiert die aktuelle Anzeige. Der Laserdiodenstrom wird ebenso wie der maximale Strom mit einer Auflösung von  $0,1mA$  wiedergegeben (Genauigkeit  $\pm 0,2mA$ ), der Photodiodenstrom wird in  $0,001mA$ -Schritten bei einer Genauigkeit von  $0,002mA$  angezeigt. Über den Strom der Monitordiode wird die optische Leistung der Laserdiode ermittelt. Laut Datenblatt der Diode HL7801E [22] steigt die Laserleistung linear um  $3mW$  pro  $0,5mA$  des Monitordiodenstromes. Ein Drehknopf gestattet die Wahl des Diodenstromes bei eingeschaltetem Ausgang. Die Steckverbindung zur Laserdiode (DB-9 Connector) befindet sich auf der Rückseite des Gerätes, Abb.4.4 zeigt das Anschlußbild der Diode. Ferner ist auf der Rückseite ein Wahlschalter (Bandwidth Low High) lokalisiert. **In der Stellung LOW kann der Diodenstrom nur mit einer Frequenz von  $< 1kHz$  moduliert werden.** In der Stellung HIGH ist eine Modulation des Laserstromes durch eine externe Quelle bis zu einer Frequenz von  $500kHz$  möglich. Externe Quellen (Frequenzgenerator, Lasermodulation) werden über BNC-Kabel und -Buchse (MOD External Input) auf der Vorderseite mit dem Netzgerät verbunden.

**Der Peltierregler** Die Temperatur von Laserdioden ist ein entscheidender Parameter für die Frequenz des emittierten Lichtes, im spektroskopischen Einsatz von Diodenlasern ist eine Stabilisierung der Temperatur unbedingt notwendig. Da Halbleiterlaser einen negativen Widerstands-Temperaturkoeffizienten haben (Höhere Temperaturen verringern den elektrischen Widerstand), besteht auch Gefahr eines thermischen “Durchgehens” [17]. Hersteller von Laserdioden geben den höchstzulässigen

---

<sup>11</sup>Es wird empfohlen, die Laserdiode bei einer optischen Leistung  $< 3mW$  zu betreiben, sollte durch Alterungsprozesse ein höherer Strom als  $80mA$  benötigt werden, so kann das Limit hochgesetzt werden.

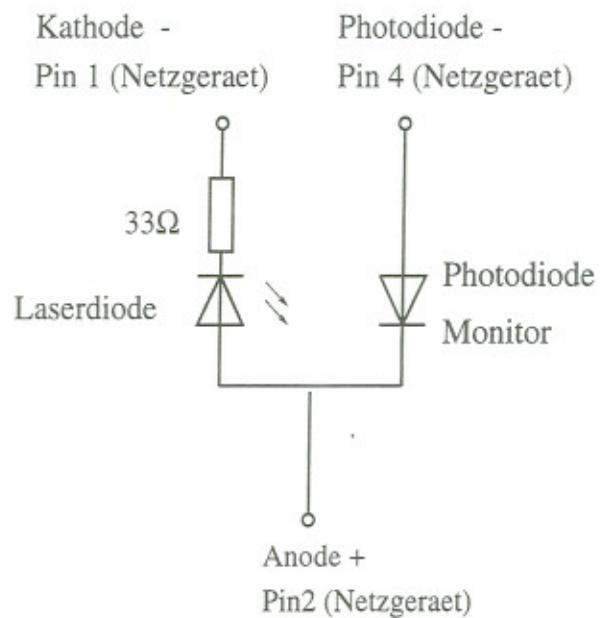


Abbildung 4.4: Anschluß der Laserdiode, der Widerstand dient dem zusätzlichen Schutz gegen Stromspitzen

Wärmewiderstand des zu verwendenden Kühlkörpers an. Im Rahmen einer früheren Arbeit ([17]) wurde für den Versuch “Optisches Pumpen” eine Temperaturregelung des Diodenlasers konzipiert, welche auf dem Peltier-Effekt beruht. Laserdiode, Wärmesenke und -fühler sind in gutem thermischen Kontakt auf einem Kühlkörper angebracht, die zugehörige Steuereinheit wurde von der Elektronikwerkstatt der Freiburger Fakultät für Physik gefertigt und ist in Mappe Nr. M 1342 beschrieben. Der Peltierregler erlaubt eine Temperaturwahl in  $0,1^{\circ}\text{C}$ -Schritten.

## Anwendungen

In diesem Versuch wird ein Halbleiterlaser im Dauerstrichbetrieb<sup>12</sup> für die Spektroskopie von Hyperfeinstrukturtermen und als Lichtquelle zum optischen Pumpen verwendet. Entscheidende Merkmale der Laserdiode sind hier die Schmalbandigkeit des emittierten Lichtes, sowie die Durchstimmbarkeit der Frequenz. Neben dem Einsatz in der Spektroskopie existiert ein weites Feld für Halbleiterlaser. Herausragende Bedeutung gewinnen Halbleiterlaser in der Nachrichtenübertragung in Lichtwellenleiter. Disc-Player und CD-Rom Laufwerke beinhalten Laserdioden zur berührungslosen Abtastung von optischen Speichermedien. Schnell wachsen wird auch der Markt für beschreibbare optische Medien: Hierbei brennt ein Diodenlaser kleinste Löcher in ein Speichermaterial.

Pulsdiode erzeugen bei hoher optischer Ausgangsleistung kurze Lichtsignale, häufig werden sie - vor allem bei militärischen Systemen - zur Entfernungsmessung eingesetzt. Andere Anwendungsgebiete für Halbleiterlaser sind: fiberoptische Meßplätze zur Dämpfungs- und Bruchstellenmessung, abhörsicherer Funksprechver-

<sup>12</sup>engl.: cw-mode (continuous wave)

kehr, blut- und schmerzstillende Geräte für Zahnärzte, sowie Füllstandskontrollen [21].

#### 4.2.2 Optisches Zubehör

##### Das Etalon

Ein Etalon (Fabry-Perot-Etalon) besteht aus einer planparallelen Glas- bzw. Quarzplatte, deren Grenzflächen mit aufgedampften Reflexionsschichten versehen sind (siehe Abb.4.5).

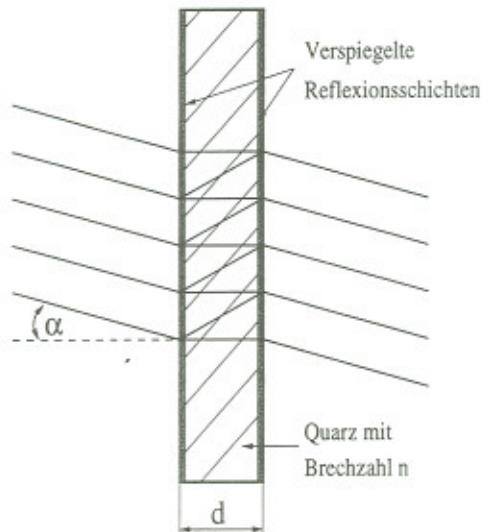


Abbildung 4.5: *Etolon (Fabry-Perot-Etolon): Beidseitig verspiegelte planparallele Quarz-Glasplatte [23]*

Eingesetzt werden Etalons als Interferometer, die nach dem Prinzip der Vielstrahlinterferenz arbeiten (siehe hierzu z.B. [23]). Abhängig von der Dicke der Quarzplatte  $d$  und deren Brechzahl  $n$ , sowie von dem Winkel  $\alpha$  der einfallenden ebenen Lichtwelle erhält man für die Wellenlänge  $\lambda_m$  des Transmissionsmaximums  $m$ -ter Ordnung [23]:

$$\lambda_m = \frac{2d}{m} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \quad (4.4)$$

Der Abstand zweier aufeinanderfolgender Maxima wird *freier Spektralbereich*<sup>13</sup>  $\delta\nu$  genannt. Bei senkrechtem Einfall<sup>14</sup> ( $\alpha = 0$ ) ergibt sich für den freien Spektralbereich:

$$\delta\nu = \frac{c}{2nd} \quad (4.5)$$

Das im Versuch verwendete Etalon besitzt einen freien Spektralbereich von  $(9924 \pm 30) MHz$ . Das Verhältnis von *FSR*  $\delta\nu$  zu Halbwertsbreite  $\Delta\nu$  der Transmissions-

<sup>13</sup>engl.: free spectral range = FSR

<sup>14</sup>Praktisch zeigen sich Transmissionen nur für eine nahezu senkrechte Ausrichtung des Etalons zum Strahlengang.

Alte Bezeichnung	Neue Bezeichnung
0,15	0,18
0,30	0,37
0,60	0,48
1,00	0,80
1,30	1,03
1,60	1,03
2,00	1,24
2,30	1,37

Tabelle 4.1: Neueichung der Neutralfilter

maxima wird Finesse  $F^*$  genannt. Je größer die Finesse, desto schmäler ist das Linienprofil eines Transmissionsmaximums (bei gleichem  $FSR$ ).

### Neutralfilter

Neutralfilter dienen dazu, die Intensität des eingestrahlten Laserlichtes definiert herabzusetzen. Der Abschwächungsgrad berechnet sich dabei folgendermaßen: Es sei  $I_{ref}$  die registrierte Lichtintensität ohne Filter und  $I$  die registrierte Intensität, wenn ein Neutralfilter der Stärke  $x$  in den Strahlengang gesetzt wird. Für den Wert  $x$  gilt:

$$x = \log \left( \frac{I}{I_{ref}} \right) \quad (4.6)$$

Während des Praktikums im Jahr 1995 wurde der Verdacht geäußert, daß die Angaben der verwendeten Neutralfilter für Licht der Wellenlänge  $795\text{nm}$  falsch seien. Deshalb wurde eine Neueichung durchgeführt, das Ergebnis zeigt Tabelle 4.1.

Die Neutralfilter sind in einem Diamagazin aufbewahrt und können bei Bedarf (Messung der Relaxationszeit durch Magnetfeldumkehr) mit einer Halterung im Strahlengang fixiert werden.

### Polarisatoren und Linsen

Zwei Linsen werden eingesetzt, um einen parallelen Strahlengang herzustellen und das von der  $Rb$ -Zelle transmittierte Licht auf die Photodiode zu fokussieren. Linse 1 besitzt eine Brennweite  $f = 50\text{mm}$ , für Linse 2 gilt  $f = 150\text{mm}$ . Auf die optische Bank werden beide Linsen mit Reitern montiert und sind über Mikrometerschrauben justierbar.

Jeweils auf einem Schraubsockel können ein  $\lambda/4$ -Plättchen und ein Linearpolarisator im Strahlengang montiert werden. Beide Polarisatoren sind drehbar und besitzen eine Gradeinteilung. Bei bestimmten Einstellungen des  $\lambda/4$ -Plättchen wird das Laserlicht zirkularpolarisiert, wobei die richtige Justierung durch den nachgeschalteten Linearpolarisator überprüft werden kann: Auf dem Oszilloskop wird das

Signal der Photodiode bei eingeschaltetem Laser und DC-Kopplung des Photodiodenverstärkers betrachtet<sup>15</sup>. Kann bei Verdrehen des Linearpolarisators keine Intensitätsänderung auf dem Oszilloskop beobachtet werden, ist das empfangene Licht vollständig zirkular polarisiert<sup>16</sup>.

#### 4.2.3 Zentraleinheit

Die Zentraleinheit umfaßt die Halterung der auswechselbaren *Rb*-Zelle, vier Paare von Helmholtzspulen zur Erzeugung homogener Magnetfelder, sowie die Resonanzzelle selbst und einen Sender einstellbarer Frequenz, der es erlaubt, in die kugelförmige Zelle Radiofrequenz (RF) einzustrahlen.

##### Die *Rb*-Zellen

Zum Zeitpunkt der Messungen stand nur eine *Rb*-Zelle zur Verfügung. Die kugelförmige Zelle hat einen Durchmesser von etwa 5cm und ist mit 150Pa Krypton<sup>17</sup> und einem Tropfen Rubidium im natürlichen Isotopengemisch (72,8% <sup>85</sup>*Rb*, 27,2% <sup>87</sup>*Rb*) gefüllt. Zur Erzeugung schwacher Magnetfelder sind zwei miteinander verbundene Spulen mit jeweils  $n = 5$  auf den Glaskörper der Zelle gewickelt.

##### Der RF-Sender

Die *Rb*-Resonanzzelle und der angebrachte RF-Sender bilden eine Einheit, wie sie von Firma Leybold-Heraeus angeboten wurde. Über seitliche Sendespulen kann Radiofrequenz in die Zelle eingestrahlt werden. Ein Drehschalter erlaubt eine vierstufige Frequenzvorwahl, deren Feinabstimmung mittels eines Drehkondensators erfolgt. In Stufen werden so Frequenzen von etwa 475kHz – 1400kHz realisiert. Die Amplitude der Radiofrequenz kann über die Versorgungsspannung  $U_B$  des Senders (7 – 30V) variiert werden. Eine BNC-Buchse dient der Auskopplung des Sendesignals, die Frequenz kann auf dem Oszilloskop oder einem Frequenzzähler kontrolliert werden.

##### Die Helmholtzspulen

Auf den Plastikkörper der Zentraleinheit sind sechs Spulen gewickelt, die so angeordnet sind, daß sie drei Paare von Helmholtzspulen<sup>18</sup> bilden, welche zum Strahlengang parallele Magnetfelder erzeugen (Spulen 1, 2, 3). Ein weiteres Helmholtzspulenpaar erlaubt die Erzeugung eines vertikalen, zum Strahlengang senkrechten Magnetfeldes

<sup>15</sup>Bei Übersteuerung des Verstärkers muß zur Verringerung der Intensität ein Neutralfilter vorgeschalten werden.

<sup>16</sup>Während den Messungen gelang es nicht, *vollständig* zirkular polarisiertes Licht zu erzeugen.

<sup>17</sup>Es wird angenommen, daß dieser Wert für Normalbedingungen, also  $T = 273K$  gültig ist.

<sup>18</sup>Eine Helmholtzspule besteht aus einem Spulenpaar, welches parallel im Abstand des Spulenumfangs angeordnet ist; Helmholtzspule 1 wird z.B. von den beiden Spulen 1 und 1' gebildet.

Spulenpaar	$n$	$d$ in [m]	$\frac{B}{I}$ (theor.) in $\frac{Vs}{Am^2}$	$\frac{B}{I}$ (gemessen) in $\frac{Vs}{Am^2}$
1	80	0,09	$7,99 \cdot 10^{-4}$	$(7,99 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$
2	80	0,09	$7,99 \cdot 10^{-4}$	$(8,14 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$
3	16	0,09	$1,60 \cdot 10^{-4}$	-
4	60	0,246	$4,38 \cdot 10^{-4}$	$(4,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 4.2: Spulendaten

(Spule 4). Die magnetische Induktion  $B$  errechnet sich für Helmholtzspulen (mit Luftfüllung:  $\mu_r = 1$ ) [18]:

$$B = \mu_0 H = 0,7155 \mu_0 \frac{n}{d} I \quad (4.7)$$

$n$  ist die Windungszahl einer Spule des Paars,  $d$  der Abstand eines Spulenpaares in m,  $\mu_0$  die Induktionskonstante in  $\frac{Vs}{Am}$ , sowie  $I$  die Stromstärke in A. Die magnetische Induktion  $B$  wurde für die Spulenpaare 1, 2 und 4 am ungefähren Ort der Resonanzzelle (ohne in die Zentraleinheit eingesetzte Zelle) mit Hilfe eines Teslameters (Fluxmaster) in Abhängigkeit der Stromstärke gemessen. Den Meßwerten wurde durch lineare Regression eine Gerade angepaßt, theoretischer und ermittelter Wert der Steigung (in  $\frac{Vs}{Am^2}$ ) sind in Tabelle 4.2 festgehalten<sup>19</sup>. Abbildung 4.6 zeigt die Richtung resultierender Magnetfelder bei vorgegebener Polung des Spulenstromes für die Helmholtzspulen 1-4.

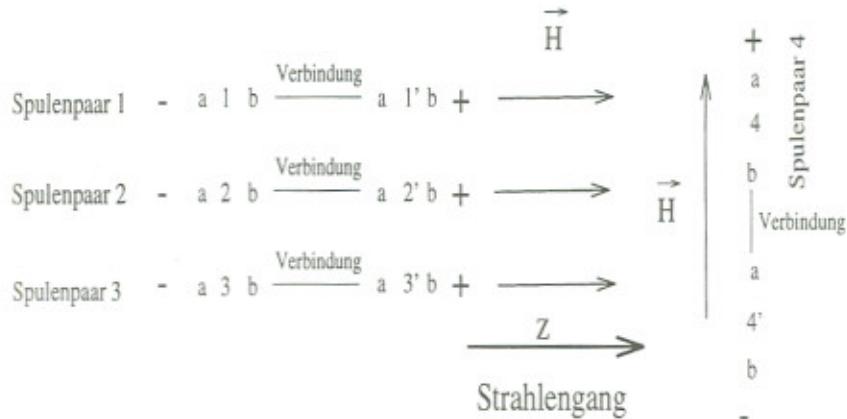


Abbildung 4.6: Magnetfeldrichtung der Helmholtzspulen bei vorgegebener Polung des Stromes

#### 4.2.4 Nachweisgeräte und Elektronik

Das von der Rb-Zelle transmittierte Laserlicht wird mit einer Photodiode registriert, deren Signal auf einen Vorverstärker der Firma HMS (Modell 566) gegeben wird.

<sup>19</sup>Die große Abweichung von  $\frac{B}{I}$  (theor.) und  $\frac{B}{I}$  (gemessen) für Spule 4 ist wahrscheinlich damit zu erklären, daß versehentlich einige Windungen zuviel auf den Spulenkörper gewickelt wurden.

Die Linearität der Photodiode und des Verstärkers wurde mit Hilfe der Monitordiode des Halbleiterlasers überprüft. Im Bereich des Laserstromes zwischen  $58,9mA$  und  $64,6mA$  wurde das verstärkte Photodiodensignals (Kopplung  $DC$ , Gain  $40dB$ ) in Abhängigkeit des Monitordiodenstromes<sup>20</sup> gemessen. Abb.4.7 zeigt den linearen Zusammenhang zwischen optischer Leistung des Lasers und dem verstärkten Signal der Photodiode.

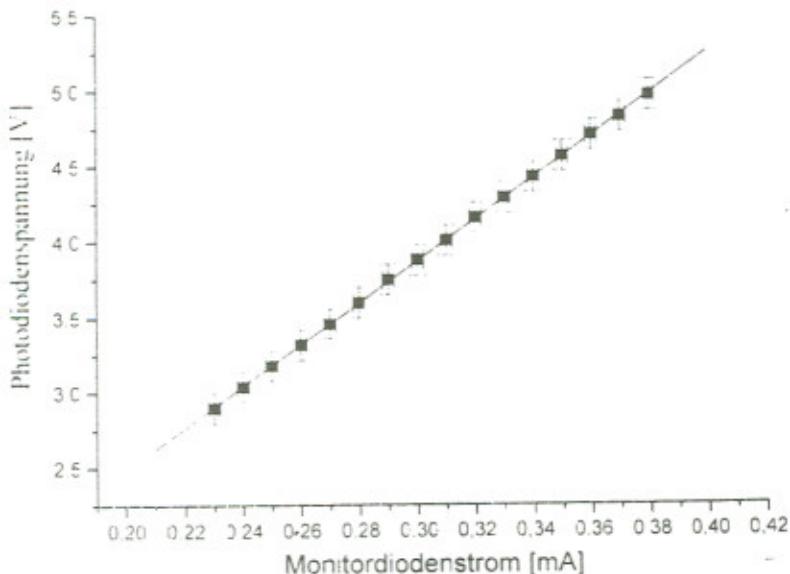


Abbildung 4.7: Messung zur Linearität der Photodiode

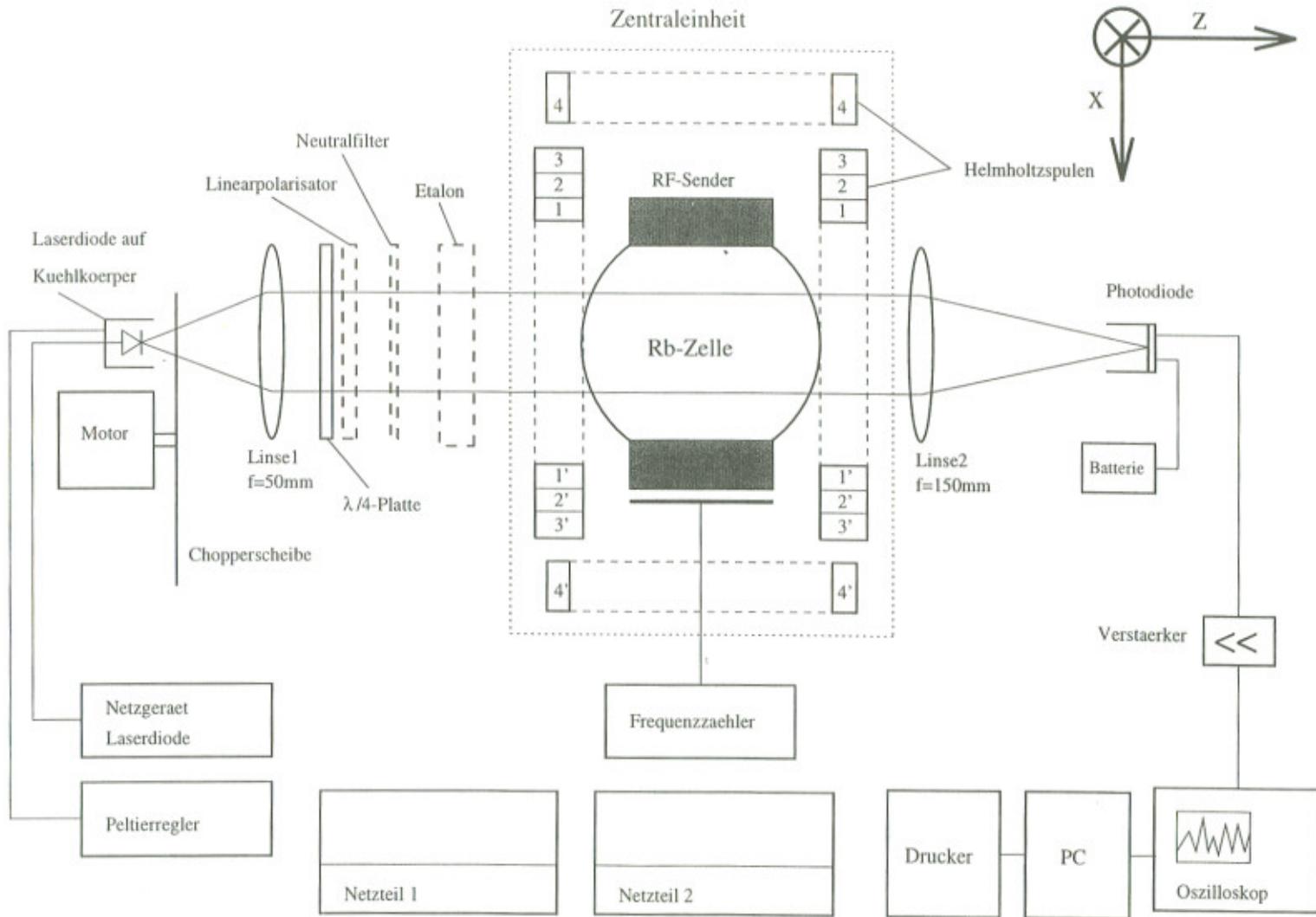
Der Vorverstärker Modell 566 erlaubt eine Wahl des Verstärkungsfaktors (Gain  $40db$ ,  $60dB$ ) sowie ein Umschalten der Kopplungsart des Diodensignals ( $AC$ ,  $DC$ ). Die Grenzfrequenz beträgt  $2MHz/600kHz$ , das Eigenrauschen  $1,2nV/\sqrt{Hz}$ . Eine rote LED (Overload) signalisiert die Übersteuerung des Verstärkers. Mit einem Speicheroszilloskop der Firma Hameg (HM1007) kann das Signal des Verstärkers betrachtet werden. Verbunden ist das Oszilloskop mit einem PC und mit Hilfe des Programmes "Proscope" können Schirmbilder digital eingelesen und auf dem Monitor dargestellt und bearbeitet werden.

## Netzteile

Zur Stromversorgung der Helmholtzspulen, der Spannungsversorgung des RF-Senders, des Motors sowie des Vorverstärkers und der Laserstrommodulation werden derzeit von der Elektronik-Werstatt der Fakultät für Physik in Freiburg Netzteil 1 und 2 neu gebaut. Bei Fertigstellung der Staatsexamensarbeit standen die neuen Geräte noch nicht zur Verfügung.

<sup>20</sup>Laut Datenblatt der Laserdiode wächst der Strom der Monitordiode linear mit der optischen Leistung des Lasers.

Abbildung 4.8: Schema des Gesamtaufbaus



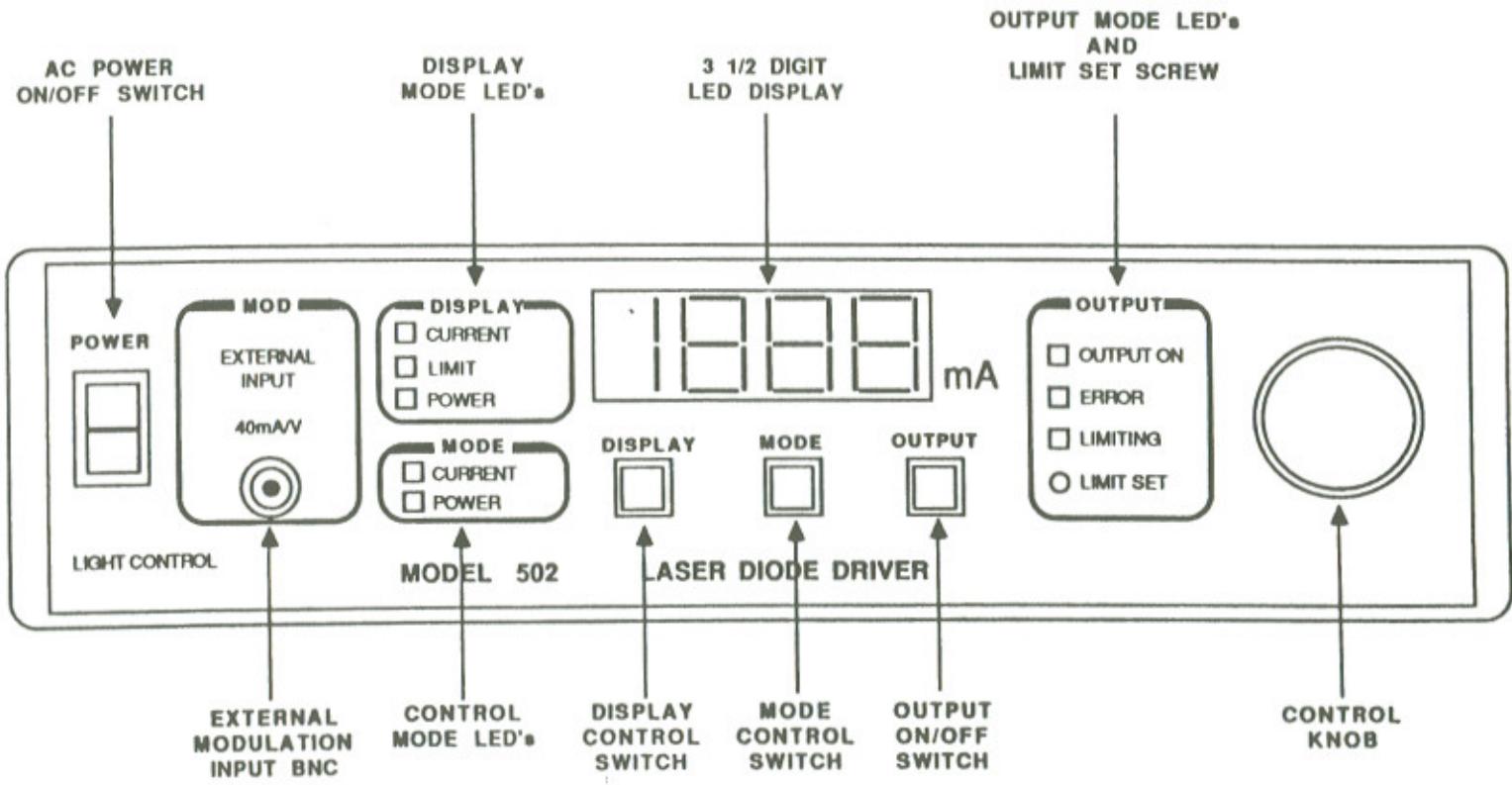
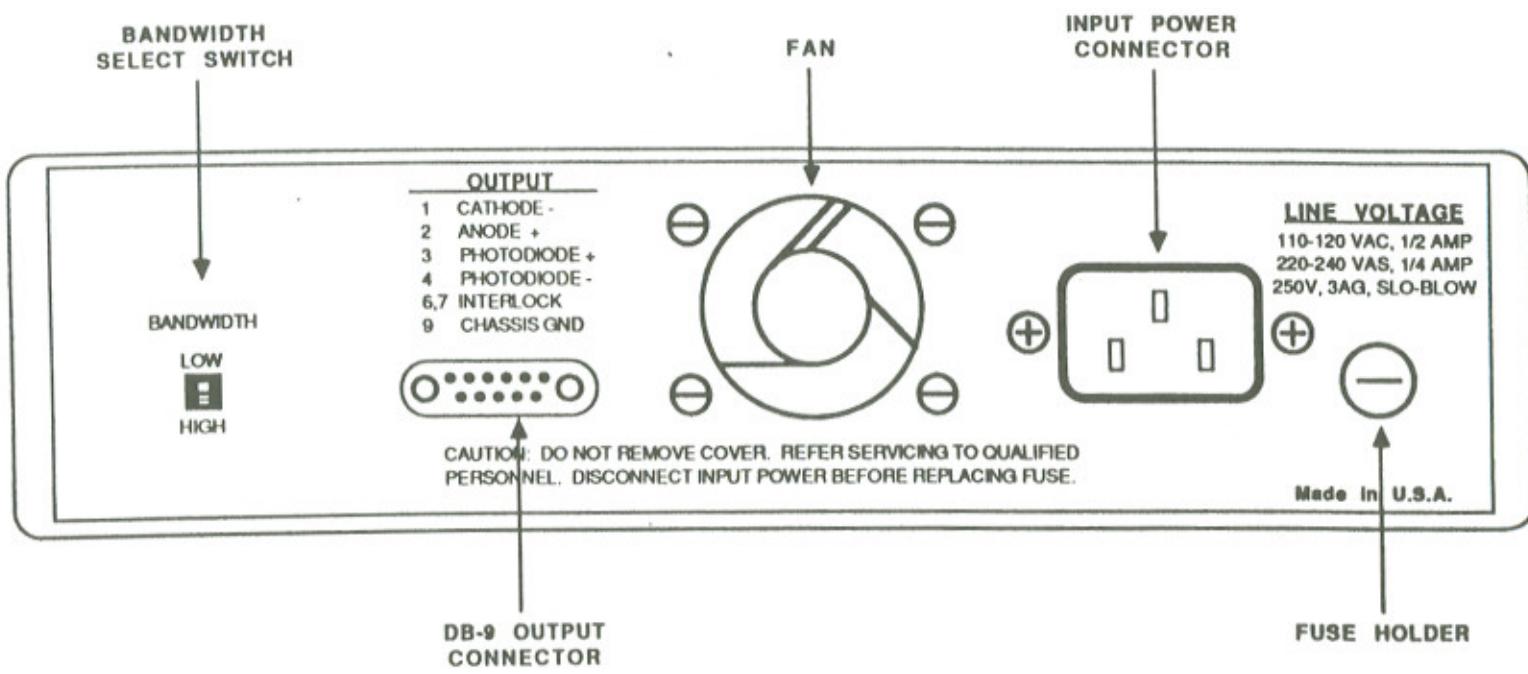


Abbildung 4.9: Frontplatte des Lasernetzgerätes [24]

Abbildung 4.10: Rückseite des Lasernetzgerätes [24]



# Kapitel 5

## Experimente und Meßmethoden

In diesem Kapitel werden die Experimente und Meßverfahren beschrieben, welche im Fortgeschrittenen-Praktikum (Teil 2) durchgeführt werden sollen:

- Spektroskopie der Hyperfeinstruktur von  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$  durch Beobachtung des transmittierten Lichtes bei Variation der Laserfrequenz
- Bestimmung des Kernspins der beiden  $Rb$ -Isotope mit Hilfe von optischem Pumpen und Einstrahlung von RF bekannter Frequenz
- Messen des Erdmagnetfeldes durch Beobachtung der Spinpräzession des gepumpten Ensembles
- Messung der Relaxationszeiten des Pumpprozesses

Es sei darauf hingewiesen, daß die jeweiligen Angaben der Parameter (Laserdiodenstrom, Temperatur, Stromstärke in den Helmholtzspulen, etc.) nicht immer zwingend einzuhalten sind, um ein erfolgreiches Gelingen des Experiments zu gewährleisten<sup>1</sup>. Die angegebenen Werte können als Orientierungshilfe verstanden werden.

### 5.1 Spektroskopie der Hyperfeinstruktur von $^{85}Rb$ und $^{87}Rb$

Das Spektrum der Hyperfeinstruktur des  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ -Übergangs umfaßt für jedes der beiden Rubidium-Isotope vier Linien, welche den möglichen Übergängen zwischen den beiden HFS-Termen des Grundzustandes und des ersten angeregten Zustandes entsprechen. Abb.1.5 zeigt die Lage der Spektrallinien bezüglich der  $D_1$ -Linie von  $Rb$ . Das gesamte Spektrum beider Isotope wird in Abb.1.6 ersichtlich, wobei mit Hilfe von Gleichung (1.21) und Kenntnis der Intervallkonstanten (Tab.1.1) die Verschiebung der HFS-Terme zum Feinstrukturterm errechnet werden kann. Die energetischen Abstände zwischen HFS-Termen sind sehr klein. Um das

<sup>1</sup>Da der gesamte Versuch in absehbarer Zeit an einem anderen Standort installiert wird, können sich z.B. die Werte für äußere magnetische Störfelder ändern und die in diesem Kapitel angegebenen Werte mögen sogar mißweisend sein. Ferner besteht die Möglichkeit, daß alterungsbedingt eine Änderung der Charakteristika der Laserdiode auftritt.

Aufspalten des  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ -Überganges in einzelne Linien der Hyperfeinstruktur sichtbar zu machen, werden erhebliche Anforderungen an das Auflösungsvermögen eines Spektralapparats gestellt, z.B. wird ein spektrales Auflösungsvermögen  $R = |\nu / \Delta\nu| = 0.82GHz / 3,77 \cdot 10^{14} = 2,2 \cdot 10^{-6}$  benötigt, die HFS von  $^{87}Rb$  aufzulösen. In dem vorliegenden Experiment gelingt es, mit einfachen Mitteln hochauflösende Spektroskopie<sup>2</sup> im nahen Infrarotbereich zu betreiben. Ausgenutzt wird die schnelle Durchstimmbarkeit der Laserfrequenz über den Diodenstrom. Der dazu verwendete Versuchsaufbau ist aus Abb.5.1 zu entnehmen. Abb.5.2 zeigt die Hyperfeinstruktur beider  $Rb$ -Isotope, wie sie mit diesem Versuchsaufbau aufgenommen wurde.

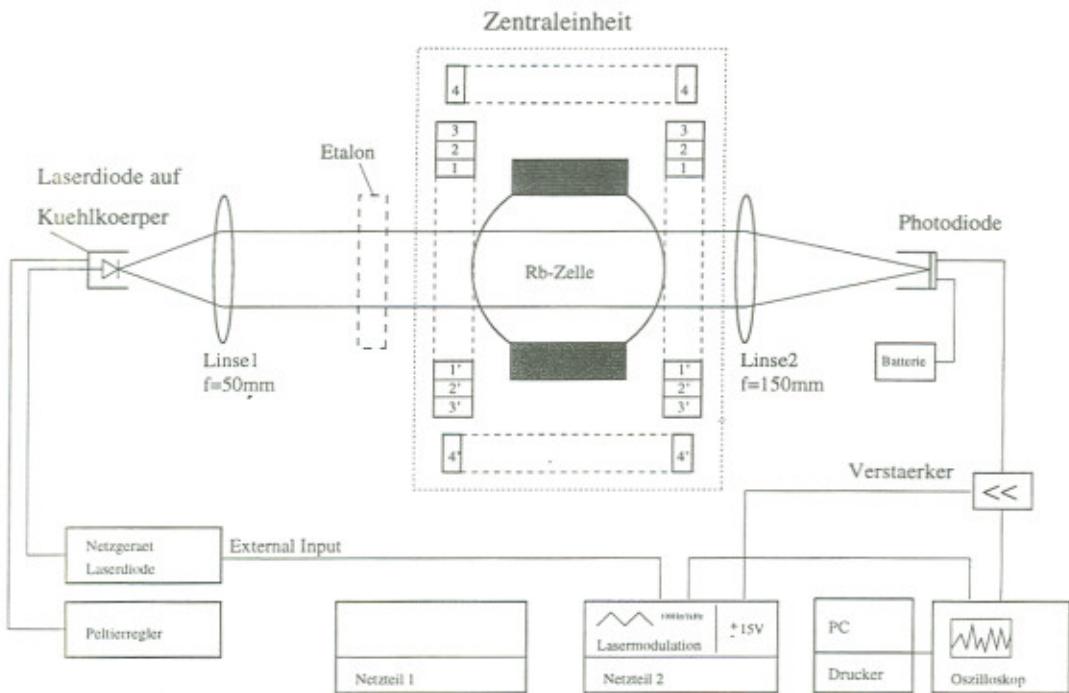


Abbildung 5.1: *Versuchsaufbau zur Messung der Hyperfeinstruktur von  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$*

Das im folgenden geschilderte Meßverfahren führt zu einer Aufnahme des HFS-Spektrums des  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ -Übergangs von  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$ : Die Rb-Zelle befindet sich im Strahlengang des parallelgerichteten Lichtes der Laserdiode. Das von der Zelle transmittierte Licht wird mit Linse 2 auf eine Photodiode fokussiert, deren Signal wird verstärkt und kann auf dem Schirm des Oszilloskopes betrachtet werden. Die Laserdiode wird bei einer konstant geregelten Temperatur betrieben (z.B.  $T = 34,6^\circ C$ ). Über den externen Eingang des Lasernetzgerätes (Model 502) wird der Diodenstrom - und somit die Frequenz (siehe Abschnitt 4.2.1) - moduliert. Einem Anstieg der externen Eingangsspannung von  $200mV$  entspricht eine Erhöhung des Diodenstromes von  $8mA$ , was einer Änderung der Frequenz um etwa  $29GHz$  zur

<sup>2</sup>Die Begrenzung der Auflösung durch die Doppler- und Druckverbreiterung der Spektrallinien wird jedoch nicht aufgehoben.

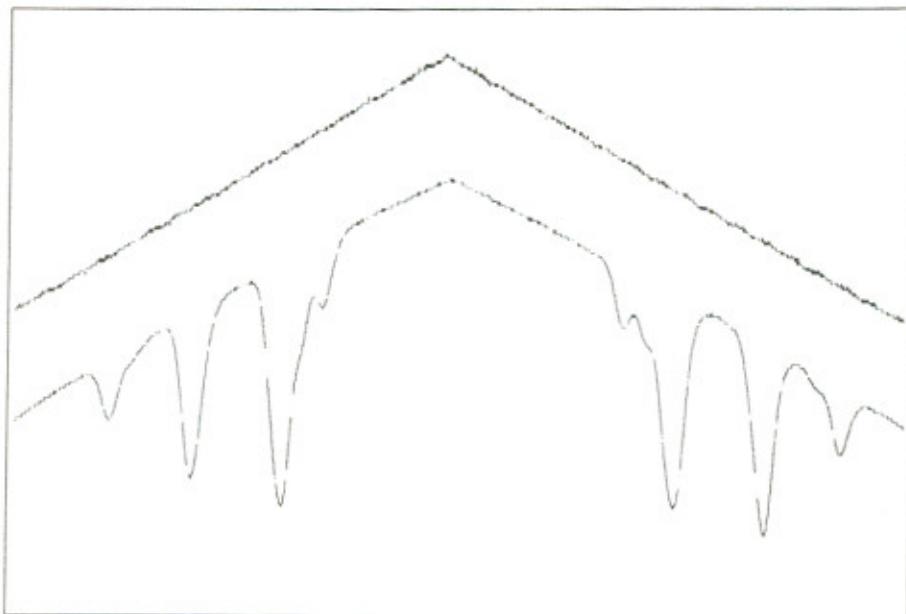


Abbildung 5.2: *Messung der Hyperfeinstruktur von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$*

Folge hat. In Bereichen, in denen keine Modensprünge des Lasers auftreten, ändert sich die Laserfrequenz linear mit dem Diodenstrom, wobei eine Erhöhung des Stromes kleinere Frequenzen zur Folge hat. Bei geeigneter Wahl des Diodenstromes und der Temperatur emittiert die Laserdiode Licht der Wellenlänge im Bereich der  $D_1$ -Linie von  $\text{Rb}$ . Wird nun der Diodenstrom mit ausreichender Amplitude variiert, so durchläuft die Frequenz des emittierten Laserlichtes ein Band, welches das gesamte HFS-Spektrum überdeckt (Das HFS-Spektrum wird "durchgescannt"). Licht "passender" oder "resonanter" Frequenz kann von den  $\text{Rb}$ -Atomen der Zelle absorbiert werden (Induzierte Absorption); die Zelle transmittiert dann weniger Licht (da ein Teil der Photonen absorbiert wurde) und die von der Photodiode registrierte Intensität nimmt ab. Die Atome, die durch das eingestrahlte Licht angeregt wurden, fallen zwar wieder nach kurzer Zeit unter Emission eines Photons in den Grundzustand zurück, jedoch werden diese Photonen über den gesamten Raumwinkel abgestrahlt, während der Detektor (Photodiode) nur einen kleinen Raumwinkel abdeckt: Beim Durchfahren des Frequenzspektrums wird die Lage eines HFS-Überganges als Absorptionspeak sichtbar<sup>3</sup>. Um die energetischen Abstände der Linien zu bestimmen, muß noch eine Frequenzeichnung durchgeführt werden. Eine Möglichkeit bietet sich, den Abstand der beiden äußersten Peaks gleich dem theoretischen Abstand von  $7.65\text{GHz}$  zu setzen. Das HFS-Spektrum wird jedoch durch ungewollte Pumpprozesse verzerrt, und es empfiehlt sich, eine Eichung der Frequenz mit einem Etalon durchzuführen. Anhand von Abb.1.5 können die einzelnen Linien identifiziert werden. Es wird ersichtlich, daß nicht das gesamte Spektrum aufgelöst werden kann. Im folgenden soll das Meßverfahren anhand einiger Aufnahmen näher erläutert werden und eine Diskussion der Ergebnisse stattfinden. Die Abbildungen 5.3, 5.4,

<sup>3</sup>Der lineare Anstieg des Absorptionssignals ist dadurch zu erklären, daß mit steigendem Diodenstrom auch die abgestrahlte Leistung des Lasers linear wächst.

5.5, 5.6 zeigen Aufzeichnungen des gemessenen HFS-Spektrums des  $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ -Übergangs von  $^{85}Rb$  und  $^{87}Rb$  bei verschiedenen Scanfrequenzen und -richtungen. Jeweils darunter ist die Zuordnung der Linien<sup>4</sup> und deren theoretischer Abstand in  $GHz$  wiedergegeben. Die gemessenen Werte sind in Klammern eingetragen, die Meßunsicherheit (der Fehler) ergibt sich aus der Unsicherheit der genauen Lage der Absorptionsmaxima und der Frequenzzeichnung, wobei die Frequenzzeichnung der Zeitskala des Oszilloskopes (horizontale Achse) wie folgt erreicht wurde: Der Laser wurde bei gleicher Temperatur ( $T = 34,6^\circ C$ ) und gleicher Einstellung des Diodenstroms und der Modulation betrieben wie zur Aufnahme der HFS-Spektren. Die  $Rb$ -Zelle wurde aus dem Strahlengang entfernt und ein Etalon mit einem freien Spektralbereich von  $2GHz$ <sup>5</sup> auf die optische Bank montiert. Das transmittierte Licht des Etalons wurde von einer Photodiode empfangen; dem Abstand von sieben Transmissionsmaxima auf dem Schirm des Oszilloskopes entsprachen  $12GHz$ . Die Unsicherheit der Eichung betrug etwa zwei Prozent. Der lineare Anstieg oder Abfall der Laserleistung wurde in den Abb.5.3, 5.4, 5.5, 5.6 von dem invertiert dargestellten Signal der Photodiode abgezogen: Absorptionen erscheinen somit als Intensitätsmaxima. Um den  $Rb$ -Dampfdruck der Zelle zu erhöhen, wurde die Zelle vor jeder Messung kurz mit einem Fön erwärmt. Für alle vier Messungen wurde der Diodenstrom dreieckförmig mit einer Spitzen-Spitzen-Spannung  $U_{pp} = 200mV$  über dem externen Eingang des Lasernetzgerätes moduliert. Die Frequenz der Modulationsspannung betrug bei Messung 5.3 und 5.4  $100Hz$ <sup>6</sup>, sowie  $1kHz$  für Messung 5.5 und 5.6.

Zunächst ist festzuhalten, daß eine Auflösung der HFS des  $^2P_{1/2}$ -Zustandes von  $^{85}Rb$  mit diesem Versuchsaufbau nicht möglich ist. Zur Auswertung der Ergebnisse wurde der Mittelwert der Lage der Linien auf der Frequenzskala gebildet (gestrichelte Linien in Abb.5.3, 5.4, 5.5, 5.6). Abb.5.3 und Abb.5.4 sowie Abb.5.5 und Abb.5.6 müßten sich spiegelbildlich entsprechen, da das Spektrum unter gleichen Bedingungen bei wachsenden und fallenden Frequenzen gescant wurde. Wie man den Abbildungen entnimmt, ist dies nicht der Fall. Schuld an den Verzerrungen der Linienform und -intensität ist der (hier ungewollte) Pumpprozeß zwischen HFS-Termen: das Hyperfein-Pumpen. Betrachtet man z.B. Abb.5.4, so erkennt man, daß bei fallenden Frequenzen zunächst der Übergang  $^2S_{1/2}, F = 1$  nach  $^2P_{1/2}, F = 2$  des Isotops  $^{87}Rb$  erfaßt wird. Hierbei wird der Zustand  $^2S_{1/2}, F = 1$  in Abhängigkeit der Laserintensität teilweise entleert: Ein Teil der angeregten Atome im Zustand  $^2P_{1/2}, F = 2$  fällt nach kurzer Lebensdauer in den Grundzustand  $^2S_{1/2}$  mit der atomaren Quantenzahl  $F = 2$ , dabei wird der Grundzustand mit  $F = 1$  immer mehr entvölkert. Bei fallender Frequenz entspricht die nächste Linie des Spektrums dem Übergang  $^2S_{1/2}, F = 1$  nach  $^2P_{1/2}, F = 1$  ( $^{87}Rb$ ). Der Grundzustand mit  $F = 1$  ist trotz Relaxation noch immer entvölkert: Der Übergang ist nur als schwache Schulter zu erkennen. Im Gegenstaz dazu ist dieser Übergang bei umgekehrter Scanrichtung

---

<sup>4</sup>Verwendet wurde die maßstäbliche Lage der Linien aus der Theorie, jeweils das erste gemessene Maximum wurde gleich der theoretischen Lage der Linie gesetzt.

<sup>5</sup>Im Praktikum wird derzeit ein Etalon mit  $FSR = 9,924GHz$  verwendet.

<sup>6</sup>Das entspricht bei einem Spannungshub von  $200mV/5ms$  einer Scanrate der Laserfrequenz von  $\pm 5,8GHz/ms$ .

(Abb.5.3) deutlich zu sehen. Während die Linien des  $Rb$ -Isotopes  $^{85}Rb$  in Abb.5.4 verschiedene Intensitäten aufweisen, zeigen sich in Abb.5.3 fast gleiche Werte der Absorption. Die Erklärung ist auch hier im Leerpumpen eines HFS-Termes durch das Laserlicht zu suchen, man redet auch von einem "Sättigungseffekt". Prinzipiell läßt sich dieses Problem durch Aufweiten des Laserstrahles, Erhöhung der Scan-geschwindigkeit oder Abschwächung des Laserlichtes lösen [17], jedoch erscheint es am praktikabelsten, Scanfrequenz und -richtung so zu wählen, daß alle sechs (der acht theoretischen) Linien aufgelöst sind. Ausgenutzt werden Sättigungseffekte, um dopplerfreie Spektroskopie zu betreiben. Dieses Verfahren ist z.B. in [23] oder [18] beschrieben.

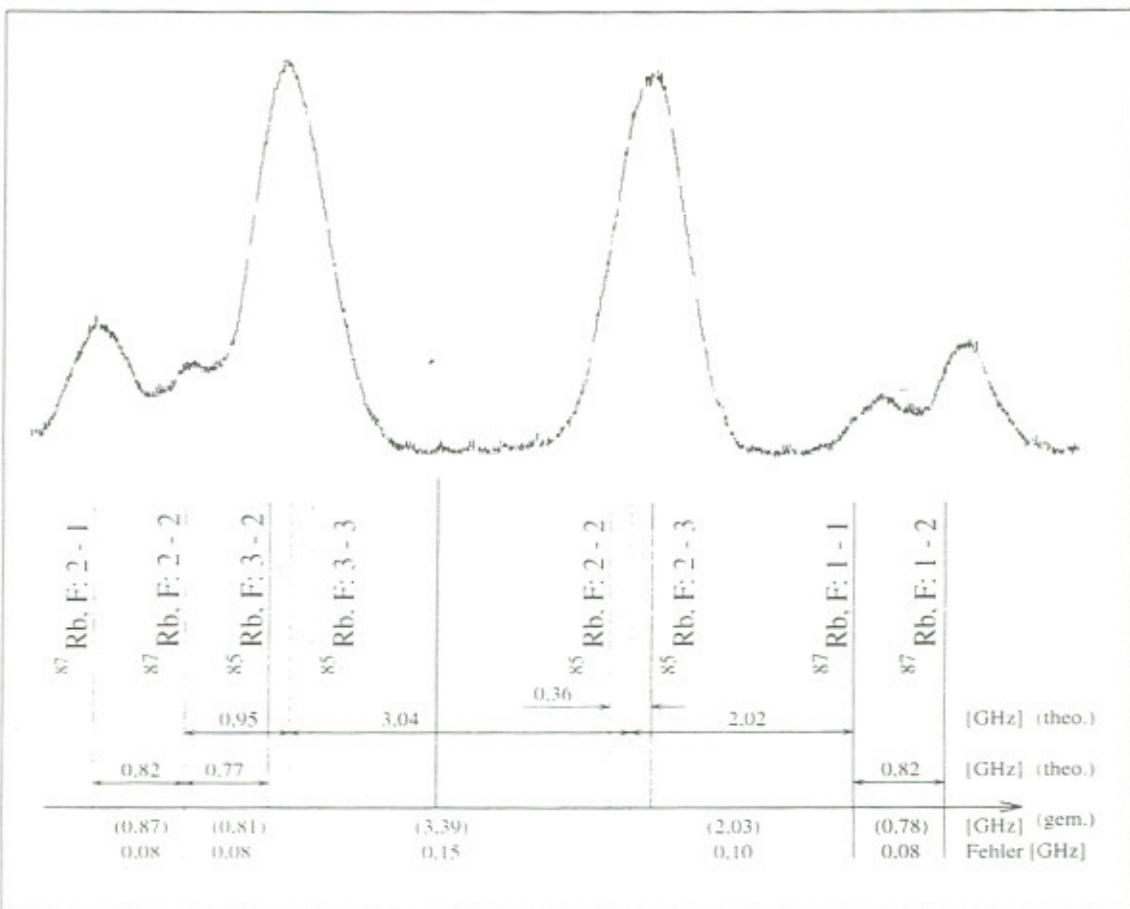


Abbildung 5.3: *Gemessenes HFS-Spektrum beider Rb-Isotope bei einer Scanrate von +5.8GHz/ms*

## 5.2 Doppelresonanz-Experimente

Optische/Radiofrequenz-Doppelresonanz gehört heute zu den Standardverfahren für Präzisionsmessungen atomarer Parameter [23]. Im Fortgeschrittenen Praktikum soll

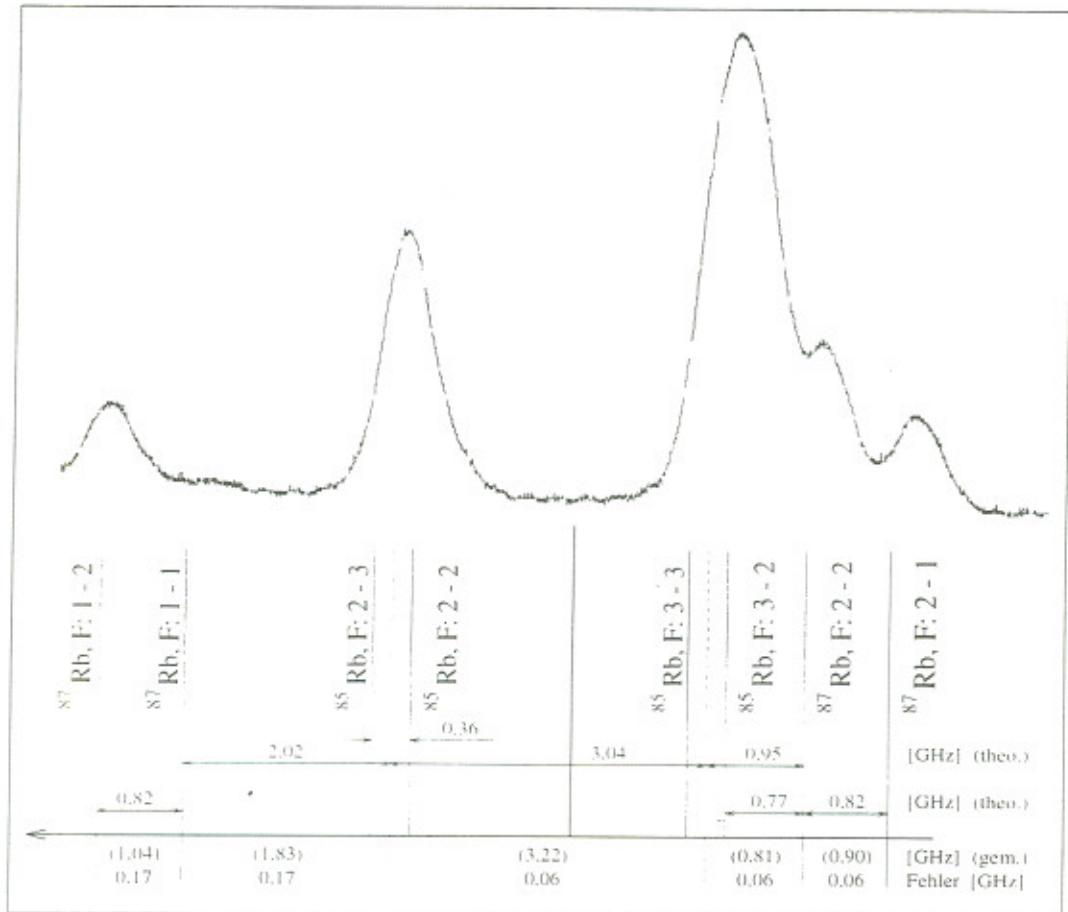


Abbildung 5.4: Gemessenes HFS-Spektrum beider Rb-Isotope bei einer Scanrate von  $-5,8\text{ GHz}/\text{ms}$

mit diesem Verfahren der Kernspin von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  bestimmt werden<sup>7</sup>, entscheidend hierfür ist der Prozeß des Zeeman-Pumpens (Kap.3.2): Die Absorption von RF-Quanten (Radiofrequenz) wird durch die Absorption energiereicherer optischer Quanten nachgewiesen. Im folgenden wird dieses **Doppelresonanz-Experiment** beschrieben. Der Name Doppelresonanz ist dadurch gegeben, daß sowohl Licht als auch Radiofrequenz resonant in die Rb-Zelle eingestrahlt wird.  
In Kapitel 1.5 wurde die Aufspaltung der Hyperfeinstrukturterme in einem schwachen Magnetfeld behandelt (Zeeman-Effekt des HFS). Für schwache Magnetfelder gilt in guter Näherung, daß die aufgespaltenen Zeeman-Niveaus äquidistant liegen, und für beide Rb-Isotope im Grundzustand gilt nach Gleichung (1.30):

$$\Delta E_B(\Delta m_F = 1) = h\nu = \frac{\mu_B B}{I + \frac{1}{2}} \quad (5.1)$$

<sup>7</sup>Das Meßverfahren ist auch dazu geeignet, die Horizontal- und Vertikalkomponente magnetischer Störfelder (Erdfeld) zu bestimmen!

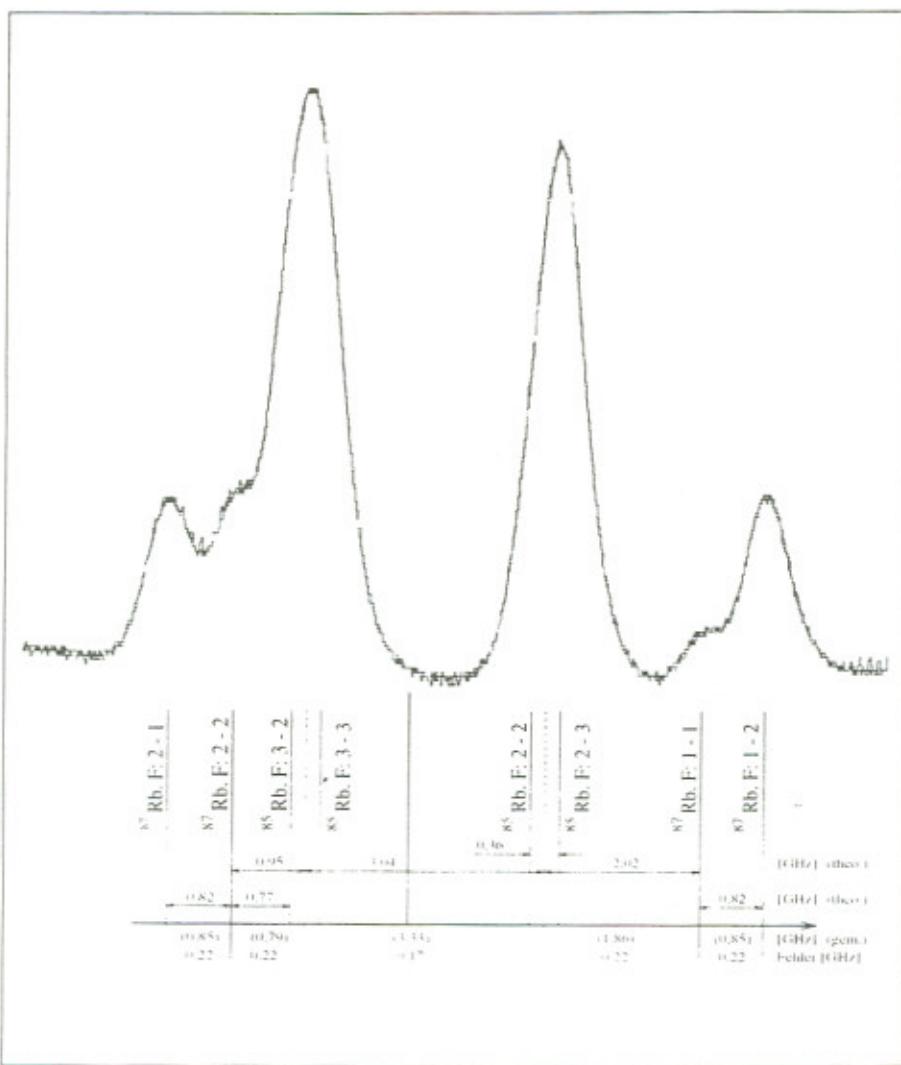


Abbildung 5.5: *Gemessenes HFS-Spektrum beider Rb-Isotope bei einer Scanrate von +58GHz/ms*

$I$  ist der Kernspin des jeweiligen Isotops,  $B$  das äußere Magnetfeld und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton. Formt man Gleichung (5.1) um, so erhält man:

$$I = \frac{\mu_B B}{h\nu} - \frac{1}{2} \quad (5.2)$$

Um den Kernspin zu bestimmen, ist nach Gleichung (5.2) der energetische Abstand der Zeeman-Niveaus im Magnetfeld bekannter Stärke zu messen. Abbildung 5.7 zeigt den Versuchsaufbau des Doppelresonanz-Experimentes.

Die Laserdiode wird bei konstanter Temperatur und konstantem Diodenstrom betrieben, so daß Licht resonanter Frequenz emittiert wird, d.h. es können Übergänge zwischen HFS-Termen des Grundzustandes und des angeregten Zustandes eines Rb-Isotopes induziert werden<sup>8</sup>. Im folgenden wird angenommen, daß der Laser so eingestellt ist, daß Übergänge zwischen HFS-Termen des Isotopes  $^{87}\text{Rb}$  induziert werden,

<sup>8</sup>Wie die "richtige" Einstellung des Lasers gefunden werden kann, wird weiter unten beschrieben.

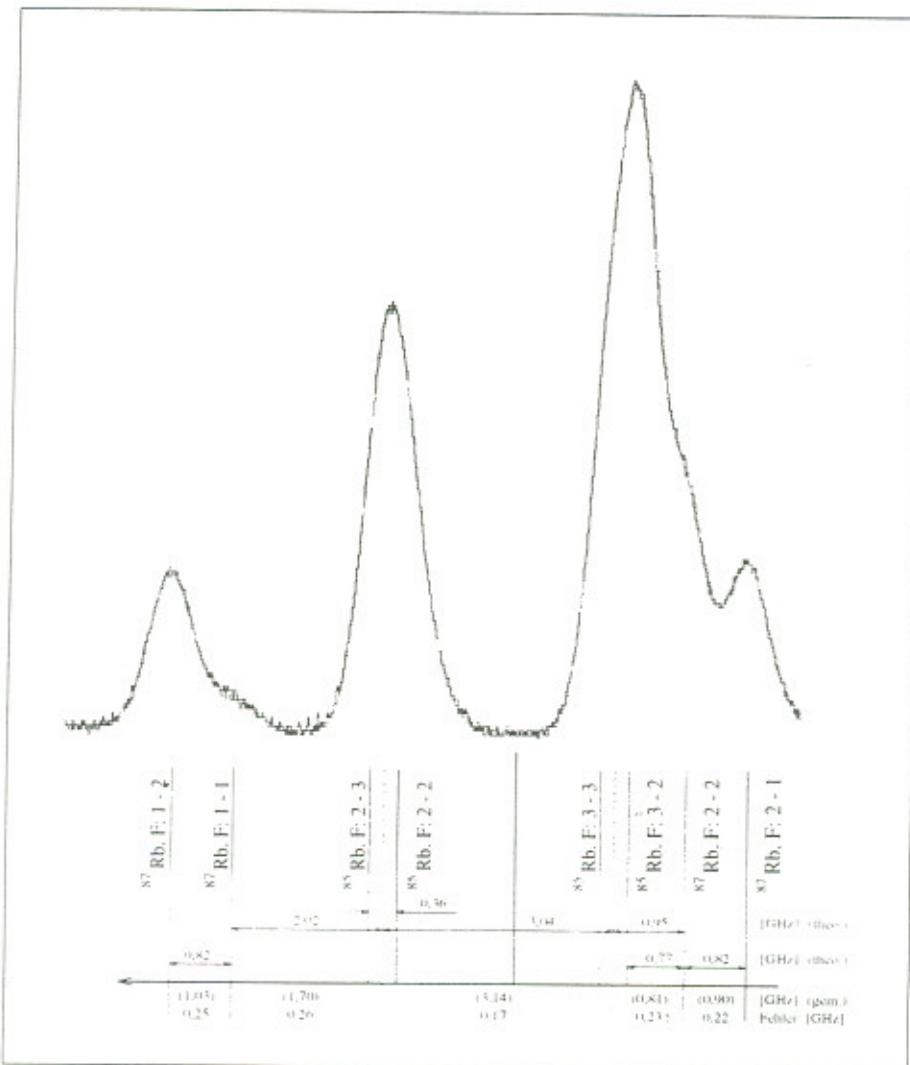


Abbildung 5.6: *Gemessenes HFS-Spektrum beider Rb-Isotope bei einer Scanrate von  $-58\text{GHz}/\text{ms}$*

die Behandlung von  $^{85}\text{Rb}$ -Atomen würde analog erfolgen. Durch die  $\lambda/4$  Platte wird das Licht der Laserdiode zirkular polarisiert und durch das einsetzende optische Pumpen (Zeeman-Pumpen, siehe Kap.3.2) wird der Zustand  $^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$  auf Kosten der anderen Niveaus des Grundzustandes immer stärker besetzt, bis sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Pumpvorgang und Relaxation einstellt: Die Besetzungsanzahl des Zustandes  $^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$  ist wesentlich höher als durch die Boltzmann-Statistik vorgegeben. Elektrische Dipolübergänge zwischen Zeeman-Niveaus des gleichen Terms sind nach den Auswahlregeln verboten, jedoch können durch Einstrahlung magnetischer Dipolstrahlung (relevante Auswahlregel:  $\Delta F = 0, \Delta m_F = \pm 1$ ) Übergänge induziert werden. Über einen RF-Sender wird Radiofrequenz in die Rb-Zelle eingestrahlt, das Magnetfeld, in dem sich die Zelle befindet, wird sinusförmig mit einer Frequenz von  $50\text{Hz}$  durch Variation des Stromes der Spule 2 moduliert. Die Aufspaltung der Zeeman-Niveaus ist proportional zur Ma-

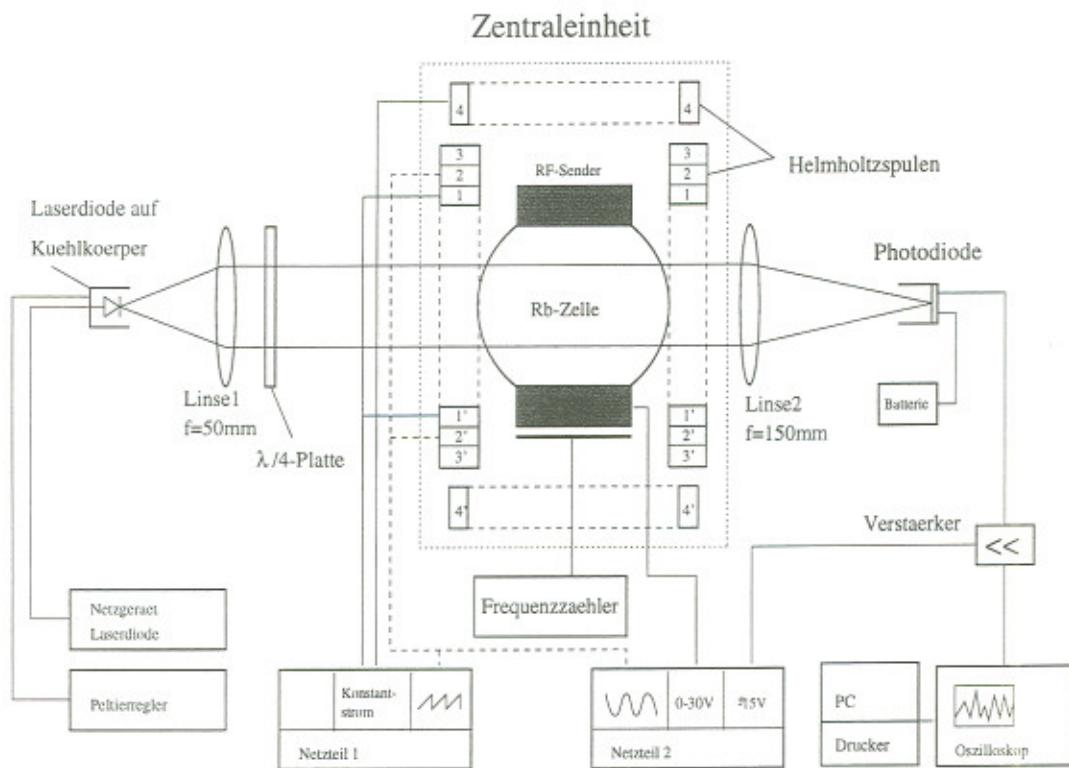


Abbildung 5.7: Versuchsaufbau zur Messung des Kernspins von  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  (Dopplersonanz)

gnetfeldstärke (Gleichung 5.1), bei einem Magnetfeld der "richtigen" Stärke können RF-Quanten der eingestrahlten Frequenz von den  $\text{Rb}$ -Atomen absorbiert werden, d.h. es finden Übergänge zwischen Zeeman-Niveaus statt (Stimulierte Absorption). Durch das Einstrahlen resonanter RF-Frequenz wird die durch das optische Pumpen aufgebaute Polarisation abgebaut, tendentiell wird wieder die Gleichbesetzung der Zeeman-Niveaus hergestellt. Da sich nun wieder mehr Atome in Niveaus befinden, die das resonante zirkular polarisierte Laserlicht absorbieren, kann wieder verstärkt gepumpt werden, und die Intensität des von der Zelle transmittierten Lichtes nimmt ab. Man sagt auch, die Transparenz der Zelle nimmt ab. Durch das oszillierende Magnetfeld wird die Resonanzbedingung für die Radiofrequenz periodisch erreicht und wieder zerstört, mit der gleichen Periode nimmt die Transparenz der Zelle ab: So mit registriert die Photodiode Absorptionen immer dann, wenn gilt  $\nu_{RF}h = \frac{\mu_B}{I+1/2}B$ . Mit Kenntnis des Magnetfeldes kann damit der Kernspin des  $\text{Rb}$ -Isotopes bestimmt werden.

Der konstante Strom durch Spule 1 wird so eingestellt, daß die Absorptionen äquidistant mit der doppelten Frequenz der Magnetfeldmodulation (siehe Abb.5.8) erscheinen.

Anzumerken ist, daß auf dem Oszilloskop die Spannung an Spule 2 betrachtet wird, Strom - und somit Magnetfeld - und Spannung an einer Spule sind jedoch phasenverschoben, und die Absorptionen erscheinen bei geeigneter Wahl der Parameter zwar äquidistant, doch nicht beim Nulldurchgang der Spannung. Polt man

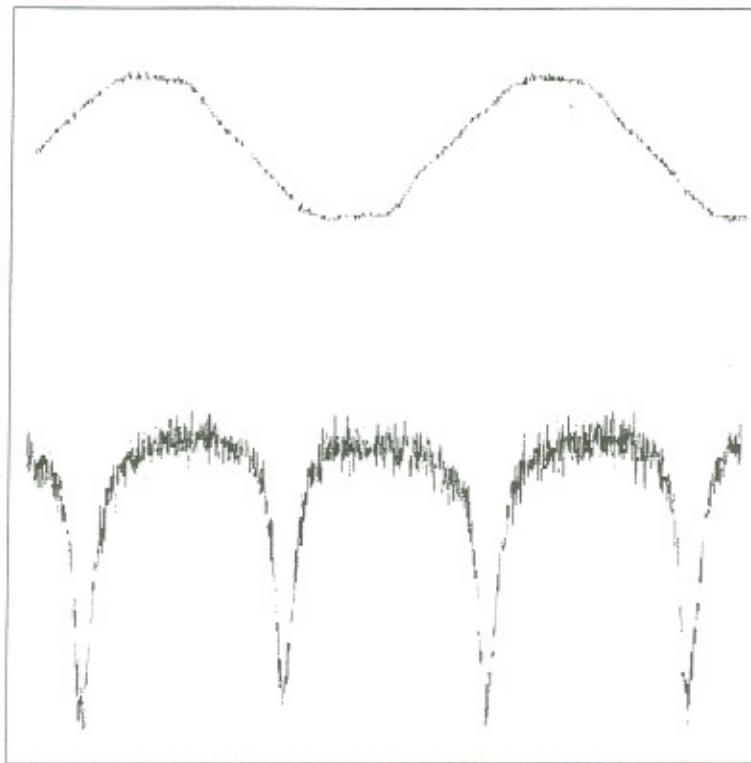


Abbildung 5.8: *Absorptionen bei Doppelresonanz: Die obere Meßkurve gibt die sinusförmige Spannung zur Modulation des Spulenfeldes wieder, unten sind die von der Photodiode registrierten äquidistanten Absorptionen sichtbar.*

den konstanten Strom durch Spule 1 um, so verschieben sich die Absorptionen, die Äquidistanz geht verloren. Wie ist dies zu erklären?

Das von der Zelle "gesehene" Magnetfeld ist nicht nur durch  $B_0$  gegeben, vielmehr müssen auch äußere Störfelder (Erdfeld etc.) in Betracht gezogen werden. Der gesamte Versuchsaufbau wurde so ausgerichtet, daß der Strahlengang und die Horizontalkomponente äußerer Magnetfelder parallel verlaufen. Wie Abb.5.9 zeigt, kann das Magnetfeld der Spule 1 parallel oder -antiparallel zur Horizontalkomponente des Störfeldes stehen.

Wird der Spulenstrom so geregelt und gemessen, daß die Absorptionen für Fall 1) und anschließend für Fall 2) äquidistant erscheinen, so ergibt sich die Möglichkeit zur Messung der Horizontalkomponente äußerer magnetischer Felder (Erdfeld).

Aus der Differenz der Werte des Spulenstromes für Fall 1) und 2) kann nach Gleichung (4.7) das resultierende Magnetfeld errechnet werden. Dieser Wert müßte dem doppelten<sup>9</sup> der Horizontalkomponente des äußeren Störfeldes (Erdfeld) entsprechen. Die Abb.5.8 zugehörige Messung lieferte eine Differenz des Spulenstroms von  $(41 \pm 2)mA$ , was zu einem Magnetfeld von  $33\mu T = 2 \cdot 16,2\mu T (\pm 0,8\mu T)$  führt. Mit Hilfe eines Teslameters wurde das horizontale Feld am ungefähren Ort des Mittelpunktes der Rb-Zelle gemessen, es ergab sich ein Feld von  $(15,8 \pm 1,0)\mu T$ . In [19] wird für Freiburg im Breisgau angegeben:  $B_{Hor}(Erde) = 20,9\mu T$ . Beim Vergleich

---

<sup>9</sup>  $B_{Spule} + B_{Hor}(Erde) - (B_{Spule} - B_{Hor}(Erde)) = 2B_{Hor}(Erde)$

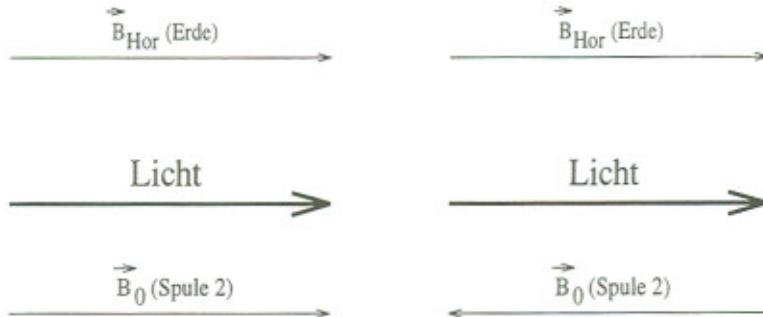


Abbildung 5.9: Überlagerung horizontaler Magnetfelder: Fall 1) Bei der linken Darstellung addiert sich das Störfeld zum Magnetfeld der Spule, Fall 2) rechts wird das Feld der Spule geschwächt.

der gemessenen Zahlenwerte und dem theoretischen Wert des Erdfeldes ist zu bedenken, daß zusätzliche Streufelder elektrischer Geräte und Leitungen dem Erdfeld überlagert sind<sup>10</sup>.

Vernachlässigt wurde bisher die vertikale Komponente des Erdfeldes, in [19] wird diese für Freiburg mit einem Wert von  $42,9\mu T$  beziffert, und mit dem Teslameter wurde am Ort der Rb-Zelle ein Feld von  $(33,7 \pm 1)\mu T$  gemessen. Um den Einfluß vertikaler Störfelder zu kompensieren, steht ein Helmholtzspulenpaar (Spule 4) zur Verfügung. Folgende Methode besteht, um den Strom durch Spule 4 zu bestimmen, der zu einer Kompensation des Magnetfeldes führt:

Das horizontale Störfeld wird mit Spule 1 kompensiert<sup>11</sup>, die Spannung an Spule 2 wird sinusförmig moduliert. Der RF-Sender bleibt ausgeschaltet! Der Laser wird mit den gleichen Einstellungen wie bei der Doppelresonanzmethode betrieben, so daß Zeeman-Pumpen eines Isotopes möglich ist. Abb.5.10 zeigt die sinusförmige Modulationsspannung an Spule 2 (oben) und das Signal der Photodiode (unten) bei kompensiertem Horizontalfeld und  $I_{Spule4} = 0mA$ . Wird nun der Strom durch Spule 4 (mit der richtigen Polung) erhöht<sup>12</sup>, so werden die erkennbaren Absorptionen tiefer (Abb.5.11), bis sie ein Maximum erreichen (Abb.5.12): Vertikale Störfelder sind nun vollständig kompensiert. Da keine RF-Frequenz eingestrahlt wird, stellt sich die Frage, wie diese Absorptionen zu erklären sind.

Durch das resonante, zirkular polarisierte Laserlicht wird das Ensemble der Rb-Atome optisch gepumpt (Zeeman-Pumpen), d.h. die Atome werden bezüglich eines äußeren Magnetfeldes ausgerichtet. Diese Polarisation geht verloren, wenn das äußere Feld verschwindet. Alle Zeeman-Niveaus besitzen dann gleiche Energie, der Zustand ist entartet, und schon kleinste Wechselwirkungen (etwa Stöße mit Gasatomen) bewirken eine Depolarisation. Je geringer der energetische Abstand der Zeeman-Niveaus (linearer Zusammenhang mit Magnetfeld, siehe Gleichung (1.26)), desto weniger Energie muß z.B. bei einem Stoß auf ein Rb-Atom übertragen werden,

<sup>10</sup>So wurde an einer anderen Stelle der Wabenplatte des Versuchsaufbaus ein Feld von  $38\mu T$  gemessen: kurz zuvor lag an dieser Stelle ein Permanentmagnet!

<sup>11</sup>Polung und Stärke des Kompensationsstromes sind durch die Doppelresonanzmethode (äquidistante Peaks) bestimmbar.

<sup>12</sup>Die magnetischen Feldlinien der Erde treten in der nördlichen Hemisphäre in den Boden ein.

um es zu desorientieren. Mit kleiner werdendem Magnetfeld steigt der Depolarisationsquerschnitt an [16]. Verlieren im schwachen Magnetfeld immer mehr  $Rb$ -Atome ihre Orientierung, so kann verstärkt gepumpt werden, die Transparenz der Zelle sinkt. Eine maximale Absorption ist im Falle  $B_{gesamt} = 0\mu T$  zu erwarten. Der Strom durch Spule 4 bezügt in Abb.5.12 den Wert  $I_{Spule4} = (80,4 \pm 2)mA$ , daraus errechnet sich ein Magnetfeld von  $35,4 \pm 0,9\mu T$ .

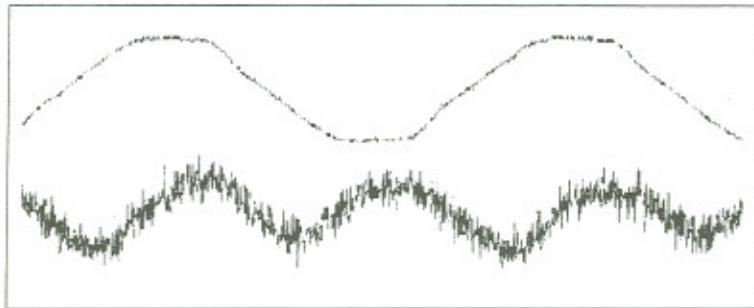


Abbildung 5.10: *Absorptionen im Nulldurchgang des horizontalen Magnetfeldes (Vertikalfeld unkompenziert)*

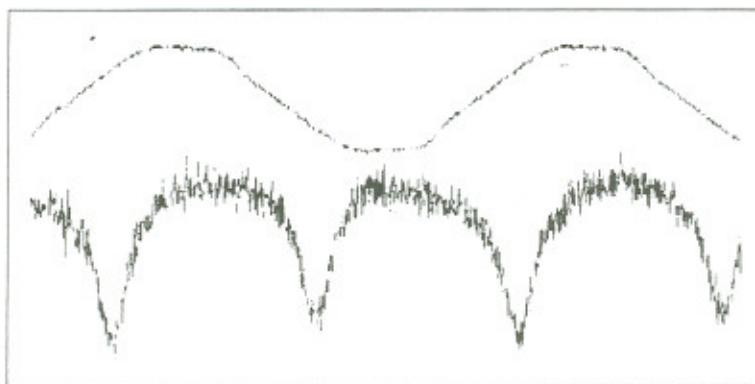


Abbildung 5.11: *Absorptionen im Nulldurchgang des horizontalen Magnetfeldes (Vertikalfeld teilweise kompensiert)*

Zu klären bleibt, wie die Betriebsdaten für die Laserdiode gefunden wurden, um den Kernspin beider  $Rb$ -Isotope mittels Doppelresonanz zu messen. Hierzu wurde Spule 1 mit einer sägezahnförmigen Spannung großer Amplitude betrieben<sup>13</sup>. In die  $Rb$ -Zelle wird RF geringer Frequenz ( $496kHz$ ) eingestrahlt<sup>14</sup>. Bei fester Wahl der Temperatur wurde der Laserdiodenstrom von Hand so lange verändert, bis Absorptionsprofile sichtbar wurden. Zwei Einstellungen ließen sich finden, bei denen Doppelresonanz auftrat. Ihnen zugehörig ist das Zeeman-Pumpen jeweils eines der beiden  $Rb$ -Isotope. Abb.5.13 zeigt Absorptionsprofile für die Laserdaten:  $T = (34,7 \pm 0,1)^\circ C$ ,  $I_{Laser} = (59,6 \pm 0,2)mA$ . Gepumpt wurde mit diesen Einstellungen  $^{85}Rb$ .

<sup>13</sup>Der verwendete Sägezahngenerator war mit einem Gleichspannungsanteil behaftet.

<sup>14</sup>Dies soll sicherstellen, daß für eine bestimmte Größe des Sägezahns (Magnetfeld) Doppelresonanz auftritt.

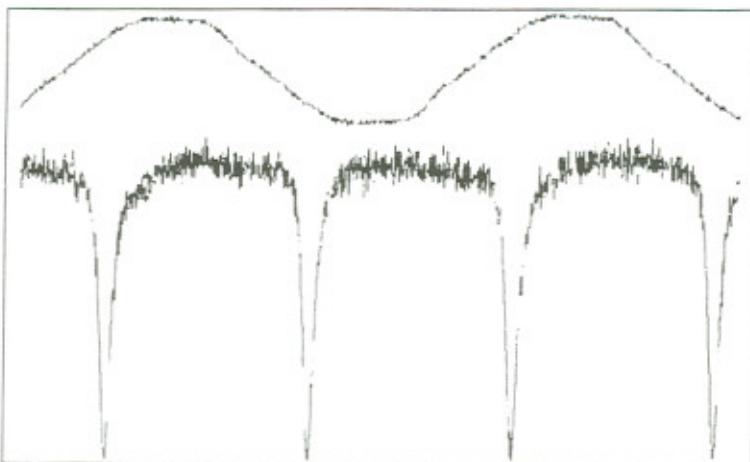


Abbildung 5.12: *Maximale Absorptionen im Nulldurchgang des horizontalen Magnetfeldes (Vertikalfeld kompensiert)*

Der sägezahnartige Spannungsverlauf in Abb.5.13 spiegelt den Verlauf des Magnetfeldes wieder, welches mit dem Teslameter (Fluxmaster) knapp unterhalb der Zelle parallel zum Strahlengang gemessen und über den Analogausgang des Instrumentes auf den Schirm des Oszilloskopes gebracht wurde. Die untere gerade Linie markiert die Magnetfeldstärke  $0\mu T$ . Für einen bestimmten Wert des Magnetfeldes  $B_0$  tritt die Bedingung zur Doppelresonanz auf (Peak 2). Es ist zu beachten, daß das Spulenfeld während der steilen Flanke des Sägezahns nicht augenblicklich zusammenbricht, sondern exponentiell abfällt und somit der Wert  $B_0$  rasch "durchfahren" wird: Eine tiefe, schmale Absorption wird sichtbar (Peak 1).

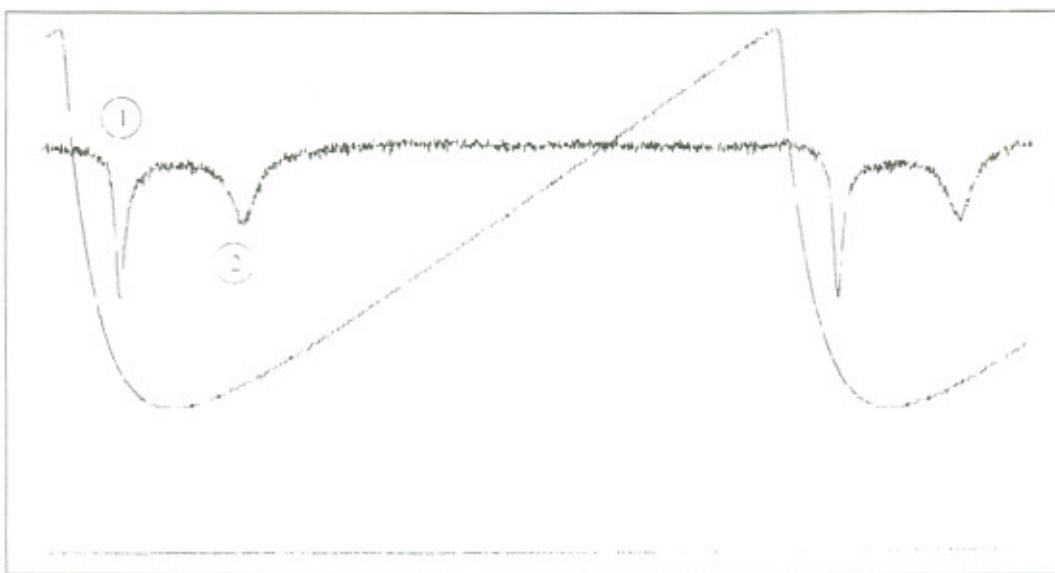


Abbildung 5.13: *Doppelresonanz bei sägezahnförmiger Magnetfeldmodulation*

Eine zweite Möglichkeit die Laserdaten zu bestimmen, die optisches Pumpen erlauben, besteht darin, einem magnetischen Wechselfeld ein konstantes Feld so zu

überlagern, daß sich beide Felder für gewisse Werte der Modulation aufheben. Der Diodenstrom kann nun wieder variiert werden, bis Absorptionen auftreten. Abb.5.14 zeigt eine solche Messung. Die horizontale Linie gibt Magnetfeldstärke  $0\mu T$  wieder. Deutlich ist zu sehen, wie Absorptionen dann auftreten, wenn das Magnetfeld verschwindet.

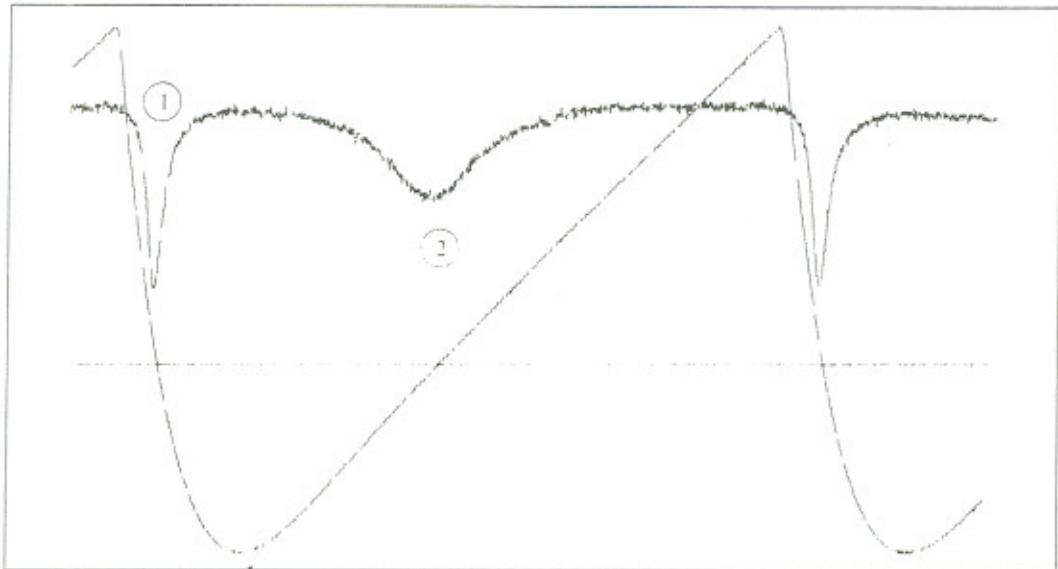


Abbildung 5.14: *Absorptionen bei verschwindendem Magnetfeld*

Wird in der Situation, die Abb.5.14 zeigt, zusätzlich Radiofrequenz in die Zelle eingestrahlt, so erscheinen weitere Absorptionen, die aus der Doppelresonanz-Bedingung herrühren; illustriert wird dies in Abb.5.15. Alle relevanten Parameter wurden gegenüber Abb.5.14 gleich belassen<sup>15</sup>, jedoch wurde RF mit  $\nu_{RF} = 496\text{kHz}$  eingestrahlt (Die Betriebsspannung des Sender betrug 10V). Die Peaks 2 und 5 sind durch das verschwindende Magnetfeld zu erklären, Doppelresonanz herrscht bei Peak 1, 3, 4, und 6. Wird das gemessene Magnetfeld bestimmt, welches z.B. bei Peak 6 herrscht, so erhält man einen Wert von  $99,8\mu T$ . Da das vertikale Störfeld ( $B_{vert} \approx 36\mu T$ ) hierbei nicht aufgezeichnet (und auch nicht kompensiert) wurde, beträgt das effektive Magnetfeld, in der sich die Zelle bei Peak 6 befindet  $106\mu T$ . Nach Gleichung (5.2) errechnet sich der Kernspin des gepumpten Isotops zu  $I = 2,49$ , somit handelt es sich um  $^{85}\text{Rb}$ .

Gegenüber Abb.5.15 sind die Absorptionen in Abb.5.16 etwas verschoben und schmäler: Bei sonst gleichen Bedingungen zeigt Abb.5.16 eine Messung, bei der vertikale Störfelder kompensiert wurden.

Abb.5.17 wurde unter den gleichen Bedingungen aufgenommen, wie Abb.5.15, jedoch wurde die Betriebsspannung des RF-Senders auf 30V erhöht<sup>16</sup> und somit die Sendeleistung gesteigert. Die Absorptionen, bei denen Doppelresonanz herrscht erscheinen in Abb.5.17 deutlich breiter. Dieser Effekt ist wohl durch Sättigungsverbreiterung (power broadening) zu erklären. Bei wachsender Sendeleistung treten

<sup>15</sup>Die Zellentemperatur war in Abb.5.14 etwas höher.

<sup>16</sup>Dadurch hatte sich die emittierte Frequenz um  $5\text{kHz}$  verschoben, was aber unerheblich ist.

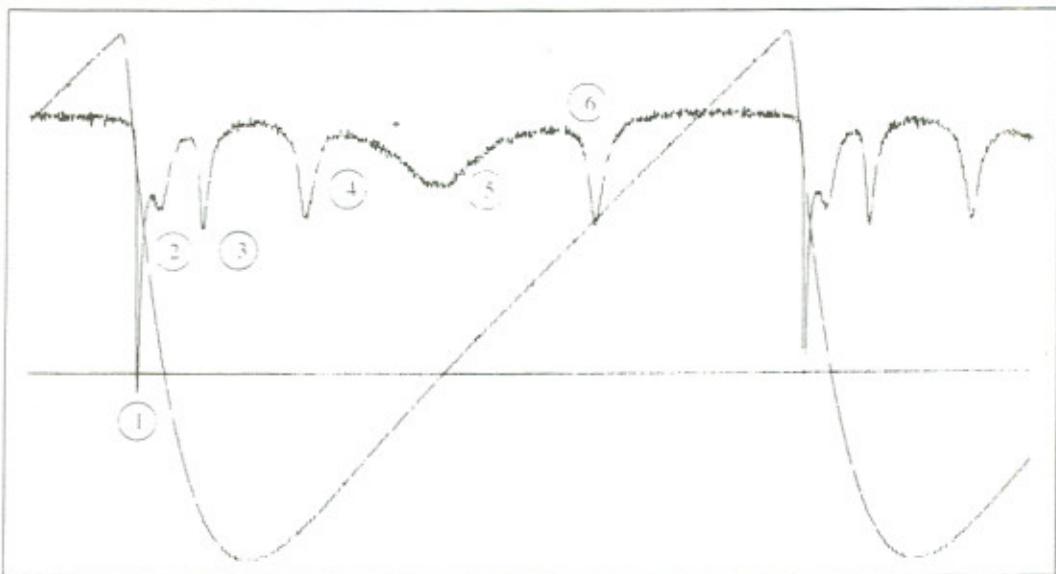


Abbildung 5.15: *Absorptionen bei Doppelresonanz und verschwindendem Magnetfeld*

Kernspin $I$	gemessen	theoretisch
$^{85}Rb$	$2,497 \pm 0,05$	2,5
$^{87}Rb$	$1,504 \pm 0,02$	1,5

Tabelle 5.1: *Durch Doppelresonanz gemessener Kernspin beider Rb-Isotope*

zusätzliche Absorptionen auf: Peak 7 und 8. Bei beiden Peaks herrscht das doppelte Magnetfeld gegenüber Peak 4 und 6 (Doppelresonanz). In [6] wird darauf hingewiesen, daß es möglich ist, durch Erhöhung der Hochfrequenzfeldstärke Mehrfachquantenübergänge zu erzwingen<sup>17</sup>. Der energetische Abstand zweier Zeeman-Niveaus beträgt bei Peak 7 und 8  $\Delta E = 2 \cdot \nu_{RF} = 2 \cdot 496\text{kHz}$ . Bei der Absorption von zwei RF-Quanten könnten über ein virtuelles Zwischenniveau Übergänge zwischen zwei Zeeman-Niveaus induziert werden, dies könnte die beobachteten Absorptionen 7 und 8 erklären.

In Tabelle 5.1 wird abschließend der durch Doppelresonanz (unter Berücksichtigung der Störfelder) gemessene Kernspin beider Rb-Isotope angegeben.

### 5.3 Spinpräzession

Eine Möglichkeit schwache Magnetfelder zu messen, besteht in der Analyse der Spinpräzession eines optisch gepumpten Ensembles. Abb.5.18 zeigt den verwendeten Aufbau, um die Vertikalkomponente eines äußeren Magnetfeldes (Erdfeld) zu messen.

<sup>17</sup>Die (geringe) Wahrscheinlichkeit eines Zweiquantenüberganges steigt mit wachsender spektraler Leistung.

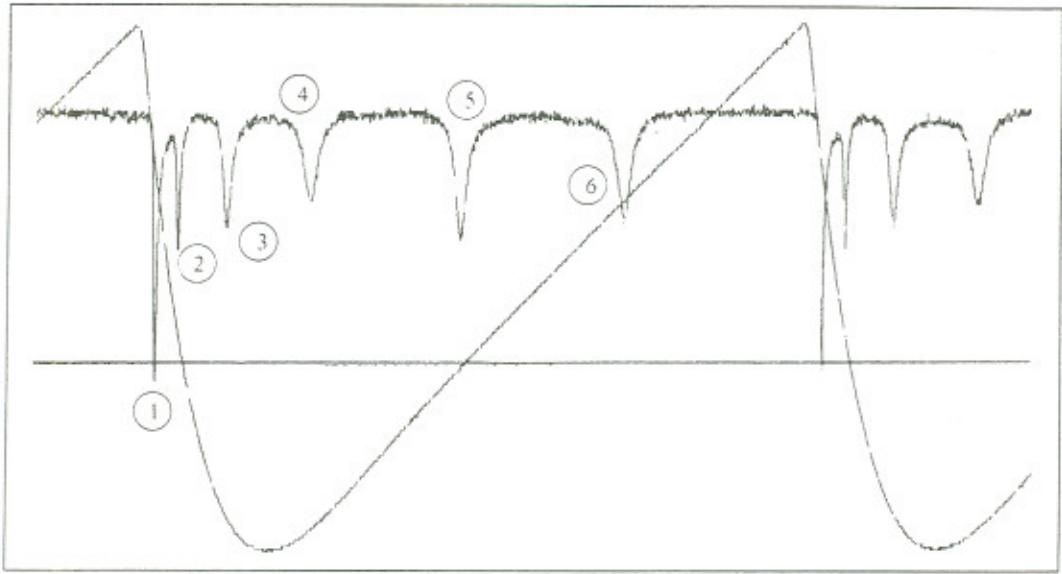


Abbildung 5.16: *Absorptionen bei Doppelresonanz und verschwindendem Magnetfeld (Vertikalfeld kompensiert)*

Die Horizontalkomponente des äußeren Magnetfeldes wird durch Anlegen eines Gleichstromes durch Spule 1 kompensiert<sup>18</sup>. Das horizontale Magnetfeld variiert, da der Strom durch eine Spule geringer Induktivität<sup>19</sup> periodisch an- und ausgeschaltet wird (getackteter Gleichstrom). Kein Versuch wird unternommen, die vertikale Komponente des äußeren Feldes zu kompensieren. Resonantes, zirkular polarisiertes Laserlicht orientiert den *Rb*-Dampf der Zelle im überlagerten Erd- und Spulenfeld. Der Strahlengang sei als  $z$ -Richtung angenommen. Wird das Spulenfeld ausgeschaltet in einer Zeit, die kürzer als die Präzessionszeit der *Rb*-Atome im Erdfeld ist, so kann die Polarisation des Ensembles nicht den schnell wechselnden Magnetfeld folgen und bleibt stationär. In Abwesenheit des Spulenfeldes erfährt das Ensemble aufgrund des vertikalen Erdfeldes ein Drehmoment: Eine Präzessionsbewegung um die Richtung des Vertikalfeldes beginnt. Für die Kreisfrequenz  $\omega_L$  der Präzession gilt:

$$\omega_L = \frac{g_F \mu_B}{\hbar} B_{vert}(Erde) \quad (5.3)$$

Der Polarisationsvektor folgt dieser Präzession, und der *Rb*-Dampf wechselt bei jedem Umlauf von einem Zustand maximaler Transparenz in  $z$ -Richtung in einen Zustand maximaler Absorption [26]. Die Intensität des von der *Rb*-Zelle transmittierten Lichtes variiert zeitlich. Aus der Frequenz  $\nu_{osz}$  des sinusförmigen Absorptionssignals kann die Größe der Vertikalkomponente des Erdfeldes bestimmt werden:

$$B_{vert}(Erde) = \frac{\hbar}{g_F \mu_B} \nu_{osz} \quad (5.4)$$

<sup>18</sup>Die notwendige Stromstärke ist aus dem Experiment zur Doppelresonanz bekannt.

<sup>19</sup>Auf den Kugelkörper der Resonanzzelle sind zwei miteinander verbundene Spulen mit jeweils  $n = 5$  gewickelt.

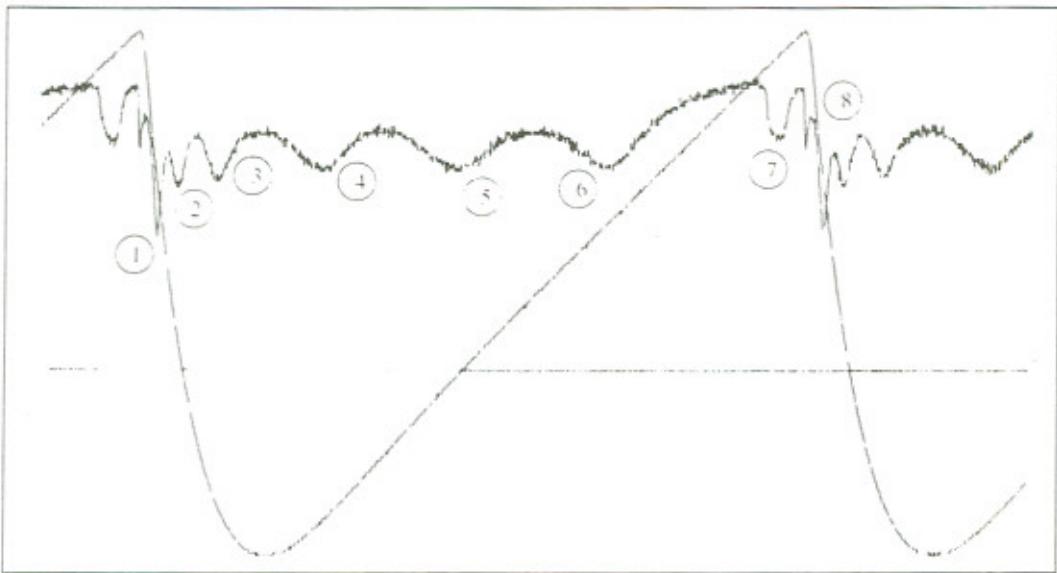


Abbildung 5.17: *Absorptionen bei Erhöhung der Sendeleistung*

Abb.5.19 zeigt den Verlauf des Absorptionssignales nach Abschalten des horizontalen Magnetfeldes. Der Laser ist so eingestellt, daß ein Zeeman-Pumpen von  $^{85}Rb$  ( $g_F = 1/3$ ) möglich ist<sup>20</sup>. Die horizontale Ablenkung des Oszilloskopes beträgt  $5\mu s/div$ . Gemittelt über acht Perioden wurde die Frequenz des Absorptionssignals zu  $\nu_{osz} = (175 \pm 3)kHz$  bestimmt. Das daraus ermittelte Magnetfeld beträgt  $(37.5 \pm 0.6)\mu T$ .

In der Messung zu Abb.5.20 (horizontale Ablenkung des Oszilloskopes  $50\mu s/div$ ) wurde das vertikale Erdfeld durch Anlegen eines Stromes von  $77mA$  an Spule 4 geschwächt, was rechnerisch<sup>21</sup> zu einem Magnetfeld von  $2,9\mu T$  führt. Die Messung von  $\nu_{osz}$  des Absortionssignales ergibt mit Gleichung (5.4) ein Magnetfeld von  $(2.8 \pm 0.2)\mu T$ .

Die sinusförmige Oszillation des Absorptionssignales klingt zeitlich ab, die (transversale) Relaxationszeit sowie die Amplitude der Schwingung variiert, wie in Abb.5.19 und Abb.5.20 zu sehen ist, mit der Größe äußerer Magnetfelder. Eine Beobachtung der Spinpräzession ohne Kompensation von  $B_{hor}(Erde)$  gelang nicht. Wird das getaktete Magnetfeld mit Spule 1, 2 oder 3 erzeugt, so konnte kein verwertbares Ergebnis produziert werden: Diese Spulen besitzen eine größere Induktivität als die Spule, welche auf die Resonanzzelle gewickelt ist; vermutlich erfolgt das Abschalten des Magnetfeldes zu langsam, so daß die Polarisation dem Magnetfeld folgen kann.

<sup>20</sup>Überprüft wurden die Einstellungen für Temperatur und Laserdiodenstrom durch die Bestimmung des Kernspins mit der Doppelresonanzmethode.

<sup>21</sup> $B_{vert}(Erde) - B_{Spule} = B$

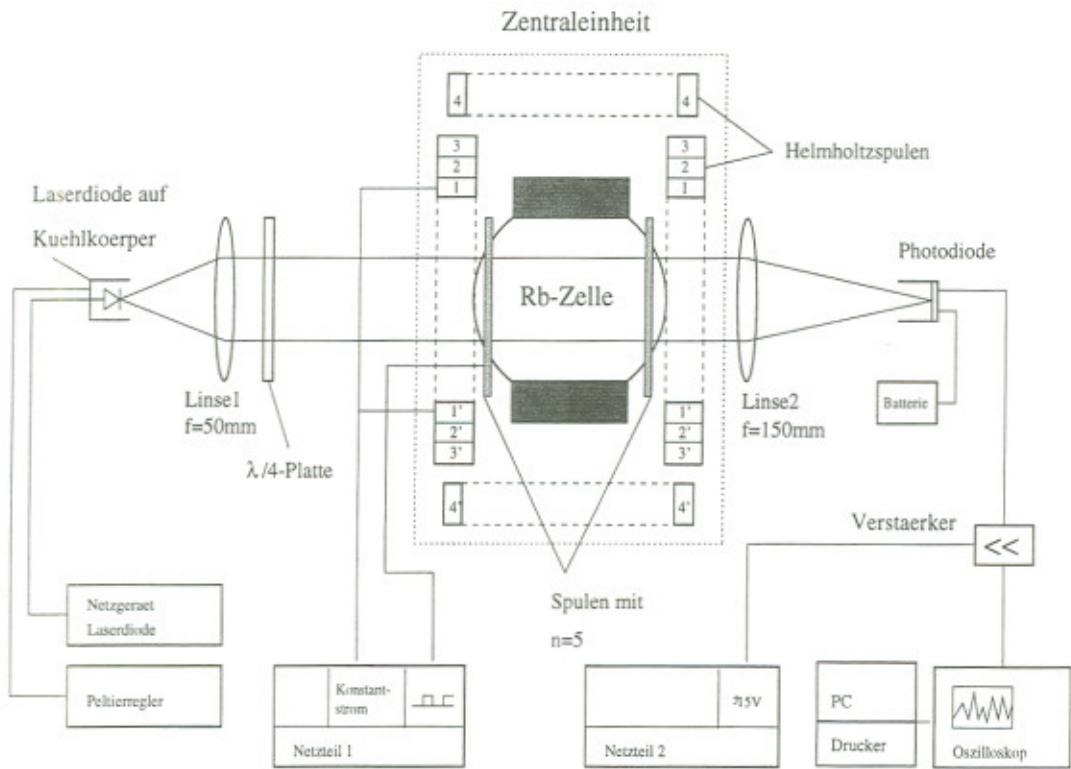


Abbildung 5.18: Versuchsaufbau zur Beobachtung der Spinpräzession

## 5.4 Messung von Relaxationszeiten

In Kapitel 3.1.2 wurde die Dynamik des Pumpprozesses im vereinfachten Modell analysiert. Durch optisches Pumpen (Zeeman-Pumpen) wird ein Ensemble von *Rb*-Atomen polarisiert, d.h. in einen äußeren Magnetfeld ausgerichtet. Relaxationsmechanismen, welche in Kapitel 3.3 erläutert werden, wirken dem Pumpvorgang entgegen. Wird das Pumplicht plötzlich abgeschaltet, so zerfällt die aufgebaute Polarisation, die Unterschiede der Besetzungszahlen entwickeln sich nach einer abfallenden Exponentialfunktion (Gleichung (3.9)). Die Relaxationszeit  $T_R$  charakterisiert hierbei diesen Prozeß. Mit Gleichung (3.27) kann die Relaxationszeit aus der Geometrie einer kugelförmigen Resonanzzelle errechnet werden. Hierbei wird die Annahme gemacht, die Desorientierung von *Rb*-Atome an der Zellwand stellten den einzigen Relaxationsmechanismus dar. Berücksichtigt man noch zusätzlich die depolarisierende Wirkung des Puffergases, so liefert Gleichung (3.29) die Zeitkonstante  $T_R$ .

Während resonantes Pumplicht in ein Ensemble eingestrahlt wird, konkurrieren Relaxation und Pumpvorgang. Für die Zeitkonstante  $\tau$  dieses Orientierungsprozesses gilt (Gleichung (3.17)):

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R}$$

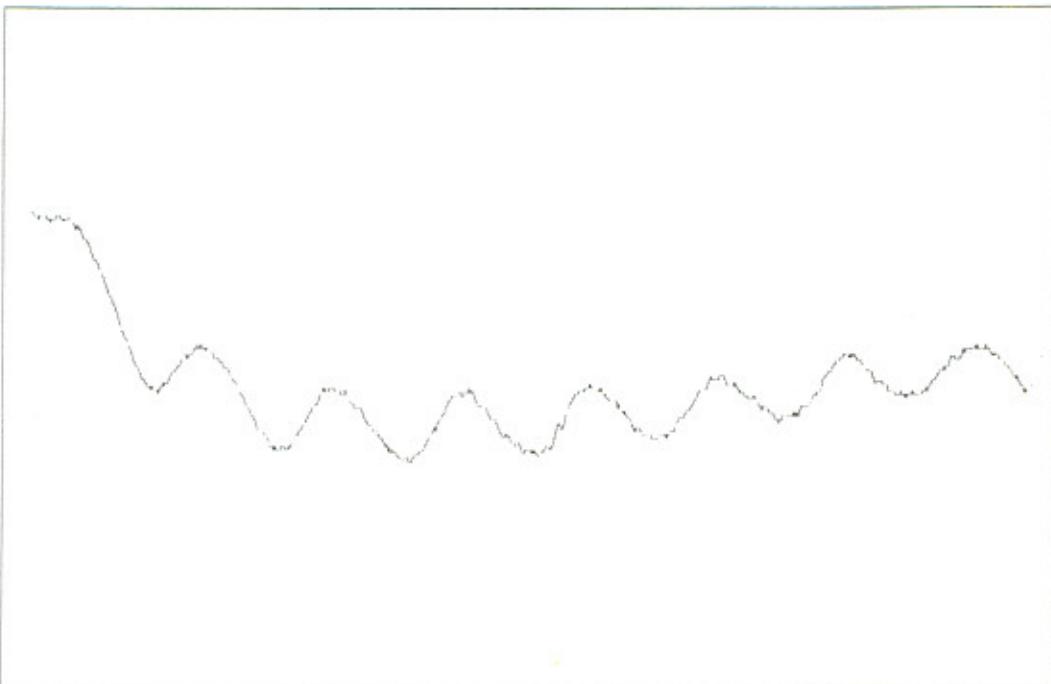


Abbildung 5.19: Beobachtung der Spinpräzession im vertikalen Magnetfeld der Erde

Hierbei ist  $T_P$  die Pumpzeit, die durch eine Proportionalitätskonstante  $a$  folgendermassen mit der Intensität  $I$  des Pumplichtes verknüpft ist:

$$T_P = \frac{1}{aI}$$

Gemessen werden soll in diesem Versuch die Relaxationszeit  $T_R$ . Zwei Möglichkeiten  $T_R$  zu ermitteln, werden vorgestellt. Beide Methoden beinhalten leider Schwierigkeiten, welche eine exakte Bestimmung der Relaxationszeit erschweren. Das Augenmerk sollte deshalb nicht auf die ermittelten Zahlenwerte fallen, sondern auf die qualitativen Ergebnisse gerichtet sein. Es gilt auch zu Bedenken, daß zur Beschreibung des Pump- und Relaxationsprozesses in Kapitel 3 einige vereinfachende Annahmen gemacht wurden, welche überhaupt erst eine numerische Bewertung erlaubten. Um William Happer [8] zu zitieren: "Präzisionsmessungen von Relaxationsraten sind recht schwierig zu realisieren, und man sollte wahrscheinlich die Fehlerschätzungen der meisten Relaxationsraten ignorieren, welche in der Literatur angegeben werden."

#### 5.4.1 Dehmelt's Methode der Magnetfeldumkehr

Auf H.G. Dehmelt geht die Methode der Relaxationsmessung durch Magnetfeldumkehr zurück und ist erstmals in dem Artikel "Slow Spin Relaxation of Optically Polarized Sodium Atoms" [9] beschrieben. Abb. 5.21 zeigt den in diesem Versuch verwendeten Aufbau des Experiments.

Mit Hilfe der Laserdiode und des  $\lambda/4$ -Plättchens wird resonantes, zirkular polarisiertes Licht in die  $Rb$ -Zelle eingestrahlt, so daß Zeeman-Pumpen des Ensembles

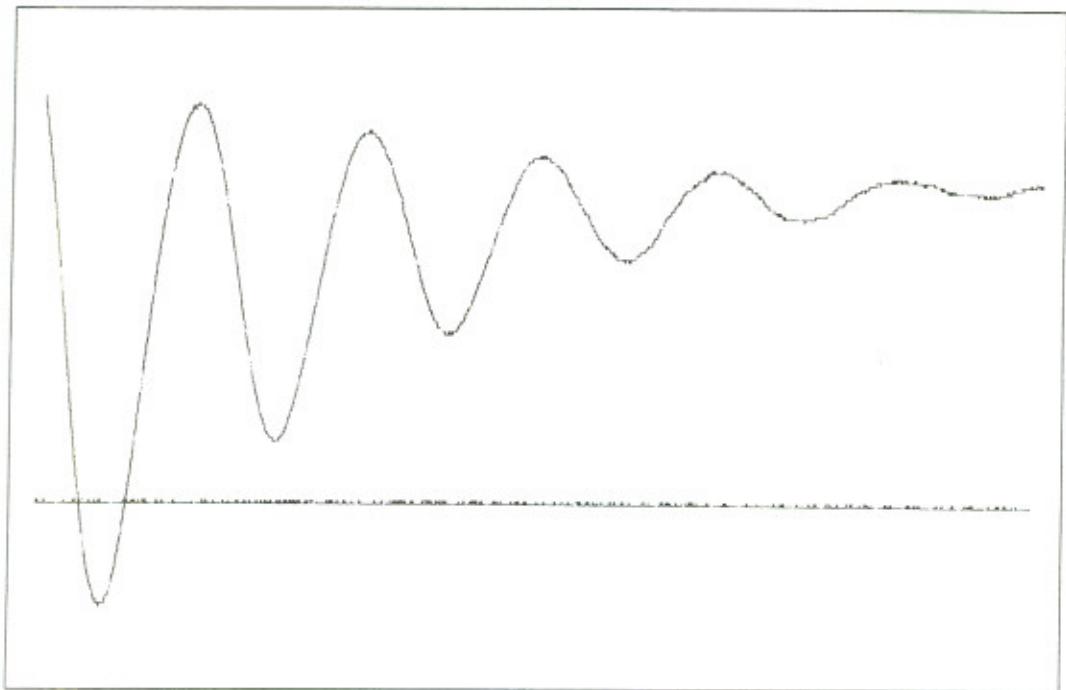


Abbildung 5.20: Beobachtung der Spinpräzession im nahezu kompensierten vertikalen Magnetfeld der Erde

möglich ist. Die Photodiode registriert das von der Zelle transmittierte Licht. Das vertikale magnetische Feld wird mit Hilfe von Spule 4 kompensiert, Spule 3 erzeugt ein magnetisches Wechselfeld. Betrieben wird Spule 3 mit einer Rechteckspannung (30Hz) aus Netzeil 1. Zunächst befindet sich kein Neutralfilter im Strahlengang. Abb.5.22 zeigt eine Aufnahme des Oszillographenschirmes, die unter diesen Bedingungen aufgenommen wurde.

Wie ist der Verlauf des Photodiodensignales bei Umkehr des Magnetfeldes zu erklären? Beim Einschalten des Pumplichtes der Intensität  $I_{ein}$  wird zunächst angenommen, die Zelle befände sich in einem konstanten Magnetfeld. Die  $Rb$ -Atome der Resonanzzelle sind statistisch über alle Zeeman-Niveaus des Grundzustandes verteilt. Das eingestrahlte rechtszirkular-polarisierte Laserlicht ( $D_1$ -Linie von Rubidium) kann von allen Atomen absorbiert werden, bis auf jene, die sich im Grundzustand mit den höchsten Quantenzahlen  $F, m_F$  befinden. So können z.B.  $^{87}Rb$ -Atome, die sich im Zustand  $^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$  befinden, kein  $\sigma^+$ -Licht (rechtszirkular polarisiertes Licht) der  $D_1$ -Linie absorbieren, da sich nach der zugehörigen Auswahlregel die magnetische Quantenzahl  $m_F$  um eine Einheit erhöhen muß ( $\Delta m_F = +1$ ). Im ersten angeregten Zustand  $^2P_{1/2}$  existiert aber kein Niveau mit  $m_F = 3$ . Entsprechendes gilt für  $^{85}Rb$ . Da sich zu Beginn des Pumpprozesses nur wenige Atome in nicht absorbierenden Niveaus (solche mit den höchsten Quantenzahlen  $F, m_F$ ) befinden, kann  $\sigma^+$ -Licht absorbiert werden: Die Transparenz der Zelle ist gering, die Photodiode registriert wenig transmittiertes Licht, die Intensität  $I$  befindet sich in einem Minimum ( $I_{min}$ ). Der einsetzende Pumpvorgang (Zeeman-Pumpen) ändert die Besetzungszahlen der atomaren Niveaus; immer mehr Atome reichern sich im

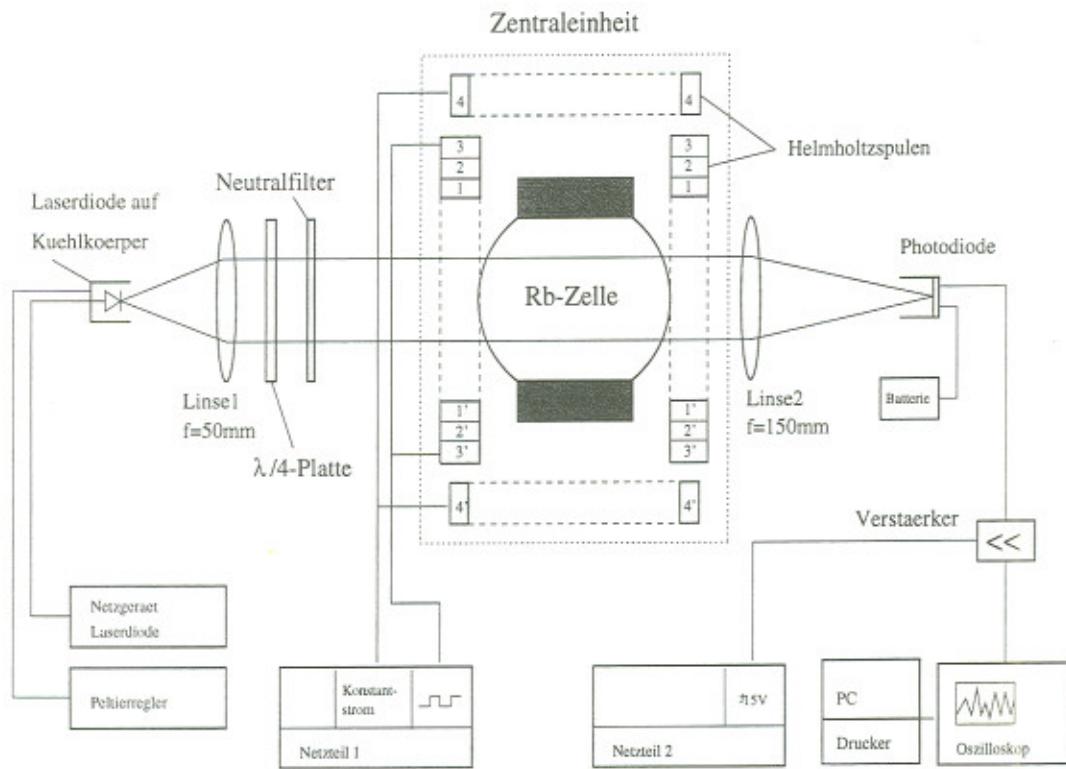


Abbildung 5.21: Versuchsausbau zur Ermittlung von  $T_R$  nach Dehmelt

Grundzustand mit höchsten Quantenzahlen  $F, m_F$  an. Weniger Atome können nun das eingestrahlte Licht absorbieren, die Transparenz der Zelle steigt, und die von der Photodiode registrierte Intensität nimmt zu. Idealerweise befinden sich *alle* Atome nach endlicher Zeit in nicht absorbierenden Niveaus und das eingestrahlte Licht wird vollständig transmittiert, die Intensität  $I$  nimmt ein Maximum an ( $I_{max}$ ). Da Relaxationsvorgänge dem Pumpprozeß entgegenwirken und eine vollständige Ausrichtung des Ensembles (eine vollständige Polarisation) verhindern, können die Atome der Resonanzelle stets etwas Licht absorbieren, nach einiger Zeit stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht ein. Für die konstante Intensität nach "langer" Wartezeit  $I_{max}$  des transmittierten Lichtes gilt:  $I_{max} < I_{ein}$ . Die Intensität  $I_{max}$  markiert den Zustand der maximalen Polarisation des Ensembles, es gilt dann (nach 3.15):

$$P = P_{max} = \frac{1}{1 + \frac{T_p}{T_R}}$$

Nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes wird das angelegte Magnetfeld umgepolten. Dadurch ändert sich plötzlich die Orientierung der im Magnetfeld ausgerichteten  $Rb$ -Atome. Befanden sich z.B. vor dem Umpolen ein Großteil der  $^{87}Rb$ -Atome durch optisches Pumpen im Zustand  $^2S_{1/2}, F = 2, m_F = +2$ , so gelten für diese Atome nun die Quantenzahlen  $F = 2, m_F = -2$ <sup>22</sup>. Somit kann wieder verstärkt

<sup>22</sup>Da bei einem magnetischen Wechselfeld eine gewisse Zeit Feldstärke Null herrscht, geht die ursprüngliche Polarisation des Ensembles teilweise verloren. Um eine schnelle Umpolung des Magnetfeldes zu ermöglichen, wird eine Spule geringer Induktivität benutzt (Spule 3).

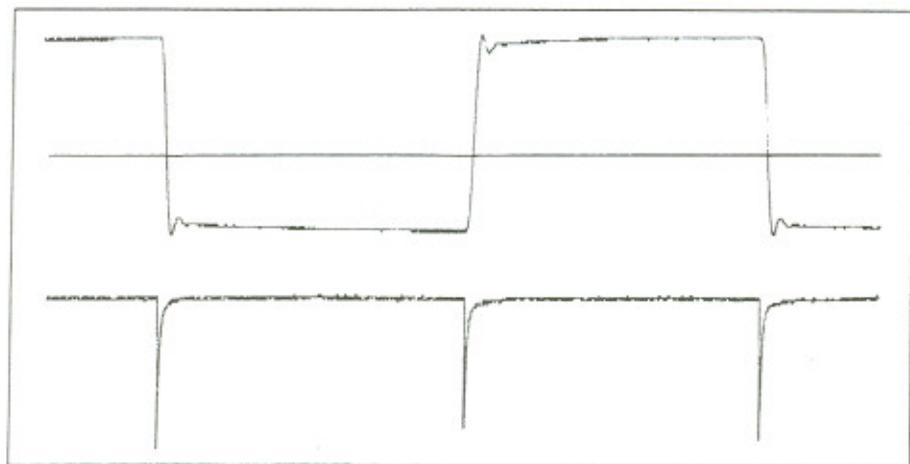


Abbildung 5.22: *Absorptionen bei Magnetfeldumkehr (Pumplicht nicht abgeschwächt): Die rechteckförmige Kurve gibt den Verlauf des Magnetfeldes wieder (gemessen mit einem Teslameter knapp unterhalb der Resonanzzelle), wobei die horizontale Linie den Nullpunkt des Magnetfeldes markiert. Darunter ist das Signal der Photodiode aufgezeichnet.*

Licht absorbiert werden, die Photodiode registriert einen sprunghaften Abfall der Intensität des transmittierten Lichtes. Durch optisches Pumpen wird das System in einen neuen dynamischen Gleichgewichtszustand getrieben, bis erneut die Richtung des äußeren Magnetfeldes invertiert wird.

Durch eine Analyse des ansteigenden Photodiodensignales ist eine Bestimmung der Orientierungszeit  $\tau$  möglich. In Abb.5.23 ist der prinzipielle Verlauf des Photodiodensignals bei Magnetfeldumkehr wiedergegeben.

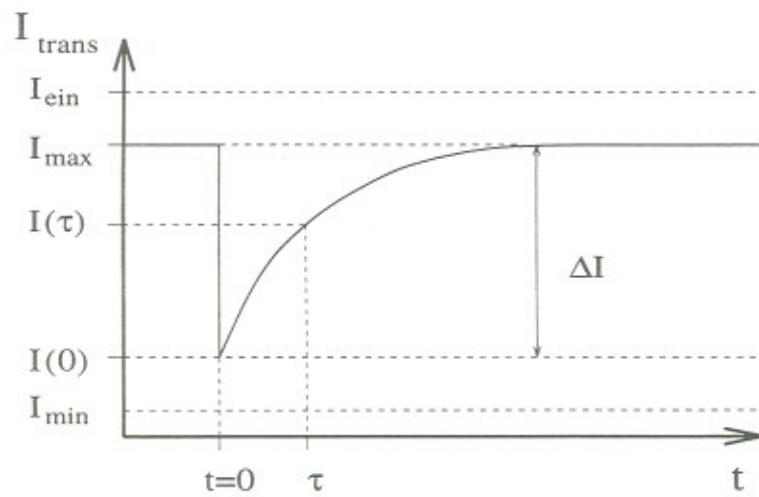


Abbildung 5.23: *Bestimmung der Orientierungszeit  $\tau$*

Nach Gleichung (3.20) kann die zeitliche Entwicklung des Besetzungsunterschiedes  $n(t)$  zwischen absorbierenden und nicht absorbierenden Niveaus modelliert wer-

den:

$$n(t) = (n(0) - n_{max}) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + n_{max}$$

Hierbei ist  $n(0)$  der Besetzungsunterschied für  $t = 0$ ,  $n_{max}$  entspricht dem Besetzungsunterschied bei maximaler Polarisation und  $\tau$  steht für die Orientierungszeit des Systems bei überlagertem Relaxations- und Pumpvorgang. Zwischen der transmittierten Intensität  $I_{trans}$  und  $n(t)$  kann in erster Näherung folgender Zusammenhang angenommen werden [12]:

$$I(t) = I_{min} + \alpha n(t) \quad (5.5)$$

$I_{min}$  ist die minimale transmittierte Intensität,  $\alpha$  eine Proportionalitätskonstante. Maximale transmittierte Intensität ist nach Gleichung (5.3) bei maximaler Polarisation zu erwarten. Bei Magnetfeldwechsel ändert  $n(t)$  das Vorzeichen, es können mehr Atome gepumpt werden, als im Falle der statistischen Gleichverteilung über alle Zeeman-Niveaus. Ersetzt man in Gleichung (3.20)  $n(t)$  durch  $\frac{I(t)-I_{min}}{\alpha}$  und entsprechend  $n_{max}$  durch  $\frac{I_{max}-I_{min}}{\alpha}$ , sowie  $n(0)$  durch  $\frac{I(0)-I_{min}}{\alpha}$ , erhält man:

$$\frac{I(t) - I_{min}}{\alpha} = \left( \frac{I(0) - I_{min} - I_{max} + I_{min}}{\alpha} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{I_{max} - I_{min}}{\alpha} \quad (5.6)$$

Dies vereinfacht sich zu:

$$I(t) = (I(0) - I_{max}) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + I_{max} = I_{max} - \Delta I \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (5.7)$$

Für den Zeitpunkt der Magnetfeldumkehr gilt  $t = 0$  (siehe Abb.5.23), nach der Orientierungszeit  $\tau$  beträgt die Intensität an der Photodiode  $I(\tau)$ . Setzt man die Zeit  $\tau$  in Gleichung (5.5) ein, erhält man:

$$I(\tau) = I_{max} - \frac{\Delta I}{e} \quad (5.8)$$

Wählt man  $I(0) = I_{min} = 0$  so ist die Zeit  $\tau$  verstrichen, wenn  $1 - \frac{1}{e} = 63,2\%$  der maximalen Intensität erreicht werden. Mit Hilfe verschiedener Neutralfilter kann das Pumplicht abgeschwächt werden, Abb.5.24 zeigt Absorptionen bei Magnetfeldumkehr unter Verwendung eines Neutralfilters der Stärke 1,03 und gleicher Zeitablenkung des Oszilloskopes wie in Abb.5.22. Deutlich zu sehen ist der flachere Verlauf des ansteigenden Absorptionssignales: Die Orientierungszeit  $\tau$  ist nach Gleichung (3.17) mit der Pumpzeit  $T_P$  verknüpft, und  $T_P$  ist eine Funktion der eingestrahlten Intensität. Mit schwächer werdendem Pumplicht wächst die Orientierungszeit an. Dies wird ausgenutzt, um die Relaxationszeit  $T_R$  zu extrapolieren. Geht die eingestrahlte Intensität  $I$  gegen Null, so strebt  $T_P$  wegen  $T_P = \frac{1}{\alpha I}$  gegen unendlich und es gilt:

$$\lim_{I \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} = \lim_{I \rightarrow 0} \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_R} = \frac{1}{T_R} + \lim_{I \rightarrow 0} \frac{1}{T_P} = \frac{1}{T_R} \quad (5.9)$$

Im Experiment wird die Orientierungszeit  $\tau$  für verschiedene Intensitäten des Pumplichtes unter Verwendung von Neutralfiltern gemessen. Die Intensität ohne

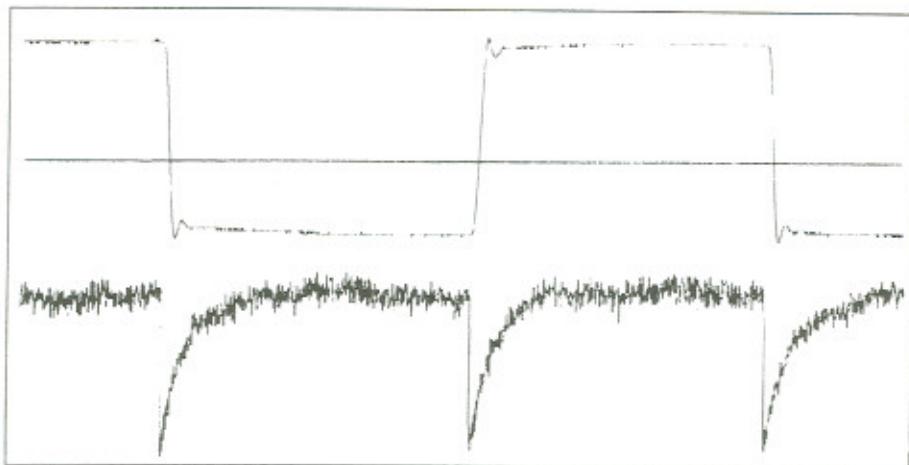


Abbildung 5.24: *Absorptionen bei Magnetfeldumkehr und abgeschwächtem Pumplicht*

Neutralfilter wird gleich Eins gesetzt. Aus dem Abschwächungsgrad der Filter kann die relative Lichtstärke berechnet werden. Trägt man die reziproke Orientierungszeit  $\frac{1}{\tau}$  gegen die relative Intensität des eingestrahlten Lichtes auf und legt durch die Meßpunkte eine Ausgleichsgerade, ergibt der Schnittpunkt der Geraden mit der y-Achse den reziproken Wert der Relaxationszeit  $\frac{1}{T_P}$ . In Abb.5.25 sind sieben Meßwerte aufgetragen, die Ausgleichsgerade wurde mit dem Programm "Origin" den Meßpunkten angefittet. Der Achsenabschnitt beträgt  $(0,178 \pm 0,149)ms^{-1}$ , was zu einer Relaxationszeit  $T_P$  von  $5,7ms$  führt. Errechnet man  $T_P$  nach Gleichung (3.29), so erhält man  $T_P = 6,5ms$ .

Die experimentell ermittelte Relaxationszeit erscheint in guter Übereinstimmung mit dem berechneten, theoretischen Wert. Es existieren aber mehrere Schwierigkeiten, die die experimentelle Bestimmung äußerst unsicher machen und die ermittelten Ergebnisse können nur in der Größenordnung mit errechneten Werten verglichen werden. Die Unsicherheit der ermittelten reziproken Relaxationszeit liegt in der gleichen Größenordnung wie der Meßwert selbst, die zugehörigen Relaxationszeiten bewegen sich im Bereich zwischen  $3ms - 35ms$ . Um ein genauereres Ergebnis zu erhalten, wäre es wünschenswert, mehr Meßpunkte bei kleinen Intensitäten aufzunehmen. Bei schwächer werdendem Pumplicht wird es zunehmend schwerer, die Orientierungszeit  $\tau$  zu bestimmen, Rauschen überdeckt das eigentliche schwache Meßsignal, wie schon in Abb.5.24 zu erkennen ist. Um deutlichere Signale zu erhalten, wurde die Zelle für jede Messung mit einem Haarfön geheizt<sup>23</sup>. Es ist nicht möglich auf diese Weise die Zellentemperatur konstant zu halten. Die Relaxationszeit  $T_P$  ist eine Funktion des Puffergasdruckes, für variierende Temperaturen sind unterschiedliche Relaxations- und somit Orientierungszeiten zu erwarten. Um die  $Rb$ -Zelle zu erwärmen und die Temperatur konstant zu halten, wurde vorgeschlagen, eine Infrarotlampe zu benutzen. Es zeigte sich jedoch, daß sich von der Zelle reflektiertes Infrarotlicht dem transmittierten Laserlicht überlagerte und das Photodiodensignal mit Netzfrequenz  $50Hz$  modulierte. Bei dem Einsatz elektrischer Heizungen müssen störende Magnet-

<sup>23</sup>Dadurch wird der  $Rb$ -Dampfdruck in der Zelle erhöht, es kann verstärkt gepumpt werden.

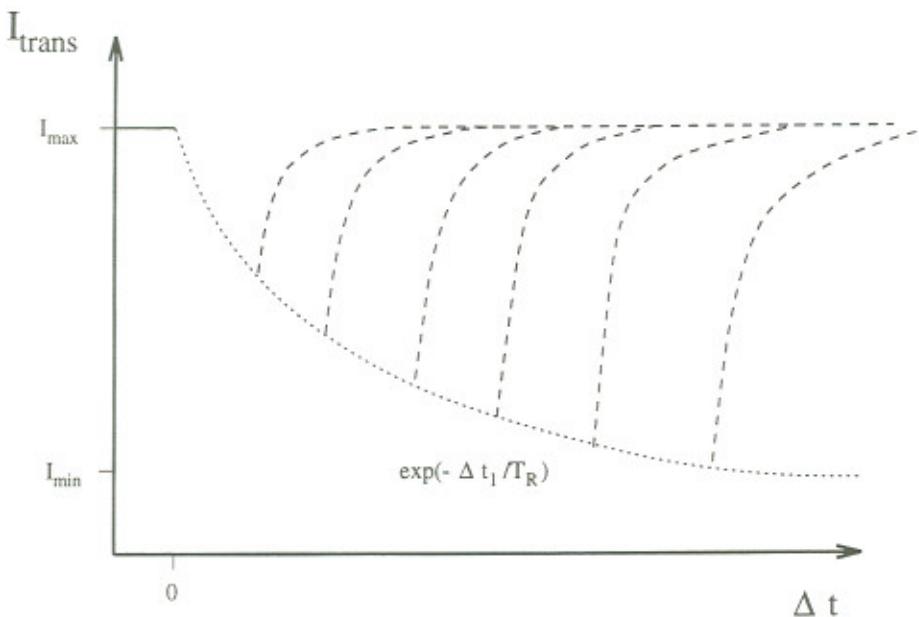


Abbildung 5.29: *Superposition von Absorptionssignalen für verschiedene Dunkelzeiten*

trollmöglichkeit für die korrekte Einstellung des Lasers, um das Zeeman-Pumpen zu analysieren. Wird der Laserstrom auf maximale Absorption justiert, so muß der beobachtete Pumpvorgang mit dem Hyperfeinpumpen gleichgesetzt werden. Die gemessene Relaxationszeit  $T_R$  kann nur bedingt mit dem nach Gleichung (3.29) ermittelten Wert verglichen werden.

Bei der Versuchsdurchführung in vergangenen Jahren wurde das Abschalten des Pumplichtes nicht mit einem mechanischen Chopper realisiert. Durch Ansteuerung des Lasers mit einer Rechteckspannung wurde zwischen resonantem und nicht resonantem Licht umgeschaltet. Es wurde erkannt, daß eine Frequenzmodulation auf Grund der Trägheit des alten Lasernetzgerätes auf diese Weise nicht praktikabel war: Die ermittelten Zeitkonstanten  $T_R$  konnten nicht verlässlich einem Relaxationsprozeß zugeordnet werden. Es zeigte sich, daß diese Zeitkonstante durch das Netzgerät bedingt wurde: Auch ohne Resonanzzelle konnte " $T_R$ " ermittelt werden. Auch die Verwendung des neuen, kommerziellen Laserdiodennetzgerätes ermöglichte keine verlässliche Messung von  $T_R$  durch Umschalten der Laserfrequenz. Da nicht genau bekannt ist, wie schnell die Temperaturänderung der Sperrschiere der Laserdiode (und somit die Frequenz des emittierten Lichtes) der Strommodulation folgt, wurde beschlossen, das Pumplicht durch einen mechanischen Schließer ein- und auszublenden. Prinzipiell kann damit die dem Hyperfein-Pumpen zugeordnende Relaxationszeit gemessen werden. Um die Messung der Relaxationszeiten - sowohl nach Franzen wie auch nach Dehmelt - mit größerer Genauigkeit und vertretbarem Aufwand reproduzierbar zu gestalten, müßte eine verbesserte Zellenheizung gefertigt werden, welche es erlaubte, die Temperatur der Resonanzzelle zu erhöhen und konstant zu halten.

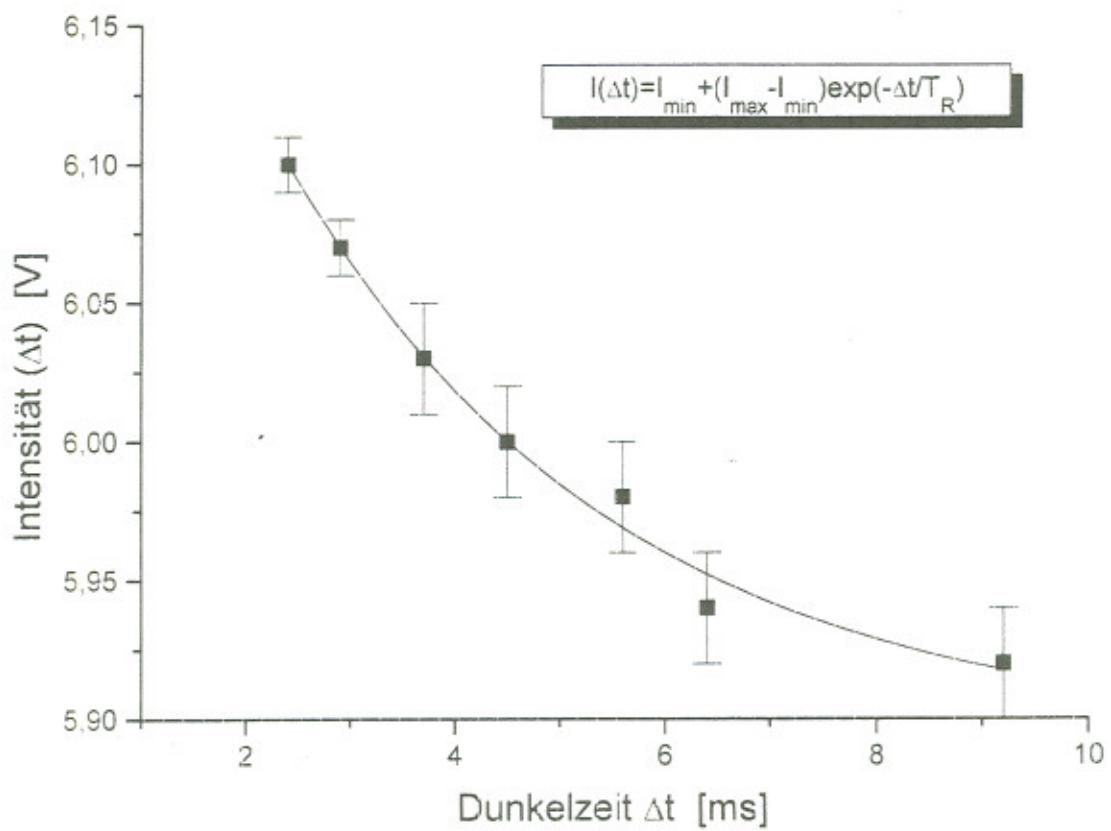


Abbildung 5.30: Bestimmung von  $T_R$ : Gemessene Intensität gegen Dunkelzeit  $\Delta t$

# Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch "Optisches Pumpen mit Laserdioden" des Freiburger Fortgeschrittenen-Praktikums II überarbeitet. Neu erstellt wurde die Versuchsbeschreibung und der Aufbau des Experimentes. In Theorie und Praxis wird die Spektroskopie der Hyperfeinstruktur der beiden *Rb*-Isotope, die Bestimmung des Kernspins durch Doppelresonanz, die Messung von Magnetfeldern durch Beobachtung der Spinpräzession, sowie die Messung longitudinaler Relaxationszeiten eines optisch gepumpten Ensembles beschrieben. Durch Verwendung einer schmalbandigen Laserdiode können im Experiment zwei - in ihrer Wirkung unterschiedliche - optische Pumpvorgänge betrachtet werden: Zeeman-Pumpen und Hyperfein-Pumpen. Aufgezeigt wird der Einfluß des Hyperfeinpumpens auf die Messung der HFS-Spektren beider *Rb*-Isotope. Bei der Durchführung der Experimente zum optischen Pumpen wurde vor dieser Arbeit der Einfluß des vertikalen Erdfeldes vernachlässigt. Durch die nun mögliche Kompensation des Vertikalfeldes gelingt die Bestimmung des Kernspins mit wesentlich verbesserter Genauigkeit, Absorptionssignale erscheinen deutlicher und schärfer.

Eine qualitative Messung der Relaxationszeiten nach Dehmelt und Franzen ist möglich. Eine verbesserte Zellenheizung könnte die Reproduzierbarkeit und Genauigkeit der Messung erhöhen. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß mit Hilfe des neuen Versuchskonzeptes eine erfolgreiche Bearbeitung der gestellten Aufgaben im Praktikum möglich sein sollte und die beobachteten Phänomene in der Versuchsbeschreibung eine angemesse Deutung finden.

# Literaturverzeichnis

- [1] Haken,Wolf, Atom- und Quantenphysik, Springer Verlag, 1993
- [2] G.K.Woodgate, Elementare Struktur der Atome, R.Oldenbourg Verlag 1975
- [3] T.Mayer-Kuckuk, Atomphysik, Teubner Studienbücher, 1994
- [4] Alan Corney, Atomic And Laser Spectroscopy, Oxford University Press 1977
- [5] F.K.Kneubühl/M.W.Sigrist, Laser, Teubner Studienbücher 1995
- [6] Hans Kopfermann, Über optisches Pumpen an Gasen, Sitzungsberichte der Heidelberger Akademie der Wissenschaften (Mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse) 1960, 3. Abhandlung
- [7] W.Franzen, Spin Relaxation of Optically Aligned Rubidium Vapor, Phys.Rev. **115**, 850 (1959)
- [8] William Happer, Optical Pumping, Rev.mod.Phys **44**, 169
- [9] H.G.Dehmelt, Slow Spin Relaxation of Optically Polarized Sodium Atoms, Phys.Rev. **105**, 1487 (1957)
- [10] W.Bruce Hawkins, Rubidium Transition Probabilities for Optical Pumping, Phys.Rev. **182**, 39 (1969)
- [11] F.A.Franz, Relaxation Mechanisms in Optical Pumping, Phys.Rev. **141**, 105 (1966)
- [12] Reuben Benumof, Optical Pumping Theory and Experiments, Am.Jou.Phys **33**, 151 (1965)
- [13] Gerald Grawert, Quantenmechanik, AULA Verlag Wiesbaden 1989
- [14] Robert L.De Zafra, Optical Pumping, Am.Jou.Phys **28**, 646 (1960)
- [15] A.Kastler, J.phys. et radium **11**, 255 (1955)
- [16] Peter-Georg Hartkopf, Staatsexamensarbeit Universität Kiel Nov.1979
- [17] Notker Ulrich Robert Häußler, Staatsexamensarbeit Universität Freiburg Dez.1991

- [18] Kohlrausch, Praktische Physik 3, Teubner Verlag, 24.Auflage 1996
- [19] Kohlrausch, Praktische Physik 3, Teubner Verlag, 24.Auflage 1996
- [20] Robert A.Bernheim, Spin Relaxation in Optical Pumping, J.Chem.Phys. **36**, 135 (1962)
- [21] M/A-Com Laser Diode Inc., Puls- und Dauerstrich-Laserdioden (Laser Components, Ammersee Str.7, Gröbenzell)
- [22] Hitachi, Optoelectronic Devices Databook, (Rofin Sinar Laser GmbH)
- [23] Wolfgang Demtröder, Laserspektroskopie, Springer Verlag (1993)
- [24] Operators Manual Model 502 Model 520 Laser Diode Drivers, Light Control Instruments, Inc. (3430 Sacramento Drive, Suite A, San Luis Obispo, CA 93401)
- [25] M.Moseler und O.Pfaff, Praktikumsbericht "Optisches Pumpen", 31.7.1990
- [26] M.Nagel and F.E.Haworth, Advanced Laboratory Experiments on Optical Pumping of Rubidium Atoms-Part II: Free Precision, American Journal of Physics, Vol. 34, 559 (1966)

# Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele beigetragen. Mein besonderer Dank gilt an dieser Stelle:

Herrn Prof. Dr. Andreas Bamberger für die Überlassung des interessanten Themas dieser Arbeit und für die Betreuung während der Erstellung.

Herrn Prof. Dr. Kowalski (Universität Heidelberg) für seinen fachlichen Rat und sein spontanes, großzügiges Angebot, in seiner Abteilung zusätzliche *Rb*-Zellen für das Freiburger Praktikum zu fertigen.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, vor allem Henning Raach für seine geduldige Einführung in die Textverarbeitung Latex.

Holger Stützler, dem technischen Leiter des Praktikums, dessen Engagement und Fachkenntnis den Neuaufbau des Versuches vorwärts trieben.

Ralf Schlipper und Steffen Wolf, die stets ansprechbereit mit Rat und Tat aushelfen konnten.

Christian, Friedericke, Johannes und Michael, daß sie freundlich lächelnd meine Auschweifungen über "Optisches Pumpen" ertrugen, und meist ein paar aufmunternde Worte (oder Taten!) fanden.

Thomas Böttner für seine zeitraubende Jagd nach dem Fehlerfeuer.

Nicht zuletzt möchte ich Ulrike Brucker danken, die ihren Partner in der Endphase der Arbeit allzuoft an den Schreibtisch verlor und dennoch die Geduld bewahrte.

Ich erkläre, daß ich die Arbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt habe und daß alle Stellen, die dem Wortlaut oder dem Sinne nach anderen Werken entnommen sind, durch Angaben der Quellen als Entlehnungen kenntlich gemacht worden sind.

Freiburg, den 18. August 1997

