

ARBEITSKREIS BAYERISCHER PHYSIKDIDAKTIKER

## BEITRAG AUS DER REIHE:

Werner B. Schneider (Hrsg.)

# Wege in der Physikdidaktik

Band 2

Anregungen für Unterricht und Lehre

ISBN 3 - 7896 - 0100 - 4

Verlag Palm & Enke, Erlangen 1991

### Anmerkung:

Die Bände 1 bis 5 sind (Ausnahme Band 5) im Buchhandel vergriffen.  
Die einzelnen Beiträge stehen jedoch auf der Homepage

<http://www.solstice.de>

zum freien Herunterladen zur Verfügung.  
Das Copyright liegt bei den Autoren und Herausgebern.  
Zum privaten Gebrauch dürfen die Beiträge unter Angabe der Quelle  
genutzt werden. Auf der Homepage  
[www.solstice.de](http://www.solstice.de)  
werden noch weitere Materialien zur Verfügung gestellt.

Johannes Recht, Werner Klein

## Optisches Pumpen am Rubidium

„Optisches Pumpen“ ist ein von A. Kastler entwickeltes Verfahren der Hochfrequenz-Spektroskopie, das die Spektroskopie von atomaren Energiezuständen in einem Energiebereich ermöglicht, die der direkten optischen Beobachtung nicht zugänglich ist. Im Jahre 1966 wurde er hierfür mit dem Physik-Nobelpreis ausgezeichnet.

In einem Atomdampf geringer Dichte werden durch Hochfrequenz-Einstrahlung Übergänge erzwungen, die durch die hierbei auftretenden Änderung der optischen Absorption nachgewiesen werden. Mit Hilfe der Hochfrequenz-Spektroskopie ist es möglich, Übergänge zwischen den Zeemanniveaus der Hyperfeinzustände in schwachen Magnetfeldern zu beobachten, in denen der Abstand benachbarter Zeemanzustände weniger als  $10^{-8}$  eV beträgt.

Bei bekannter Lage dieser Zustände — die Energien können mit quantenmechanischer Störungsrechnung 1. Ordnung berechnet werden — erhält man damit zugleich eine Methode für die Messung schwacher Magnetfelder mit nahezu der Genauigkeit, mit der die eingestrahlte Frequenz bestimmt werden kann, d. h. mit einer Präzision von 1 in  $10^8$ .

Das Verfahren ermöglicht darüberhinaus die experimentelle Beobachtung des anomalen Zeemaneffektes.

Es erschien sinnvoll, hierfür eine vielleicht für den Schulunterricht, sicher aber für den Hochschulunterricht leicht zu handhabende Meßanordnung zu entwickeln.

## 1 Physikalische Grundlagen

### 1.1 Termschema

Rubidium ist ein Alkalimetall der ersten Hauptgruppe des Periodensystems. Die niedrigen Energiezustände dieser Elemente lassen sich sehr gut in der Paschen Notation beschreiben.

Das Rubidiumatom besteht aus einem kugelsymmetrischen Rumpf mit dem Hüllenspin  $\sigma$  und einem Leuchtelektron mit Bahndrehimpuls  $0,1,2 \dots$  und Elektronenspin  $1/2$ . Abb. 1 zeigt im

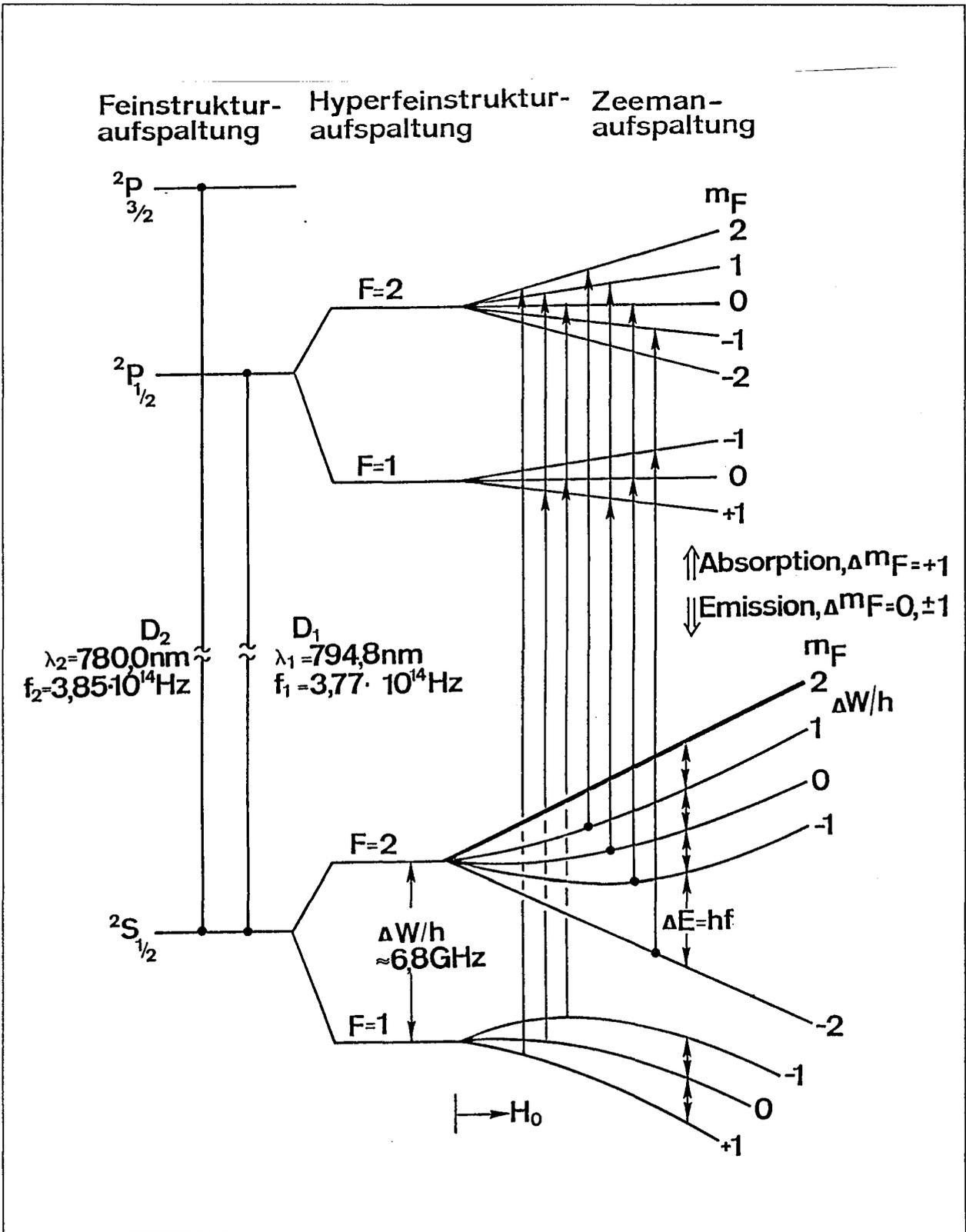


Abb. 1: Termschema des  $^{87}\text{Rb}$

linken Teil die Feinstruktur der Energiezustände. Sie wird durch den halbzahligen Elektronenspin verursacht, der zur Multiplizität 2, d. h. einem Dublettsystem führt. Der Grundzustand ist ein S-Zustand, der Bahndrehimpuls ist hier  $L = 0$ . Die Spin-Bahnkopplung führt zu einer Drehimpulsquantenzahl  $J = 1/2$ . Der erste angeregte Zustand mit  $L = 1$  spaltet durch diese Kopplung in einen  ${}^2P_{1/2}$ - und einen  ${}^2P_{3/2}$ -Zustand auf. Beide Zustände lassen sich in eine Gasentladung leicht anregen. Bei den Übergängen der ersten angeregten Zustände  ${}^2P_{1/2}$  und  ${}^2P_{3/2}$  in den Grundzustand  ${}^2S_{1/2}$  wird die für alle Alkaliatome charakteristische Doppellinie  $D_1$  und  $D_2$  emittiert. Die Wellenlängen der Übergänge betragen für Rubidium 794,8 nm ( $D_1$ -Linie) und 780 nm ( $D_2$ -Linie).

Die Hyperfeinwechselwirkung, bedingt durch die Kopplung des Hüllendrehimpuls  $J$  mit dem Kernspin  $I$ , führt zur Aufspaltung des Grundzustandes und der angeregten Zustände. Die zusätzliche Kopplung liefert Hyperfeinniveaus mit dem Gesamtdrehimpuls  $F = I \pm J$ . Für  ${}^{87}\text{Rb}$  mit Kernspin  $I = 3/2$  spaltet der Grundzustand  ${}^2S_{1/2}$  und der erste angeregte Zustand  ${}^2P_{1/2}$  in zwei Hyperfeinniveaus mit den Quantenzahlen  $F = 1$  und  $F = 2$  auf. Verglichen mit der Übergangsfrequenz von  $4 \cdot 10^{14}$  Hz zwischen  ${}^2P_{1/2}$  und  ${}^2S_{1/2}$  ergibt sich eine wesentlich geringfügigere Aufspaltung des Grundzustandes und der angeregten Zustände. Diese Hyperfeinaufspaltung ist für den Grundzustand mit  $6,8 \cdot 10^9$  Hz um etwa 5 Zehnerpotenzen geringer als die Feinstruktur.

Im Magnetfeld erhält man eine zusätzliche Zeemanaufspaltung (Abb. 1, rechts) in jeweils  $2F + 1$  Unterzustände. Die Übergangsfrequenz zwischen benachbarten Zeemanniveaus eines Hyperfeinzustandes liegt bei Magnetfeldern von etwa 1 mT mit  $8 \cdot 10^6$  Hz um weitere 3 Zehnerpotenzen unter der Hyperfeinaufspaltung.

Die Energie- bzw. Frequenzverhältnisse zwischen den einzelnen Zuständen sind zum Verständnis des optischen Pumpen von besonderer Bedeutung.

## 1.2 Optisches Pumpen

Das Verfahren läßt sich anhand des Termschemas von  ${}^{87}\text{Rb}$  (Abb. 1) näher erläutern:

Bei den Übergängen von  ${}^2S_{1/2}$  nach  ${}^2P_{1/2}$  bzw.  ${}^2P_{3/2}$  handelt es sich um elektrische Dipolübergänge. Solche Übergänge sind nur erlaubt, wenn die Auswahlregel  $\Delta m_F = 0$  oder  $\Delta m_F = \pm 1$  erfüllt wird.

Der Nachweis der Übergänge zwischen den Zeemanniveaus erfolgt mit einer von A. Kastler 1950 entdeckten, nachfolgend beschriebenen Methode [1].

Die aus der Rubidiumlampe emittierte  $D_1$ -Linie ist so stark dopplerverbreitert, daß mit ihr alle erlaubten Übergänge zwischen den verschiedenen Zeemanniveaus des  $^2S_{1/2}$ - und dem  $^2P_{1/2}$ -Zustand erzeugt werden können. Bestrahlt man mit der  $\sigma^+$ -zirkularpolarisierten Komponente der  $D_1$ -Linie eine in einem schwachen Magnetfeld befindliche und mit Rubidiumdampf gefüllte Absorptionszelle, so werden durch die darin stattfindende Absorption die verschiedenen Zeemanniveaus angeregt, die um  $\Delta m_F = +1$  höher liegen. Die angeregten Zustände zerfallen jedoch spontan in den Grundzustand und reemittieren den Auswahlregeln  $\Delta m_F = 0$  oder  $\Delta m_F = \pm 1$  entsprechend in alle Raumrichtungen  $\pi^-$ ,  $\sigma^+$ - oder  $\sigma^-$ -Licht.

Das eingestrahlte zirkularpolarisierte Licht bewirkt dabei eine Polarisation des Atomdampfes in der Absorptionszelle. Dies läßt sich wie folgt interpretieren: Das polarisierte Licht überträgt während der Absorption Drehimpuls auf die Rubidiumatome. Der Rubidiumdampf wird polarisiert und erhält damit eine makroskopische Magnetisierung.

Ohne optische Einstrahlung ist die Besetzungszahldifferenz zwischen den verschiedenen Zeemanniveaus im Grundzustand infolge ihres geringen Energieabstandes im thermischen Gleichgewicht verschwindend klein. Durch die Einstrahlung von  $\sigma^+$ -Licht stellt sich jedoch eine starke Abweichung von der thermischen Gleichgewichtsbesetzung ein. Die Besetzungsverteilung ändert sich also durch das optische Pumpen. Das  $F = 2, m_F = +2$ -Niveau hat die größte Besetzungswahrscheinlichkeit — in Abb. 1 durch ein stärker eingezeichnetes Niveau dargestellt —, da aus diesem Niveau wegen der Drehimpulsauswahlregel keine Anregung in höhere Zustände erfolgen kann. Es gibt im ersten angeregten Zustand keinen Zeemanzustand mit der  $m_F$ -Quantenzahl 3.

Die Einstrahlung der  $D_1$ - $\sigma^+$ -Linie in die Absorptionszelle erzeugt also eine neue Besetzungsverteilung im Gleichgewicht zwischen optischem Pumpen und den gleichzeitig ablaufenden Relaxationsprozessen. Diese werden verursacht durch depolarisierende Stöße zwischen Rubidiumatomen und Gefäßwandung bzw. interatomare Stöße. Im Pumpgleichgewicht nehmen die Besetzungswahrscheinlichkeiten im  $F = 2$ -Zustand in der Reihenfolge  $m_F = 2, 1, 0, -1, -2$  bzw. im  $F = 1$ -Zustand mit  $m_F = -1, 0, +1$  ab.

Die Lage der Energiezustände kann bei den hier verwendeten Magnetfeldern mit der Breit-

Rabi Formel [2] berechnet werden:

$$W(F, m_F) = -\frac{\Delta W}{2(2I+1)} + \mu_B g_I H_0 m_F \pm \frac{\Delta W}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1}x + x^2}$$

mit

$$x = \frac{g_J - g_I}{\Delta W} \mu_B H_0$$

$W$  = Hyperfeinstrukturabstand

$g_J$  =  $g$ -Faktor der Hülle

$g_I$  =  $g$ -Faktor des Kerns

Es ergibt sich ein mittlerer Frequenzabstand benachbarter Zeemanniveaus im Grundzustand  $^2S_{1/2}$  bei  $^{87}\text{Rb}$  von ca.  $8 \frac{\text{MHz}}{\text{mT}}$ . In einem Magnetfeld von 1 mT können also durch Einstrahlen einer Hochfrequenz von 8 MHz Übergänge zwischen den Grundzustandsniveaus induziert werden.

Der Energieabstand  $\Delta E_F = hf$  zwischen den Zeemanniveaus im Grundzustand des  $^{87}\text{Rb}$  beträgt bei den hier verwendeten Magnetfeldern  $3 \cdot 10^{-8}$  eV. Bei der induzierten Emission wird beim Übergang des Atoms zwischen zwei Zeemanniveaus mit  $\Delta m_F = 1$  zusätzlich zum induzierenden HF-Quant ein Quant derselben Energie emittiert. Die hierbei insgesamt freiwerdende Energie ist bei der bei einem Dampfdruck von  $10^{-5}$  mbar sehr geringen Anzahl der zur Verfügung stehenden Atome — ein höherer Dampfdruck führt zu einer Stoßverbreiterung der Linien — so gering, daß ein direktes Nachweisverfahren ausscheidet. Die Signale würden bei direkter Beobachtung der HF-Feldstärke vom Rauschen vollständig überdeckt. Das von A. Kastler entwickelte Verfahren bedingt, daß bei jedem induzierten Emissionsakt das Besetzungsgleichgewicht zwischen optischem Pumpen und Relaxation um 1 Atom geändert wird. Damit wird die Absorption eines zusätzlichen Pumplichtquants der Energie  $\Delta E_{opt} = 1,5$  eV möglich. Durch die direkte Beobachtung dieser Absorption erhält man somit eine Verstärkung von  $\frac{1,5}{3 \cdot 10^{-8}} = 5 \cdot 10^7$ , eine Verstärkung, die das Verfahren ohne zusätzliches Rauschen, d. h. ohne Verschlechterung des Signal-Rausch-Verhältnisses liefert.

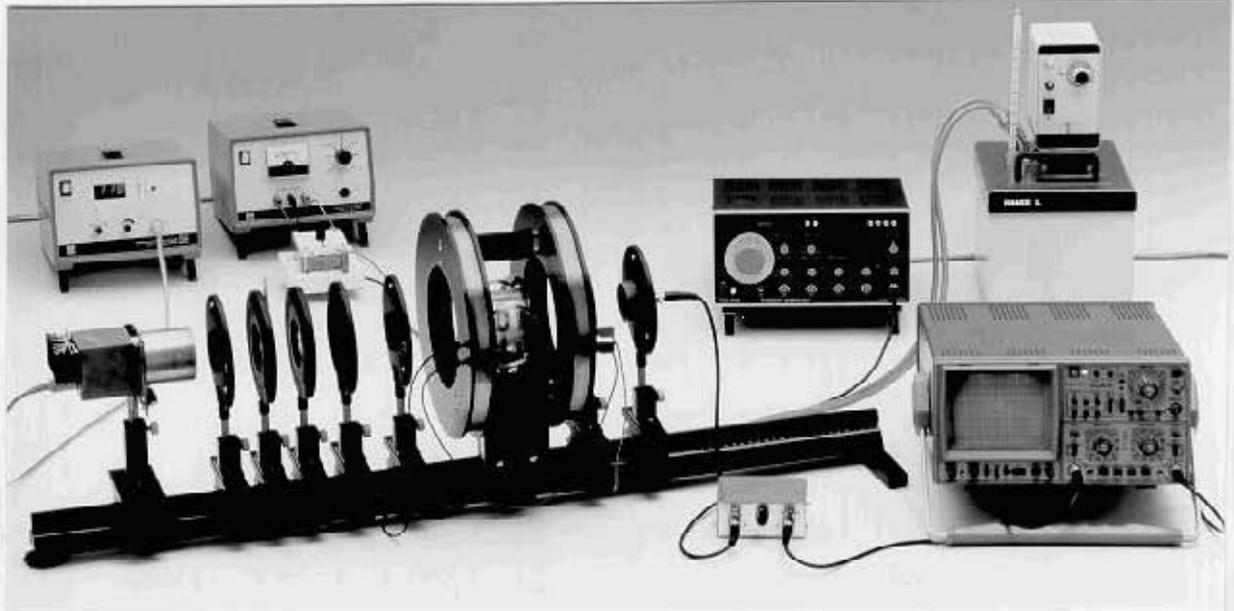


Abb. 2: Versuchsanordnung zum optischen Pumpen.

## 2 Experimentelle Anordnung

Abb. 2 zeigt ein Photo des Versuchsaufbaus. In Abb. 3 sind die einzelnen optischen und magnetischen Komponenten sowie der Strahlengang schematisch dargestellt.

Als Lichtquelle wird eine Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte ① verwendet. Im elektromagnetischen Feld einer in das Lampengehäuse eingebauten Schwingkreisspule eines HF-Senders (60 MHz, 5 W) befindet sich eine mit 1 bis 2 mbar Argon gefüllte Quarzampulle mit einer kleinen Menge Rubidium. Um einen zu starken Anstieg des Rubidium-Dampfdruckes bei der HF-Anregung und damit die Selbstumkehr der  $D_1$ -Linie zu verhindern, wird die Lampe mit einem elektronisch geregelten Thermostaten auf einer konstanten Temperatur von etwa 130 °C gehalten. Die Lampe befindet sich hierzu im thermischen Kontakt mit der elektrisch beheizten Grundplatte. Mit einem Temperaturfühler in der Leuchte und einem Zweipunktregler im Versorgungsgerät wird die Temperatur dieser Platte und damit der Wärmefluß zwischen Lampe und Lampengehäuse geregelt. Die Lampe befindet sich im Brennpunkt der Linse ②.

Aus dem Emissionsspektrum der Rubidiumlampe wird durch ein Interferenzfilter ③, ein

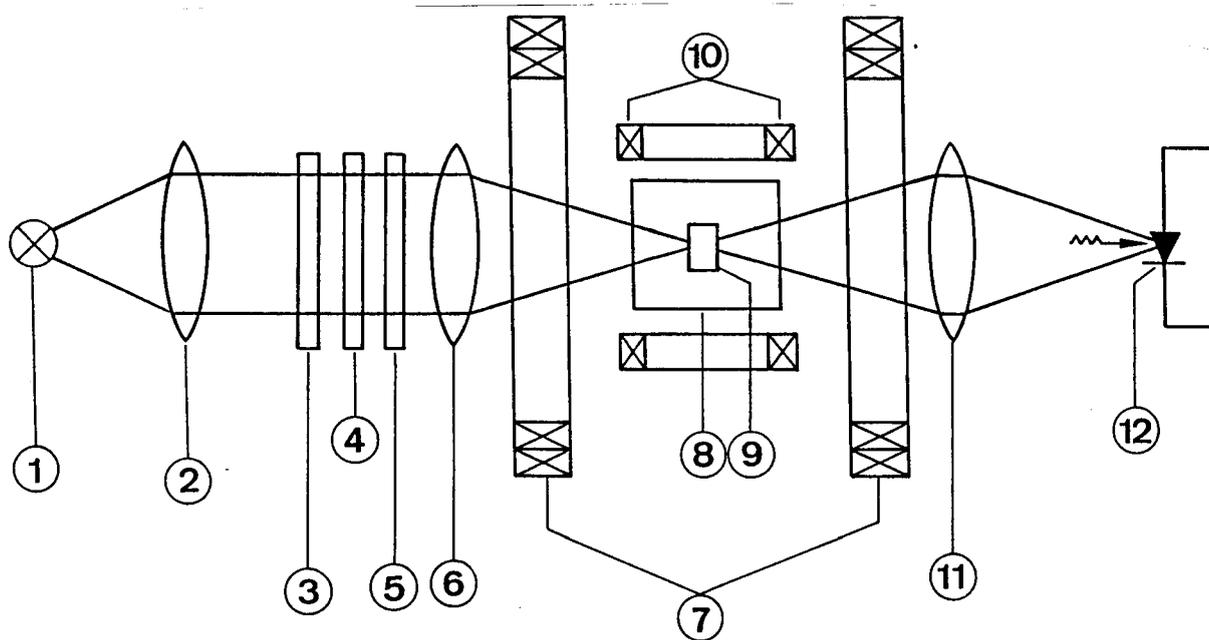


Abb. 3: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

- ①: Rubidium-Hochfrequenz-Leuchte, ②: Linse, ③: Interferenzfilter, ④: Linear-Polarisations-Filter, ⑤:  $\lambda/4$  Plättchen, ⑥: Linse, ⑦: Helmholtzspule, ⑧: Absorptionskammer, ⑨: Absorptionszelle, ⑩: Hf-Spulen, ⑪: Linse, ⑫: Silizium-Photodetektor

Linear-Polarisationsfilter ④ und ein  $\lambda/4$  Plättchen ⑤ die  $\sigma^+$ -zirkularpolarisierte Komponente der  $D_1$ -Linie separiert. Das so erzeugte  $D_1$ - $\sigma^+$ -Licht wird mit einer kurzbrennweitigen Linse ⑥ in die Absorptionszelle ⑨ fokussiert.

Die Absorptionszelle ⑨ enthält ebenfalls Rubidium. Sie befindet sich in einem Wasserbad, daß mit einem Umlaufthermostaten auf einer konstanten Temperatur von etwa  $70^\circ\text{C}$  gehalten wird. Der Rubidium-Dampfdruck in der Absorptionszelle stellt sich bei dieser Temperatur auf etwa  $10^{-5}$  mbar ein. Zur Erzeugung des für die Zeemanaufspaltung benötigten Magnetfeldes befindet sich die Absorptionskammer ⑧ mit Absorptionszelle ⑨ in einem Helmholtzspulenpaar ⑦. Die Achse des Magnetfeldes fällt mit der optischen Achse der Versuchsanordnung zusammen. Mit einer weiteren kurzbrennweitigen Linse ⑪ wird das transmittierte Licht auf den Silizium-Photodetektor ⑫ fokussiert.

Das Detektorsignal ist proportional zur Intensität der durch die Absorptionszelle hindurchtretenden Strahlung und wird über einen nachgeschalteten Strom/Spannungskonverter dem

Y-Eingang eines Oszillographen bzw. eines XY-Schreibers oder eines Interfaces zugeführt. Auf beiden Seiten der Absorptionszelle befinden sich die HF-Spulen (10). Als HF-Quelle dient ein Funktionsgenerator, dessen Frequenz mit einer langsam ansteigenden sägezahnförmigen Spannung verändert wird. Diese Spannung wird gleichzeitig zur X-Ablenkung des Registrierungssystems verwendet. Durch die Anordnung der HF-Spulen senkrecht zum Helmholtzspulenfeld wird aus dem linearpolarisierten HF-Spulenfeld das für die Zeeman-Übergänge benötigte zirkularpolarisierte HF-Feld erzeugt. Das linearpolarisierte HF-Feld kann in je ein links- und rechtsumlaufendes zirkularpolarisiertes Feld zerlegt werden, wobei die Komponente mit dem richtigen Umlaufsinn (entsprechend  $\Delta m_F = \pm 1$ ) Übergänge im Rubidiumdampf der Absorptionszelle induziert. Dieses Verfahren ermöglicht die Beobachtung der Absorption in Abhängigkeit der eingestrahnten HF-Frequenz.

### 3 Meßergebnisse

#### 3.1 Beobachtung des Pumpsignals

Ohne HF-Einstrahlung stellt sich beim Optischen Pumpen mit  $\sigma^+$ -Licht in der Absorptionszelle ein Gleichgewicht ein, bei dem im Grundzustand  $^2S_{1/2}, F = 2$  das Zeemanniiveau mit  $m_F = +2$  am stärksten besetzt ist. Die Absorption der Zelle ist konstant und damit auch die in Transmission beobachtete Lichtintensität. Ändert man nun rasch die Zirkularpolarisation des Pumplichts von  $\sigma^+$  nach  $\sigma^-$ , so wird verstärkt Licht absorbiert. Mit der Einstrahlung von  $\sigma^-$ -Licht werden Absorptionsübergänge mit  $\Delta m_F = -1$  möglich, und es stellt sich ein neues Gleichgewicht ein, in dem nun der Zustand  $^2S_{1/2}, F = 2, m_F = -2$  am stärksten besetzt ist. Entscheidend dafür, ob  $\Delta m_F = +1$  oder  $\Delta m_F = -1$  Übergänge stattfinden, ist die Zirkularpolarisation des Pumplichtstrahls ( $\sigma^+$  oder  $\sigma^-$ ) relativ zur Orientierung des Magnetfeldes. So bewirkt rechtszirkularpolarisiertes Licht bei Einstrahlung parallel zum Magnetfeld  $\Delta m_F = +1$  Übergänge, während dasselbe Licht bei Einstrahlung antiparallel zum Feld  $\Delta m_F = -1$  Übergänge verursacht. Anstelle der experimentell schwer zu realisierenden schnellen Umschaltung von  $\sigma^+$  nach  $\sigma^-$  Pumplicht kann eine Richtungsumschaltung des Magnetfeldes treten. Diese Änderung der Magnetfeldrichtung läßt sich leicht durch Umpolen der Helmholtzspulen mit einem Schalter durchführen. Die hierbei beobach-

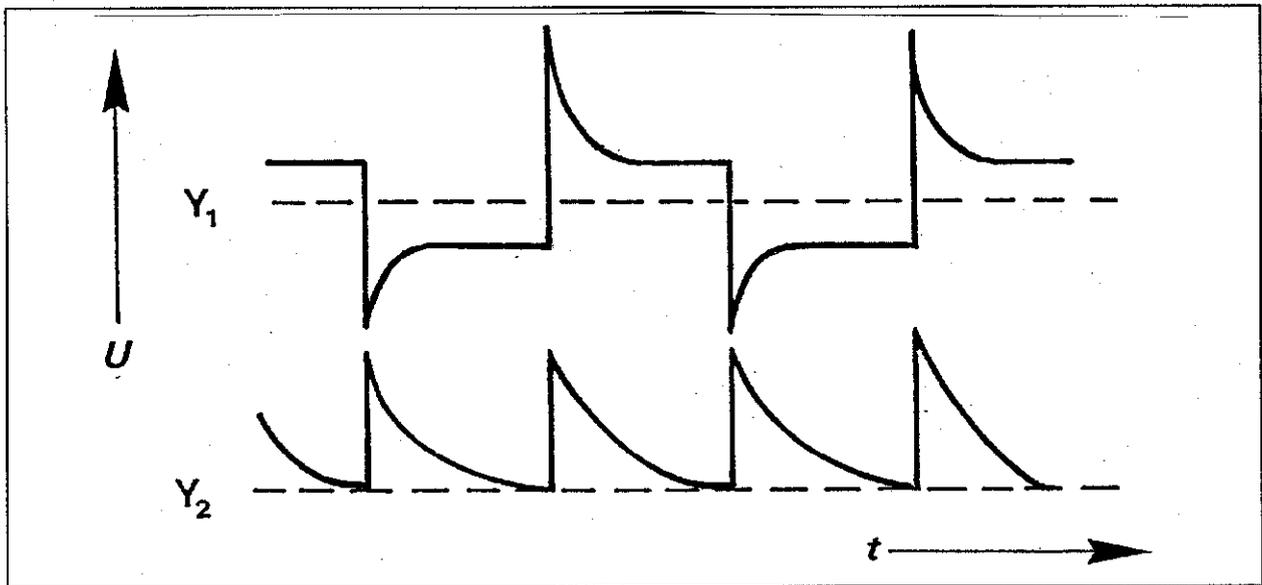


Abb. 4: Oben: Spannung am Helmholtzspulenpaar in Abhängigkeit von der Zeit  
 Unten: Pumplichtsignal in Abhängigkeit von der Zeit

teten Absorptionssignale (Abb. 4) sind ein sicheres Zeichen dafür, daß die Absorptionszelle optisch gepumpt wird.

### 3.2 HF-Übergänge zwischen Zeemanniveaus im Grundzustand

Zur Beobachtung der Übergänge zwischen Zeemanniveaus im Grundzustand können zwei Verfahren angewendet werden.

Zum einen kann bei konstanter Frequenz das Magnetfeld langsam variiert werden. Mit zunehmender magnetischer Feldstärke wird der Energieabstand zwischen benachbarten Zeemanzuständen größer. Wird dieser Abstand gerade  $E(F, m_F) - E(F, m_F - 1) = hf_0$  und ist  $f_0$  die Frequenz der eingestrahlteten Hochfrequenz, so finden induzierte Übergänge zwischen den betroffenen Zeemanniveaus statt, und die Absorption für das Pumplicht ändert sich. Bei hinreichend starker HF-Einstrahlung wird die Gleichbesetzung der entsprechenden Zeemanniveaus und damit eine Abweichung von Pumpgleichgewicht erzwungen.

Zum anderen kann bei konstantem Magnetfeld die Frequenz  $f$  des eingestrahlteten HF-Feldes langsam variiert werden. In diesem Fall ändert sich die Absorption immer dann, wenn  $\Delta E = hf$  den Abstand zwischen benachbarten Zeemanniveaus erreicht. Wir wenden hier

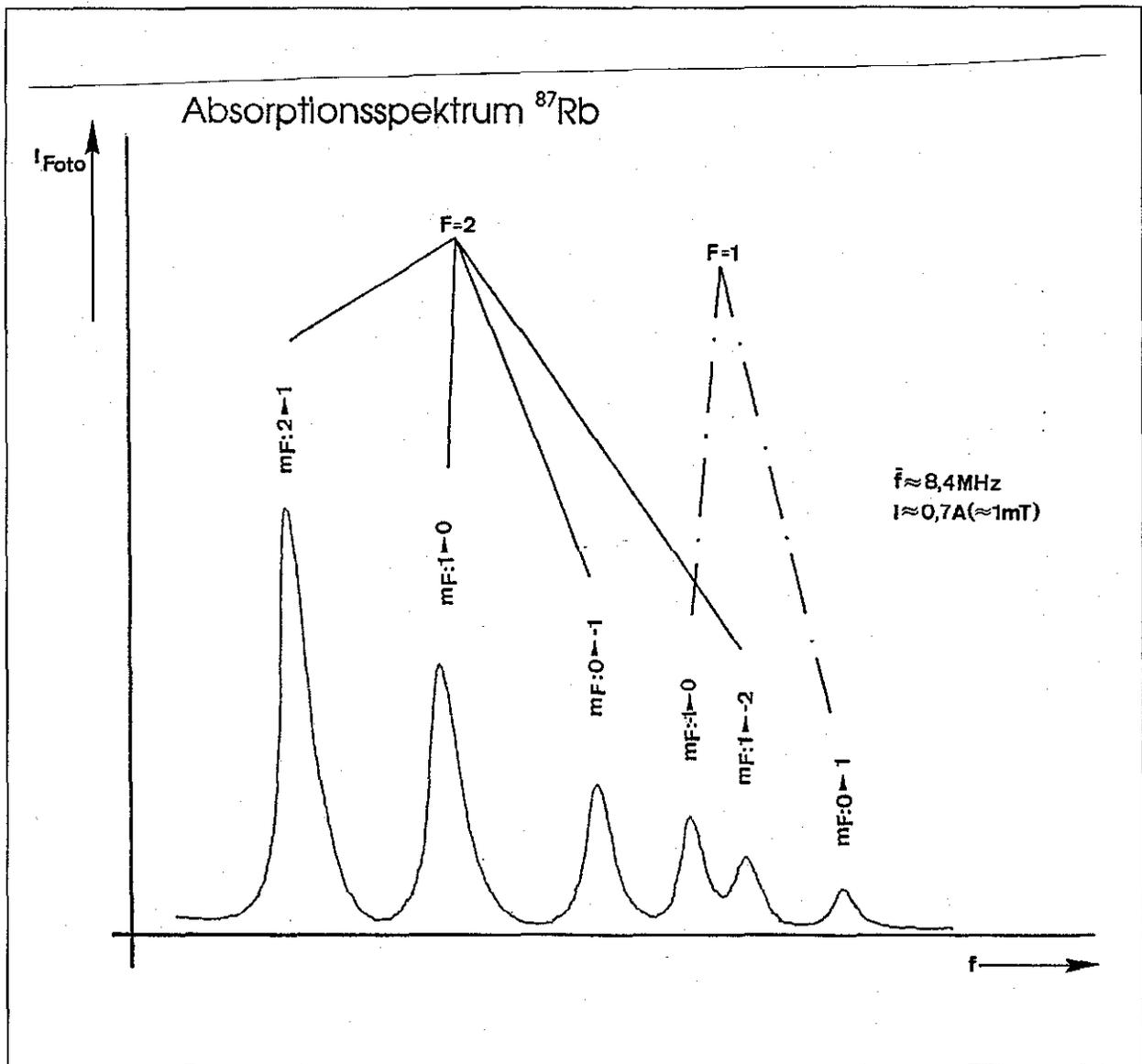


Abb. 5: Absorptionsspektrum von  $^{87}\text{Rb}$  mit  $\sigma^+$ -Licht

das zuletzt beschriebene Verfahren an.

Der Abstand zwischen benachbarten Zeemanniveaus im Hyperfeinzustand  $F = 2$  nimmt in der Reihenfolge  $m_F = +2$  nach  $+1$ ,  $+1$  nach  $0$ ,  $0$  nach  $-1$ ,  $-1$  nach  $-2$  und im  $F = 1$ -Zustand von  $m_F = -1$  nach  $0$ ,  $0$  nach  $+1$  monoton ab. Infolgedessen erscheinen die einzelnen Absorptionssignale in der entsprechenden Reihenfolge mit zunehmender Frequenz der HF-Einstrahlung. Die relative Lage zwischen den Absorptionsübergängen im Zustand  $F = 2$  und denen im Zustand  $F = 1$  hängt von der angelegten magnetischen Feldstärke ab. Die Intensität der Absorptionslinien ist bestimmt durch die Besetzungszahldifferenz zwischen

den jeweils betroffenen Zeemanniveaus. Bei Pumpen mit  $\sigma^+$ -Licht erscheint der Übergang  $F = 2$ ,  $m_F = +2$  nach  $+1$  mit der größten Intensität (Abb. 5). Es zeigt sich hier eine Besonderheit des anomalen Zeemaneffekts.

Ändert man die Polarisation, d. h. strahlt man anstelle von  $\sigma^+$  mit  $\sigma^-$  Licht in die Absorptionszelle oder ändert man bei gleichbleibender Polarisation die Magnetfeldrichtung der Helmholtzspulen, so erscheint der Übergang von  $F = 2$ ,  $m_F = -2$  nach  $-1$  mit der größten Intensität.

### 3.3 Zeemanaufspaltung im $^{85}\text{Rb}$

Eine weitere Besonderheit des anomalen Zeemaneffektes zeigt sich in der Multiplizität der Zeemanterme bei Isotopen mit unterschiedlichem Kernspin. Im natürlichen Rubidium liegen die Isotope  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{85}\text{Rb}$  im Verhältnis 72 : 28 vor. Während  $^{87}\text{Rb}$  den Kernspin  $3/2$  hat, besitzt  $^{85}\text{Rb}$  einen Kernspin von  $5/2$ . Die entsprechenden Drehimpulsquantenzahlen der Hyperfeinniveaus sind  $F = 3/2 + 1/2 = 2$  und  $F = 3/2 - 1/2 = 1$  bei  $^{87}\text{Rb}$  und  $F = 3$  und  $F = 2$  bei  $^{85}\text{Rb}$ . Infolge der unterschiedlichen Kern- $g$ -Faktoren beträgt die Hyperfeinaufspaltung bei  $^{87}\text{Rb}$   $6,8 \cdot 10^9$  Hz und bei  $^{85}\text{Rb}$   $3,1 \cdot 10^9$  Hz. Das bedeutet jedoch, daß bei gleichem Magnetfeld die Zeemanaufspaltung für die beiden Isotope unterschiedlich groß ist. Während bei einem Magnetfeld von 1 mT die Aufspaltung im Grundzustand bei  $^{87}\text{Rb}$  etwa 8 MHz beträgt, liegt beim gleichen Feld der entsprechende Wert für  $^{85}\text{Rb}$  bei 5 MHz. Sowohl Pumplichtquelle als auch Absorptionszelle enthalten das natürliche Isotopengemisch. Durch Einstellen des entsprechenden HF-Feldes am Funktionsgenerator können die Zeemanstrukturen von beiden Isotopen getrennt beobachtet werden. Während die Hyperfeinzustände mit  $F = 2$  und  $F = 1$  bei  $^{87}\text{Rb}$  in  $2F + 1 = 5$  respektive  $2F + 1 = 3$  Zeemanniveaus aufspalten, zeigt das  $^{85}\text{Rb}$  eine Aufspaltung in 7 respektive 5 Niveaus. Im Absorptionsspektrum treten dementsprechend  $4 + 2$  Linien bei  $^{87}\text{Rb}$  (Abb. 5) und  $6 + 4$  Linien bei  $^{85}\text{Rb}$  (Abb. 6) auf.

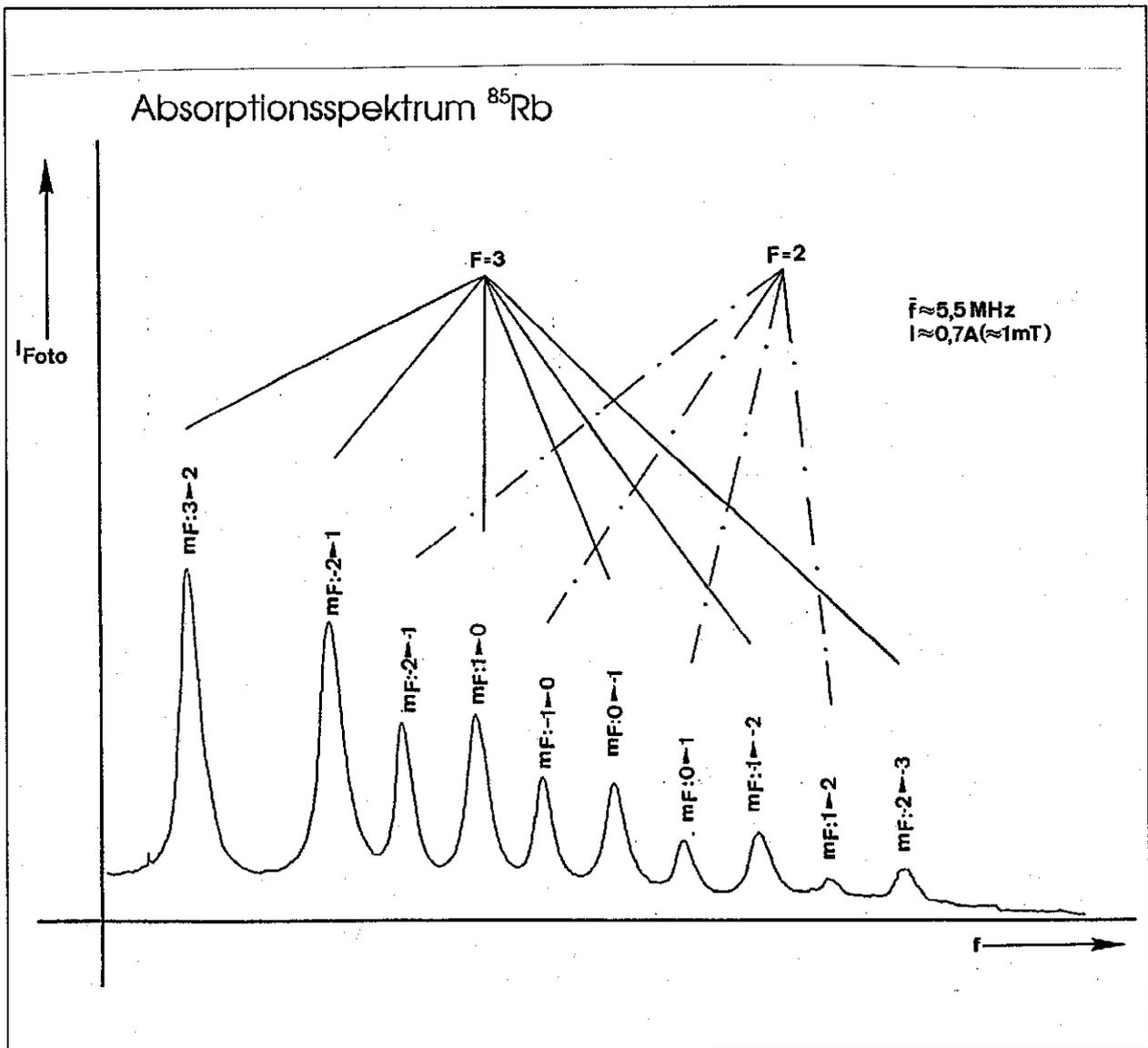


Abb. 6: Absorptionsspektrum von  $^{85}\text{Rb}$  mit  $\sigma^+$ -Licht

### 3.4 Mehrquantenübergänge

Während bei der bisher verwendeten geringen HF-Feldstärke der induzierte Übergang zwischen unmittelbar benachbarten Zeemanniveaus von jeweils einem eingestrahlteten HF-Quant verursacht wird, ändert sich die Situation bei größerer HF-Feldstärke. Zusätzlich zu den üblicherweise auftretenden Einquantenübergängen treten nun Zweiquantenübergänge auf. Der Übergang wird hierbei in einem Elementarakt von zwei HF-Quanten der halben Übergangsenergie induziert. Die Wahrscheinlichkeit für solche Prozesse nimmt quadratisch mit der HF-Feldstärke zu. Bei einer Energieaufspaltung zwischen benachbarten Niveaus entspre-

chend einer Übergangsfrequenz  $f$  und stärkeren HF-Einstrahlung dieser Frequenz werden nun Übergänge mit  $\Delta m_F = 2$  möglich. Betrachtet man die Übergänge  $F = 2$ ,  $m_F = +2$  nach  $+1$  und  $m_F = +1$  nach  $0$ , die bei den Übergangsfrequenzen  $f_1$  bzw.  $f_2$  erscheinen, so sieht man, daß der Zweiquantenübergang bei der Frequenz  $(f_1 + f_2)/2$  mit  $\Delta m_F = 2$ , d. h. in der geometrischen Mitte zwischen  $f_1 + f_2$  erscheint. Diese Zweiquantenübergänge zeichnen sich durch eine im Verhältnis zu den Einquantenübergängen sehr viel kleineren Halbwertsbreite der Absorptionslinien aus.

## Literatur

- [1] A. Kastler; J. de Physique: 11, 255 (1950)
- [2] G. Breit; I. Rabi; Phys. Rev.: 38, 2002 (1931)