Aufbau eines Faradaypolarimeters zur Messung von Dichte und Polarisation an optisch gepumptem Kalium und Rubidium

Diplomarbeit

von

Marc Beckmann

Physikalisches Institut
der
Friedrich–Alexander–Universität
Erlangen–Nürnberg

Januar 1995

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Streuexperimente mit polarisierten Teilchen und Targets haben in der Mittel– und Hochenergiephysik wachsende Bedeutung für die Untersuchung verschiedenartigster spinabhängiger Größen. Seitdem es möglich ist, an Speicherringen hohe Ströme polarisierter Teilchen lange Zeit zu speichern [Rit 91], spielen Experimente mit internen Gastargets eine wichtige Rolle. Ein großer Vorteil gegenüber externen Targets besteht darin, daß Strahlteilchen, die nicht mit dem Target wechselwirken, weiterhin im Strahl verbleiben, also im wahrsten Sinne des Wortes „recycelt“ werden.

Polarisierte interne Gastargets bieten gegenüber externen Festkörpertargets weitere Vorteile. So ist bei Festkörpertargets nur ein kleiner Bruchteil der Targetnukleonen polarisierbar (bei festem NH_3 beispielsweise nur $\frac{3}{17} \cong 18\%$), wohingegen bei internen Gastargets das Streutarget in nahezu reiner atomarer Form vorliegt und daher im Prinzip alle Targetnukleonen polarisierbar sind. Dies führt zu einem wesentlich geringeren Untergrund durch Streuung an unpolarisierten Nukleonen. Weiterhin kann bei polarisierten Gastargets die Targetpolarisation in sehr kurzen Intervallen (mit Zeitskalen im Millisekundenbereich) umgeschaltet werden, was bei Festkörpertargets nicht möglich ist. Die schnelle Umschaltung der Polarisationsrichtung ermöglicht eine bessere Abtrennung von Untergrundsignalen durch Asymmetriemessungen.

Wegen der extrem hohen Betriebskosten moderner Speicherringe und Beschleuniger ist man um eine möglichst hohe Luminosität $\mathcal{L}$ [Pov 93],

$$\mathcal{L} = \Phi_a \cdot \mathcal{N}_{\text{Target}} , \tag{1.1}$$

bemüht, um die Meßzeiten für Datensätze ausreichender statistischer Genauigkeit zu reduzieren. In Gl. (1.1) bezeichnet Φ_a den Fluß der gespeicherten Teilchen mit der Dimension 1/(Fläche $\times$ Zeit) und $\mathcal{N}_{\text{Target}}$ die Zahl der Targetatome. Der maximale Fluß der Streuteilchen ist durch die Parameter des Speicherrings festgelegt, wohingegen die Anzahl der Targetteilchen durch die Intensität, die die Quelle zu erzeugen vermag, mal der mittleren Aufenthaltsdauer der Targetteilchen im Querschnitt des umlaufenden Strahls gegeben ist. Die Güte F polarisierter Gastargets definiert man als

$$F = (P_z)^2 \cdot I , \tag{1.2}$$

wobei P_z die Polarisation und I die Intensität der Quelle in Atomen/s bezeichnen. Zum Erzielen einer hohen Luminosität muß man für einen hohen Teilchenfluß bzw. eine hohe Güte F, sowie für eine möglichst lange Aufenthaltsdauer der Targetteilchen im Strahlquerschnitt sorgen. Diese kann man durch Verwendung einer Speicherzellen wesentlich erhöhen [Wis 84].

Bisherige interne Gastargets für Wasserstoff und Deuterium verwenden Atomstrahlquellen, die auf der Selektion bestimmter Spinzustände nach dem Prinzip des Stern–Gerlach Versuches und dem Einsatz von Hochfrequenzübergängen basieren. Bereits in den fünfziger Jahren vorgeschlagen [Cla 56], ist die Technologie der sogenannten *ABS* (engl.: *Atomic Beam Source*) nach fast 40 Jahren Entwicklungsarbeit sehr ausgereift. Eine Quelle dieses Typs kommt auch beim HERMES–Experiment am e^+–Speicherring HERA (Hamburg) ab 1995 zum Einsatz, bei dem die innere Spinstruktur des Nukleons mittels tiefinelastischer Lepton–Nukleon–Streuung untersucht werden soll [HER 93]. Die Intensität der HERMES–ABS liegt bei $I = 8{,}1 \cdot 10^{16} s^{-1}$ [Sto 94] bei einer berechneten Polarisation von $\geq 98\%$; durch den Einsatz einer Speicherzelle erreicht man damit Targetflächendichten von $N \cdot l = 1 \cdot 10^{14}\,\mathrm{cm}^{-2}$ bei einer mittleren Polarisation von ca. 85% [Rat 93]. Eine weitere Steigerung der Güte von Atomstrahlquellen erscheint angesichts der langen Entwicklungsgeschichte dieses Quellentyps unwahrscheinlich.

Mit dem Ziel einer wesentlichen Erhöhung der Güte wird seit einigen Jahren am Argonne National Laboratory ein neuer Quellentyp, die optisch gepumpte Spinaustauschquelle, entwickelt [Poe 94]. Wie die ABS ist auch die LDS (engl.: *Laser Driven Source*) eine Quelle zur Erzeugung eines neutralen Strahls kernspinpolarisierten Wasserstoffs oder Deuteriums zur Verwendung als internes Gastarget. In Abb. 1.1 ist schematisch der Aufbau einer LDS gezeigt.

Die Kernspinpolarisierung von H bzw. D erfolgt in einem mehrstufigen Prozeß, an dessen Anfang die Elektronenspinpolarisierung von Kalium oder Rubidium durch optisches Pumpen mit einem leistungsstarken Laser steht. Das so polarisierte Alkaligas befindet sich zusammen mit den zu polarisierenden Targetatomen in einer sogenannten Pumpzelle. Spinaustauschstöße mit den H–/D–Atomen bewirken einen Übertrag der Elektronenspinpolarisation vom Alkaligas auf die Targetatome. Durch wiederholte Stöße der polarisierten Targetatome untereinander stellt sich aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung mit dem magnetischen Moment des Kernspins sukzessive auch eine Polarisation der Kerne ein.

Die Dichte und Polarisation des optisch gepumpten Alkaligases stellen wichtige Parameter der Spinaustauschquelle dar. Es ist daher wünschenswert, diese Größen während des Betriebs messen zu können, auch um Effekte wie Wandstoßdepolarisierung, Spinaustauschraten, Pumpeffizienz etc. in der Pumpzelle untersuchen zu können.

Unter Ausnutzung des Faradayeffekts können Dichte und Polarisation des optisch gepumpten Alkaligases *in situ* gemessen werden, ohne diese durch resonante Absorption zu beeinflussen. Der Faradayeffekt beschreibt die Drehung der Schwingungsebene linear polarisierten Lichts beim Durchgang durch ein Medium parallel zu den Feldlinien eines äußeren Magnetfelds. Den Winkel, um den die Polarisationsebene des Lichts

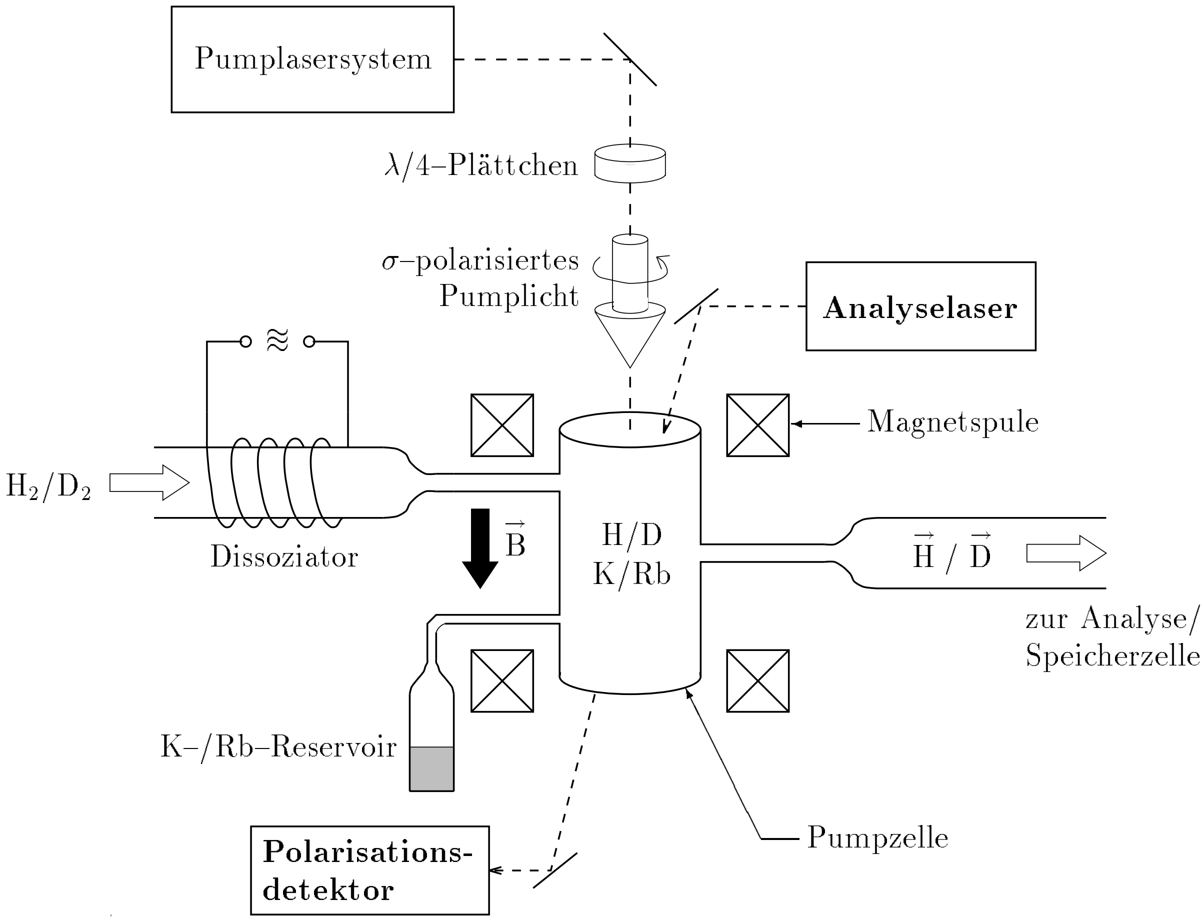

Abb. 1.1: Schematischer Aufbau einer optisch gepumpten Spinaustauschquelle.

gedreht wird, bezeichnet man als den Faradaywinkel. Dieser ist für Licht einer festen Wellenlänge proportional zur Flächendichte des durchstrahlten Mediums. Ist das Medium elektronenspinpolarisiert, erhält man einen anderen, meist größeren Faradaywinkel als im unpolarisierten Fall. Durch Messung des Faradaywinkels am unpolarisierten Alkaligas kann man dessen Dichte bei Kenntnis des angelegten Magnetfelds und der Wellenlänge des Probestrahls bestimmen. Ist die Dichte bekannt, kann man durch eine zweite Messung des Faradaywinkels auch die Polarisation des Gases bestimmen.

Am Physikalischen Institut der Universität Erlangen–Nürnberg wird seit 1993 die weltweit zweite optisch gepumpte Spinaustauschquelle für Wasserstoff und Deuterium aufgebaut [Ste 95b]. Die vorliegende Diplomarbeit befaßt sich mit dem Aufbau eines Meßsystems zur Messung von Dichte und Polarisation des optisch gepumpten Alkaligases.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der Faradayrotation behandelt, Kapitel 3 beschreibt das Prinzip zur Messung des Faradaywinkels sowie dessen Realisierung. In Kapitel 4 werden Messungen an Rubidium zur Beurteilung der Auflösung des Meßsystems und zum Vergleich mit theoretischen Vorhersagen vorgestellt, und in Kapitel 5 schließt sich die Diskussion der Ergebnisse und ihrer Konsequenzen an. Im Anhang werden technische Details der im Rahmen dieser Arbeit konzipierten und aufgebauten Elektronikkomponenten angegeben und einige Daten wichtiger Größen der Alkalimetalle Natrium, Kalium und Rubidium zusammengestellt.

2 Theorie der Faradayrotation

Viele isotrope Materialien verhalten sich in äußeren elektromagnetischen Feldern doppelbrechend, das heißt, ihre Brechzahl n wird von der Polarisation des einfallenden Lichts abhängig. Als Faradayeffekt bezeichnet man durch Magnetfelder induzierte zirkulare Doppelbrechung, die durch Brechzahlaufspaltungen für unterschiedliche zirkulare Polarisationszustände σ^- und σ^+ hervorgerufen wird. Der Faradayeffekt manifestiert sich in einer Drehung der Schwingungsebene linear polarisierten Lichts, das ein Medium parallel zu den Feldlinien eines äußeren Magnetfelds durchläuft. Diese Drehung der Polarisationsebene eines Lichtstrahls der Frequenz ν um den Faradaywinkel ϑ wird auch als *Faradayrotation* bezeichnet und ist in Abb. 2.1 schematisch gezeigt.

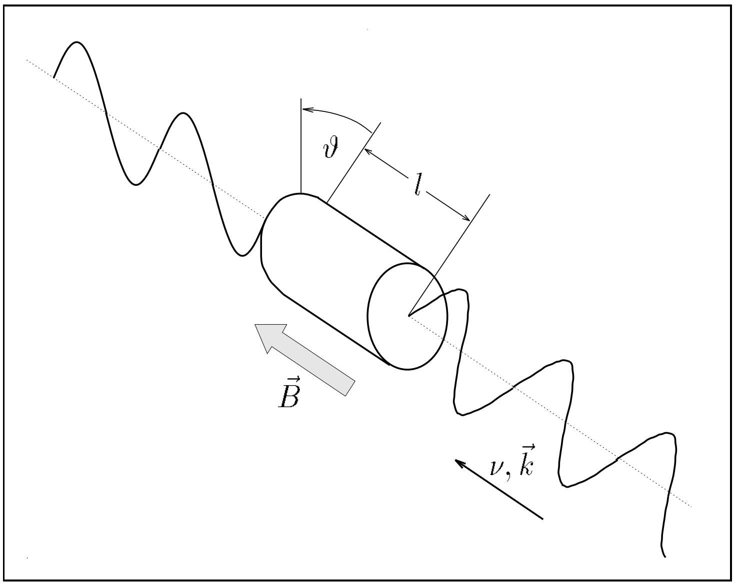

Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Faradayrotation.

Der Faradaywinkel ϑ ist dabei durch die Beziehung

$$\vartheta = V(\nu, B) \cdot N \cdot l \tag{2.1}$$

gegeben, mit $V(\nu, B)$: Verdetkonstante,
N: Dichte des Mediums,
l: Optische Weglänge des Meßstrahls durch das Meßvolumen.

Die Verdetkonstante $V(\nu, B)$ ist in erster Ordnung linear in B, solange die Frequenz ν des einfallenden Lichts nicht sehr nahe an der Frequenz ν_0 einer atomaren Absorptionslinie liegt. Der Faradaywinkel kann in diesem Fall geschrieben werden als

$$\vartheta = V'(\nu) \cdot N \cdot l \cdot B\,. \tag{2.2}$$

In der direkten Umgebung einer atomaren Resonanzfrequenz kann die Hyperfeinaufspaltung der Energieterme nicht mehr vernachlässigt werden und $V'(\nu)$ in Gl. (2.2) hängt selbst implizit vom Magnetfeld B ab.

Bei sehr hohen Magnetfeldstärken B treten neben dem Faradayeffekt noch weitere Phänomene magnetisch induzierter Doppelbrechung auf, wie der Cotton–Mouton– und der Voigt–Effekt, die beide proportional zu B^2 sind [Gue 90]. Die Magnetfeldstärken, die an der Pumpzelle der Spinaustauschquelle anliegen, sind jedoch so gering ($B \leq 0{,}1$ T), daß diese Effekte keine Rolle spielen und in der nachfolgenden Diskussion vernachlässigt werden.

2.1 Phänomenologische Beschreibung der Faradayrotation

Der Faradayeffekt ist eine Konsequenz der Zeemanaufspaltung von Spektrallinien im Magnetfeld. Obwohl der Mechanismus für alle Materialien der gleiche ist, werde ich mich im folgenden auf den Faradayeffekt bei gasförmigen Alkalimetallen beschränken. Im Unterschied zu Festkörpern sind beim Faradayeffekt an Gasen Effekte wie Dopplerverbreiterung zu berücksichtigen.

Ohne Berücksichtigung der Hyperfeinwechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment der Hüllenelektronen, μ_J, und dem des Kerns, μ_I, sind die Energieniveaus der Elektronen bezüglich der magnetischen Quantenzahl m_J entartet. In einem äußeren Magnetfeld B wird diese Entartung durch den Zeemaneffekt aufgehoben und äußert sich in einer Aufspaltung der Absorptionslinien für links– (σ^-) und rechtszirkular (σ^+) polarisiertes Licht. In Abb. 2.2 ist die Zeemanaufspaltung der $5S$– und $5P$–Niveaus von Rubidium im Magnetfeld skizziert. Ein Übergang zwischen den Zuständen $|4>$ und $|1>$ entspricht der Emission rechtszirkular polarisierten Lichts (σ^+) und ist zu einer höheren Frequenz ν_+ verschoben. Analog entspricht der Übergang zwischen $|3>$ und $|2>$ der Emission eines (σ^-) Photons und ist zu einer niedrigeren Frequenz ν_- verschoben. Da Absorptions– und Brechungsindex über den komplexen Brechungsindex $\tilde{n}$ verknüpft sind, resultiert diese Aufspaltung in unterschiedlichen Brechungsindizes n^- und n^+ für links– bzw. rechtszirkular polarisiertes Licht in der Umgebung der D–Linie. In Abb. 2.3 ist die Aufspaltung der Absorptionslinien für links– und rechtszirkulares Licht schematisch gezeigt [Gue 90].

Linear polarisiertes Licht kann als Überlagerung einer links– und einer rechtszirkular polarisierten Komponente σ^- und σ^+ beschrieben werden. Aufgrund der unterschiedlichen Brechzahlen und damit unterschiedlichen Laufzeiten wird die relative Phase der σ^-– und σ^+–Teilwellen verschoben und somit die Polarisationsebene linear polarisierten

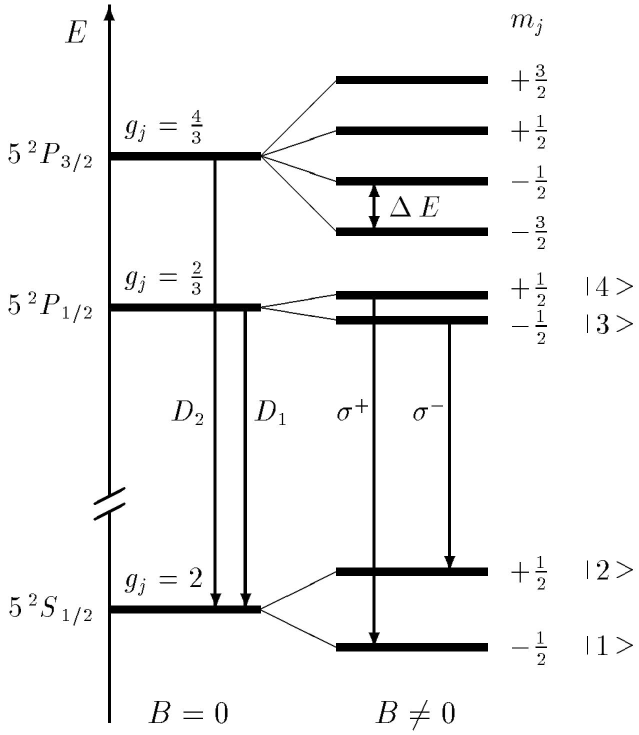

Abb. 2.2: Zeemaneffekt beim Rubidium.

Für die Aufspaltung ΔE der Zeemanniveaus gilt:

$$\Delta E = g_j \cdot \mu_B \cdot B\,, \tag{2.3}$$

$$g_j = \frac{3\,j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2\,j(j+1)}\,, \tag{2.4}$$

$$\mu_B = \frac{e\,\hbar}{2\,m_e} = 9{,}27 \cdot 10^{-24}\,\frac{J}{T} \quad \text{(Bohr'sches Magneton)}. \tag{2.5}$$

Lichts um den Winkel

$$\vartheta = \frac{\pi\,\nu\,l}{c}\,[n^-(\nu, B) - n^+(\nu, B)] \tag{2.6}$$

gedreht. Hierbei bezeichnen ν die Frequenz der Lichtwelle, l die Länge des durchquerten Mediums, $n^{\pm}$ die Brechzahlen für die beiden zirkularen Polarisationskomponenten und B die Stärke des angelegten Magnetfeldes. Beim Durchgang des Lichts antiparallel zu den Magnetfeldlinien erfolgt die Drehung der Polarisationsebene in die entgegengesetzte Richtung.

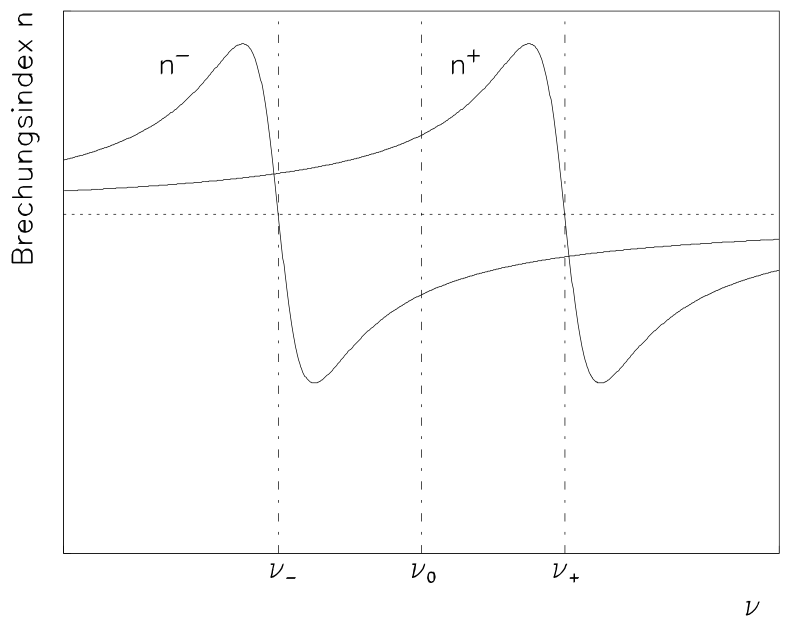

Abb. 2.3: Aufspaltung des Brechungsindex n für links– und rechtszirkular polarisiertes Licht im äußeren Magnetfeld.

2.2 Detaillierte quantitative Beschreibung der Faradayrotation

Für eine homogen verbreiterte Spektrallinie läßt sich der Brechungsindex $n_H^{\pm}(\nu, B)$ durch

$$n_H^{\pm}(\nu, B) = 1 + \frac{Ne^2}{8\pi^2\varepsilon_0\, m_e} \sum_{i,j} \frac{(\nu_{ij}(B)^2 - \nu^2) f_{ij}(B)}{(\nu_{ij}(B)^2 - \nu^2)^2 + (\Delta\nu_{ij}\,\nu)^2} \tag{2.7}$$

[Dem 91] ausdrücken, wobei N die Dichte des Mediums bezeichnet. Die Summe in Gl. (2.7) erstreckt sich über alle Hyperfeinkomponenten i und j, die an dem betrachteten atomaren Übergang beteiligt sind; ν_{ij}, f_{ij} und $\Delta\nu_{ij}$ bezeichnen die Frequenz, die Oszillatorstärke bzw. die natürliche Linienbreite dieser Hyperfeinkomponenten. Durch Einsetzen von Gl. (2.7) in Gl. (2.6) erhält man folgenden Ausdruck für den Faradaywinkel in der Umgebung homogen verbreiterter Spektrallinien:

$$\vartheta_H = \frac{Nl\,\nu e^2}{8c\,\pi\varepsilon_0\, m_e} \sum_{i,j} \frac{\pm(\nu_{ij}(B)^2 - \nu^2) f_{ij}(B)}{(\nu_{ij}(B)^2 - \nu^2)^2 + (\Delta\nu_{ij}\,\nu)^2}\,, \tag{2.8}$$

wobei als Vorzeichen in der Summe + für σ^+–Komponenten ($\Delta m_j = +1$) und − für σ^-–Komponenten ($\Delta m_j = -1$) zu setzen ist. Diese Konvention ist auch für die folgenden Gln. (2.9), (2.13), (2.18) und (2.20) anzuwenden.

Aufgrund der thermischen Geschwindigkeitsverteilung sind die Spektrallinien eines Gases dopplerverbreitert. Bei gasförmigen Alkalimetallen überwiegt die Dopplerverbreiterung $\Delta\nu_D$ der sichtbaren Spektrallinien die natürliche Linienbreite bei weitem (siehe Anhang, Abschnitt B). Das resultierende Voigtprofil der Absorptionslinie ergibt sich aus der Faltung des Lorentzprofils der homogen verbreiterten Linie mit dem Gaußprofil der dopplerverbreiterten Linie. Für Faradayrotation in der Umgebung einer dopplerverbreiterten Spektrallinie erhält man damit folgenden Ausdruck für den Faradaywinkel ϑ_D [Dul 91]:

$$\vartheta_D = \frac{N l \,\nu e^2}{8c\,\pi\varepsilon_0\, m_e} \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} \sum_{i,j} \pm f_{ij} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{((\nu_{ij}+\xi_{ij})^2 - \nu^2)(\nu_{ij}+\xi_{ij}) \exp\left(-\beta^2 \xi_{ij}^2\right)}{\left((\nu_{ij}+\xi_{ij})^2 - \nu^2\right)^2 + (\Delta\nu_{ij}\,\nu)^2} \, d\xi_{ij} \,, \qquad (2.9)$$

wobei β als [Dul 91]

$$\beta = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_D} \qquad (2.10)$$

und die Dopplerbreite $\Delta\nu_D$ als [Dem 91]

$$\Delta\nu_D = \nu_{ij} \cdot \sqrt{\frac{8 \ln 2\; k_B T}{m_e c^2}} \simeq \nu_0 \cdot \sqrt{\frac{8 \ln 2\; k_B T}{m_e c^2}} \qquad (2.11)$$

definiert sind, mit der Zentrumsfrequenz ν_0 des relevanten atomaren Übergangs.

Eine detaillierte Betrachtung [Dul 91] ergibt, daß sich die Winkel aus Gl. (2.8) und Gl. (2.9) nur dann nennenswert voneinander unterscheiden, wenn die Frequenz ν des Probestrahls innerhalb der Absorptionsbreite der Linie liegt, die sich im allgemeinen aus einer Kombination von natürlicher Linienbreite, Dopplerverbreiterung und Hyperfeinaufspaltung ergibt. Für den Fall, daß die Dopplerverbreiterung dominiert, kann man auf die einfachere Gl. (2.8) zurückgreifen, wenn die Differenzfrequenz $\Omega = |\nu - \nu_0|$ größer als $3\,\Delta\nu_D$ ist. Wenn dagegen die Hyperfeinaufspaltung gegenüber der Dopplerverbreiterung nicht mehr vernachlässigt werden kann (Rubidium hat eine Hyperfeinaufspaltung $\Delta\nu_{\mathrm{HFS}}$ der D_1–Linie, die nahezu 1 Größenordnung über der Dopplerbreite $\Delta\nu_D$ bei einer Temperatur von 500 K liegt, siehe Anhang B) muß die Bedingung für die Gültigkeit von Gl. (2.8) auf $\Omega >$ (Breite der Absorptionslinie) erweitert werden.

In der Praxis ist es im allgemeinen möglich, die Frequenz ν des Probelasers so zu wählen, daß diese Bedingung erfüllt wird. Nur für Messungen an sehr dünnen Alkaligasen mit Flächendichten $N \cdot l < 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ kann es zum Erzielen eines ausreichenden Signal–zu–Rausch–Verhältnisses nötig sein, den Laser so nahe an die Resonanzfrequenz abzustimmen, daß die Berechnung des Faradaywinkels nach Gl. (2.9) notwendig ist.

Ich werde im folgenden von der einfacheren Gl. (2.8) ausgehen, nach der der Faradaywinkel ϑ über

$$\vartheta = V(\nu, B) \cdot N \cdot l \qquad (2.12)$$

linear von der Flächendichte $N \cdot l$ abhängt, mit der *Verdetkonstanten*

$$V(\nu, B) = \frac{\nu e^2}{8c\,\pi\varepsilon_0\, m_e} \sum_{i,j} \frac{\pm(\nu_{ij}(B)^2 - \nu^2) f_{ij}(B)}{(\nu_{ij}(B)^2 - \nu^2)^2 + \Delta\nu_{ij}^2\, \nu^2} \,. \tag{2.13}$$

Durch optisches Pumpen des Alkaligases wird die relative Besetzungszahl ρ der beiden Zeemanunterzustände mit $m_J = -\frac{1}{2}$ und $m_J = +\frac{1}{2}$ ($|1>$ und $|2>$ in Abb. 2.2) des $^2S_{1/2}$–Grundzustands geändert und damit das Ensemble polarisiert. Die Polarisation P ist dabei als $P = \rho(+\frac{1}{2}) - \rho(-\frac{1}{2})$ mit der Normierung $\rho(-\frac{1}{2}) + \rho(+\frac{1}{2}) = 1$ definiert.

Bei der Herleitung von Gl. (2.8) wurde stillschweigend vorausgesetzt, daß $\rho(-\frac{1}{2}) = \rho(+\frac{1}{2}) = \frac{1}{2}$, bzw. $P = 0$. Ist das Alkaligas polarisiert, ergibt sich der Faradaywinkel aus

$$\vartheta = \rho(+\tfrac{1}{2})\, \vartheta(+\tfrac{1}{2}) + \rho(-\tfrac{1}{2})\, \vartheta(-\tfrac{1}{2}) \,, \tag{2.14}$$

wobei $\vartheta(-\frac{1}{2})$ und $\vartheta(+\frac{1}{2})$ die individuellen Faradaywinkel für Übergänge in den Grundzustand mit $m_J = -\frac{1}{2}$ bzw. $m_J = +\frac{1}{2}$ bezeichnen.

Führt man die Abkürzungen

$$\vartheta(0) = \frac{1}{2}[\vartheta(+\tfrac{1}{2}) + \vartheta(-\tfrac{1}{2})] \tag{2.15}$$

und

$$\vartheta(P) = \frac{1}{2}[\vartheta(+\tfrac{1}{2}) - \vartheta(-\tfrac{1}{2})] \tag{2.16}$$

ein, so läßt sich Gl. (2.14) wie folgt umschreiben:

$$\vartheta = \vartheta(0) + P\,\vartheta(P) \,. \tag{2.17}$$

$\vartheta(0)$ entspricht nach der Definition in Gl. (2.15) dem Faradaywinkel im unpolarisierten Fall, ϑ_H. Unter Zuhilfenahme von Gl. (2.8) kann man $\vartheta(P)$ dann wie folgt ausdrücken:

$$\vartheta(P) = \frac{Nl\,\nu e^2}{8c\,\pi\varepsilon_0\, m_e} \sum_{i,j} \frac{\pm\delta_{ij}(\nu_{ij}(B)^2 - \nu^2) f_{ij}(B)}{(\nu_{ij}(B)^2 - \nu^2)^2 + \Delta\nu_{ij}^2\, \nu^2} \,. \tag{2.18}$$

Die Größe δ_{ij} kann die Werte -1 oder $+1$ annehmen, je nachdem, ob der Übergang $i \rightarrow j$ in den Grundzustand mit $m_J = -\frac{1}{2}$ oder $m_J = +\frac{1}{2}$ erfolgt. Da m_J nur im Grenzfall des starken Magnetfelds eine gute Quantenzahl ist, lassen sich für diesen Fall eindeutige Werte für δ_{ij} zuordnen. Im Fall schwacher Felder sind die Hyperfeinniveaus Mischungen aus $m_J = -\frac{1}{2}$ und $m_J = +\frac{1}{2}$ und man muß zunächst den Hamiltonoperator diagonalisieren, um die Eigenwerte und Eigenvektoren zu erhalten, aus denen sich die δ_{ij} bestimmen lassen. Dieses Verfahren wird im nächsten Abschnitt 2.3 genauer beschrieben.

Da sowohl $\vartheta(0)$, als auch $\vartheta(P)$ proportional zur Flächendichte $N \cdot l$ sind, kann man die sogenannte *Alphakonstante* einführen, die durch [Dul 91]

$$\alpha = \frac{\vartheta(P)}{\vartheta(0)} \tag{2.19}$$

definiert ist und damit ebenso wie die Verdetkonstante eine Größe ist, die nur von der Frequenz ν des Probelaserstrahls und der Magnetfeldstärke B abhängt. Aus den Gln. (2.8), (2.18) und (2.19) läßt sich α in einer ähnlichen Form wie $V(\nu, B)$ angeben:

$$\alpha(\nu, B) = \frac{N l\, \nu e^2}{8c\,\pi\varepsilon_0\, m_e} V(\nu, B)^{-1} \sum_{i,j} \frac{\pm\delta_{ij}(\nu_{ij}(B)^2 - \nu^2) f_{ij}(B)}{\left(\nu_{ij}(B)^2 - \nu^2\right)^2 + \Delta\nu_{ij}^2\, \nu^2}\,. \tag{2.20}$$

Mit diesen Definitionen kann man schließlich den Faradaywinkel allgemein in der gebräuchlichen Form

$$\vartheta = \vartheta(0)(1 + P\alpha) \tag{2.21}$$

ausdrücken.

Alle bisherigen Betrachtungen haben nur für ein Isotop des gewählten Alkalimetalls Gültigkeit. Die Alkalimetalle Kalium und Rubidium bestehen aus den stabilen Isotopen ^{39}K (93,26%) und ^{41}K (6,73%) bzw. ^{85}Rb (72,17%) und ^{87}Rb (27,83%) [Kra 88], so daß die Ausdrücke für die Verdet– und Alphakonstante modifiziert werden müssen, da der Isotopeneffekt unterschiedliche Hyperfeinaufspaltungen für die einzelnen Isotope hervorruft. Wenn man die relative Isotopenhäufigkeit mit η_k bezeichnet, wobei k alle natürlich vorkommenden Isotope indiziert, muß man Gl. (2.12) zu

$$\vartheta = N \cdot l \left(\sum_k V_k(\nu, B)\, \eta_k \right) \tag{2.22}$$

und Gl. (2.19) zu

$$\alpha(\nu, B) = \frac{\sum_k V_k(\nu, B)\, \eta_k\, \alpha_k(\nu, B)}{\sum_k V_k(\nu, B)\, \eta_k} \tag{2.23}$$

modifizieren [Dul 91].

2.3 Berechnung der Verdet– und Alphakonstanten

Die Berechnung der Verdet– und Alphakonstanten nach den Gln. (2.20) und (2.13) erfordert die Kenntnis der Übergangsfrequenzen ν_{ij} und der zugehörigen Oszillatorstärken f_{ij}. Für die Berechnung dieser Parameter über einen weiten Bereich der Magnetfeldstärke B

kann man sich nicht auf ein festes Kopplungsschema der Drehimpulse s, l, j und I festlegen, da die Kopplung zu $|sljIFM_F>$ nur im Grenzfall schwacher Magnetfelder und die Kopplung zu $|sljj_zII_z>$ nur im Limit starker Felder gilt. In [Dul 91] (siehe auch [Wu 86]) wird ein Verfahren angegeben, bei dem man nicht auf Feldstärken beschränkt ist, die einem der beiden Grenzfälle zuzuordnen sind.

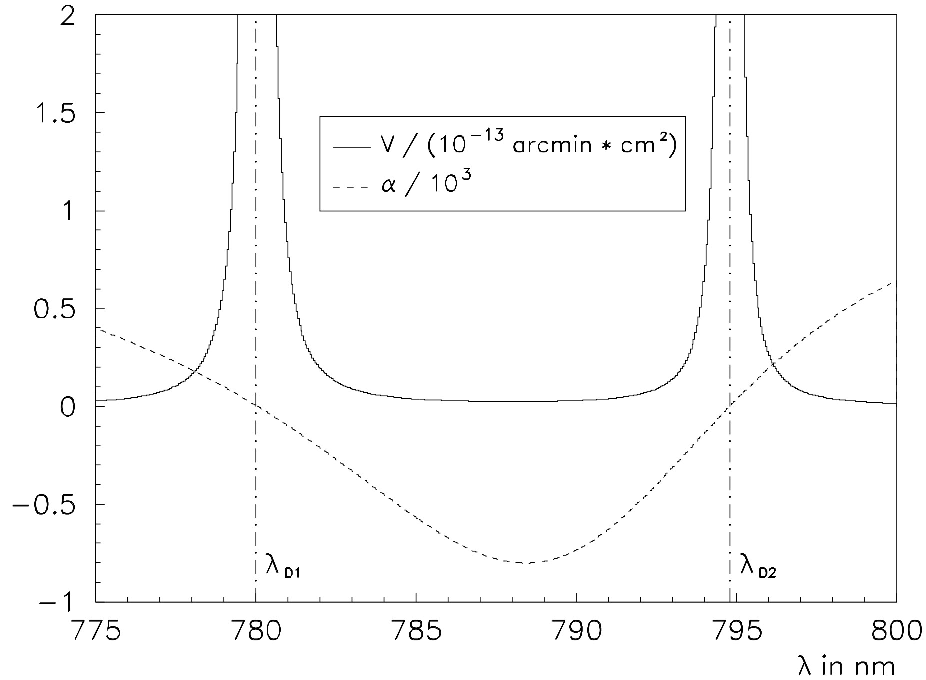

Abb. 2.4: Verlauf der Verdet– und Alphakonstanten für Rubidium bei einer Magnetfeldstärke von 0,1 T in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ des einfallenden Lichts.

Dieses Verfahren bestimmt numerisch die Übergangsmatrixelemente für beliebige Magnetfeldstärken aus Eigenvektoren durch die Diagonalisierung des Hamiltonoperators. Der Hamiltonoperator für ein Alkalimetall mit einem ungepaarten Valenzelektron setzt sich aus folgenden Termen zusammen:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \xi\, l \cdot s + \beta B \cdot (l + g_s s) + \mathcal{H}_M + \mathcal{H}_Q + \mathcal{H}_{NZ} \; . \tag{2.24}$$

Der erste Term, $\mathcal{H}_0$, liefert die (entarteten) Energieeigenwerte des ^2S bzw. ^2P Zustands im Coulombfeld des Kerns. Der zweite und dritte Term beschreiben die Spin–Bahn–Wechselwirkung und die Wechselwirkung der mit Spin und Bahndrehimpuls verknüpften magnetischen Momente mit dem äußeren Magnetfeld. Der vierte Term $\mathcal{H}_M$ beschreibt für den Fall, daß sich das Valenzelektron nicht in einem S–Zustand befindet, dessen

Wechselwirkung mit dem magnetischen Kerndipolmoment μ_I,

$$\mathcal{H}_M = a_l(l - \sqrt{10}(sC^{(2)})^1) \cdot I \,, \tag{2.25}$$

oder für ein S–Elektron die Fermi Kontaktwechselwirkung,

$$\mathcal{H}_M = a_{FC} s \cdot I \,. \tag{2.26}$$

Der vorletzte Term trägt der elektrischen Quadrupolwechselwirkung

$$\mathcal{H}_Q = -e^2 r_N^2 C_N^{(2)} \cdot < r^{-3} > C_e^{(2)} \tag{2.27}$$

Rechnung, und der letzte Term

$$\mathcal{H}_{NZ} = -\frac{\mu_I}{I} B \cdot I \tag{2.28}$$

beschreibt die Kopplung des magnetischen Moments des Kernspins an das äußere Magnetfeld. Die Parameter a_l, a_{FC} und r_N in diesen Termen sind tabelliert [Dul 91]; die $C_{e,N}^{(2)}$ in den Gln. (2.25) und (2.27) bezeichnen sphärische Tensoren vom Rang 2 für das Valenzelektron bzw. den Kern [Jud 75].

Ausgehend von der ungekoppelten Startbasis $|sljj_zII_z>$ wird die $(2j+1)(2I+1)$–dimensionale Matrix $\mathcal{H}$ durch die unitäre Transformation

$$\mathcal{E} = \mathcal{U}^\dagger \mathcal{H}\, U \tag{2.29}$$

diagonalisiert, wobei $\mathcal{E}$ die Eigenwerte und $\mathcal{U}$ die Eigenvektoren enthält. Um die erlaubten Übergänge zwischen den Zuständen zu erhalten, muß die Matrix der erlaubten Übergänge $\mathcal{T}$ in der ursprünglichen Basis $|sljj_zII_z>$ ebenfalls durch eine unitäre Transformation

$$\mathcal{T}' = \mathcal{U}^\dagger \mathcal{T}\, U \tag{2.30}$$

in das beim gewählten Magnetfeld gültige diagonale Basissystem überführen. Sobald man die Matrixelemente $\mathcal{T}'_{ij}$ kennt, lassen sich daraus die Oszillatorstärken nach Fermi's Goldener Regel bestimmen:

$$f_{ij} = \frac{9 m_e c}{8\pi^2 e^2} \nu_{ij}\, \mathcal{T}'^{\,2}_{ij} \,, \tag{2.31}$$

wobei ν_{ij} die Frequenz des Übergangs bezeichnet und die Differenz der Energieeigenwerte dividiert durch h ist:

$$\nu_{ij} = \frac{E_j - E_i}{h} \,. \tag{2.32}$$

Die so gewonnenen Werte für f_{ij} müssen noch separat für σ^- und σ^+ Licht auf die totale Oszillatorstärke der D_1– und D_2–Linie normiert werden [Dul 91]:

$$\sum_{i,j} f_{ij} = \left(\frac{m_e c}{8\pi^2 e^2}\right) \left(\nu_{D_1}^{-2} \tau_{D_1}^{-1} + 2\nu_{D_2}^{-2} \tau_{D_2}^{-1}\right) \,. \tag{2.33}$$

Einer der Autoren des hier zitierten Artikels, Prof. Dr. D. Swenson vom Los Alamos National Laboratory, hat uns freundlicherweise ein FORTRAN–Programm überlassen, das für jedes Alkalimetall und für beliebige Magnetfeldstärken eine Berechnung der Verdet– und Alphakonstanten nach dem oben beschriebenen Verfahren durchführen kann. In Abb. 2.4 ist der berechnete Verlauf der Verdet– und Alphakonstanten für Rubidium in der natürlichen Isotopenmischung wiedergegeben. Alle Berechnungen der Dichte des Alkaligases in Kapitel 4 wurden mit Werten von $V(\nu, B)$ durchgeführt, die mit diesem Programm bestimmt wurden.

3 Meßaufbau

Das Faraday–Polarimeter soll als Komponente in die Spinaustauschquelle integriert werden, um die momentane Dichte und Polarisation des optisch gepumpten Kaliums bzw. Rubidiums in der Pumpzelle zu bestimmen. Das System soll dabei folgende Randbedingungen erfüllen:

- Messung von Dichte und Polarisation sowohl für Kalium, als auch für Rubidium.
- Mechanische Flexibilität, um die Integration in die durch schwere und voluminöse Komponenten — wie den Magneten um die Pumpzelle — vorgegebene Geometrie zu ermöglichen.
- Unempfindlichkeit des Meßsystems gegen Streu– und Fluoreszenzlicht des Pumplaserstrahls.
- Möglichst instantane Messung des Faradaywinkels für Messungen von Relaxationszeitkonstanten des Systems Wasserstoff–Alkalimetall.

3.1 Das Meßkonzept

In Abb. 3.1 sind verschiedene Konzepte zur Messung von Faradayrotation skizziert [Swe 90].

Bei Methode A wird ein Probelaserstrahl zerhackt und mit einem Polarisator linear polarisiert. Nach Durchlaufen der Pumpzelle und eines drehbaren Analysators wird die Strahlintensität mit einer Photodiode gemessen. Unter dem Einfluß der Faradayrotation ergibt sich ein Maximum der transmittierten Intensität, wenn der Analysator um den Faradaywinkel gegen den Polarisator verdreht wird. Die Genauigkeit des Verfahrens wird dadurch bestimmt, wie exakt man das Maximum bzw. Minimum der transmittierten Intensität und den Drehwinkel des Analysators bestimmen kann.

Bei der „Zwei–Detektor–Methode" B wird der Meßstrahl nach Durchlaufen der Pumpzelle in zwei Komponenten mit zueinander orthogonaler Polarisation aufgespalten, deren Intensitäten mit Photodioden gemessen werden. Eine Elektronik bestimmt aus dem Verhältnis der Intensitäten den Faradaywinkel.

Die letzte Methode C erzeugt mittels eines mit ω rotierenden $\lambda/2$–Plättchens einen Meßstrahl, dessen Polarisationsebene mit der doppelten Winkelgeschwindigkeit 2ω rotiert. Nach Durchlaufen der Pumpzelle erhält man hinter einem Analysator ein sinusförmig intensitätsmoduliertes Signal, das von einer Photodiode gemessen wird. Da

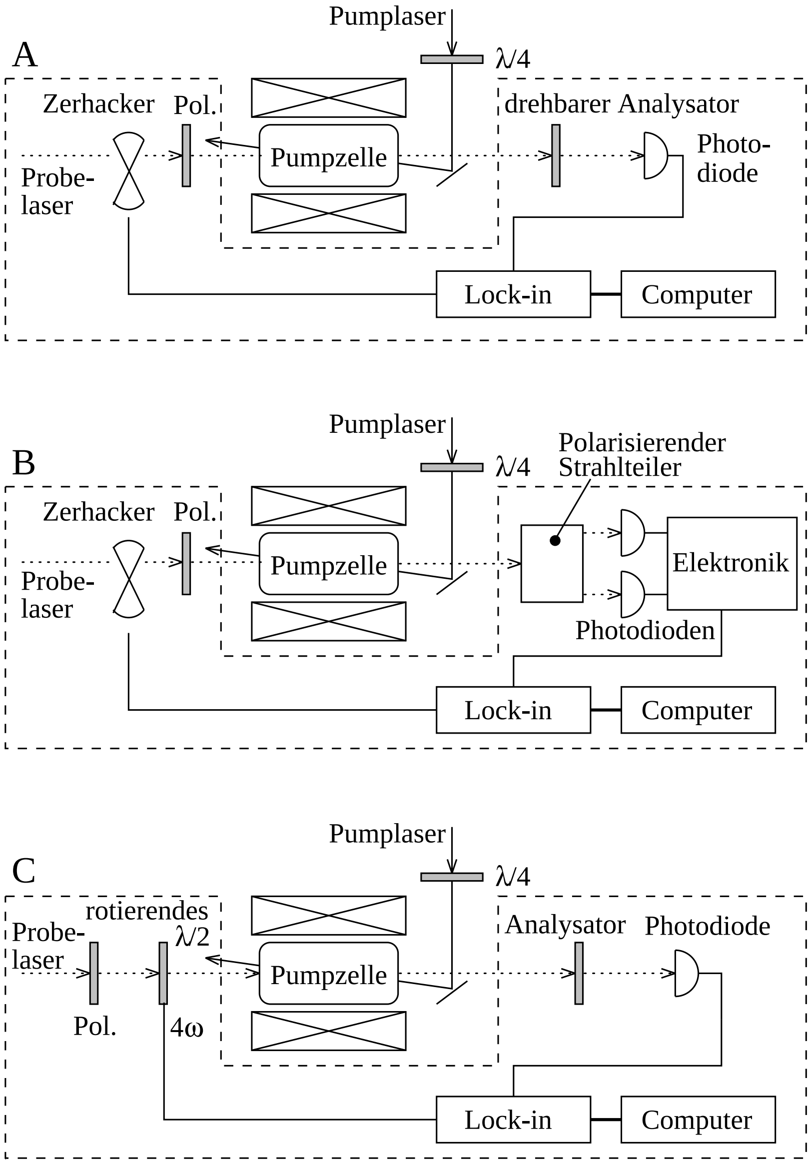

Abb. 3.1: Verschiedene Konzepte zur Messung von Faradayrotation an Alkaligasen [Swe 90].

---

sich bei einer vollen Umdrehung des $\lambda/2$–Plättchens die Polarisationsebene des transmittierten Lichts um 4π dreht, und man pro Drehung der Polarisationsebene zwei Intensitätsmaxima und –minima hinter dem Analysator beobachtet, hat das Signal an der Photodiode die Kreisfrequenz $4\,\omega$. Am rotierenden $\lambda/2$–Plättchen greift man ein Referenzsignal mit der vierfachen Umdrehungskreisfrequenz $4\,\omega$ ab. Die Phasenverschiebung zwischen dem Referenz– und dem Photodiodensignal entspricht direkt dem Faradaywinkel.

Zur Abtrennung des Probestrahlsignals vom Untergrund dient in allen drei skizzierten Verfahren ein Lock–in Verstärker, dessen prinzipielle Funktion weiter unten im Abschnitt 3.4.1 beschrieben wird. Bei der Meßmethode C wird der Faradaywinkel am Phasenausgang des Lock–in Verstärkers ausgelesen, dessen Auflösung bei den meisten Verstärkern nicht besser als ca. 0,1° ist. Der Einsatz eines Computers zur Weiterverarbeitung der Daten ermöglicht die Integration in ein Datenaufnahmesystem eines größeren Gesamtexperiments.

Vor allem die zweite Forderung an das Meßsystem gab den Ausschlag zugunsten der leicht modifizierten „Zwei–Detektor–Methode“ B. Bei diesem Meßkonzept werden bis auf ein Zerhackerrad keine bewegten mechanischen Teile benötigt. Dieses kann zudem beliebig im Strahlengang zwischen Laser und Meßzelle installiert werden, so daß dafür kein zusätzlicher Platz an kritischen Stellen vorgesehen werden muß. Die bei Methode A benötigte schrittmotorgesteuerte Drehfassung ist unhandlich und kann wegen der Empfindlichkeit gegen starke Magnetfelder nicht in der Nähe der Pumpzelle betrieben werden. Außerdem muß man zum Erreichen einer hohen Genauigkeit bei mehreren Einstellungen des Analysators messen, um durch einen Fit an die Meßwerte das Intensitätsmaximum hinreichend genau bestimmen zu können. Damit ist keine schnelle Messung des Faradaywinkels mit dieser Methode möglich, was aber z.B. für Relaxationsstudien unbedingt erwünscht ist.

Abb. 3.2 zeigt schematisch den Aufbau des Faradaypolarimeters. Die funktionalen Einheiten Halbleiterlaser, Polarisationsdetektor und Elektronik werden in den Abschnitten 3.2, 3.3 und 3.4 detailliert beschrieben. Ein abstimmbarer Halbleiterlaser dient als Lichtquelle. Der Laser ist abstimmbar, um eine Wellenlänge des Meßstrahls möglichst nah an einer der beiden D–Linien wählen zu können. In der Nähe der Absorptionslinien des Alkalimetalls ist die Verdetkonstante und damit der Faradaywinkel am größten, so daß man aus Gründen einer hohen relativen Meßgenauigkeit Messungen in diesem Wellenlängenbereich vorziehen wird. Es gilt ein Optimum der Meßwellenlänge zu finden, das bei möglichst großer Verdetkonstante, aber möglichst geringer Empfindlichkeit gegen Wellenlängenschwankungen ein Minimum des Meßfehlers erlaubt. Für Kalium und Rubidium wurden zwei eigene Laser gebaut, die sich über die Wellenlängenbereiche zwischen den jeweiligen D–Linien abstimmen lassen.

Das Licht eines Halbleiterlasers ist bereits zu einem hohen Grade linear polarisiert. Da sich jedoch zeigte, daß dielektrische Spiegelschichten elliptische Polarisation induzieren können, wird nach dem letzten Umlenkspiegel der Strahlführung noch ein Folienlinearpolarisator in den Strahlengang eingefügt.

Nach Durchlaufen des Meßvolumens sollte der Strahl dann ohne weitere Umlenkspiegel auf den Polarisationsdetektor treffen. Der Polarisationsdetektor ist sehr kompakt

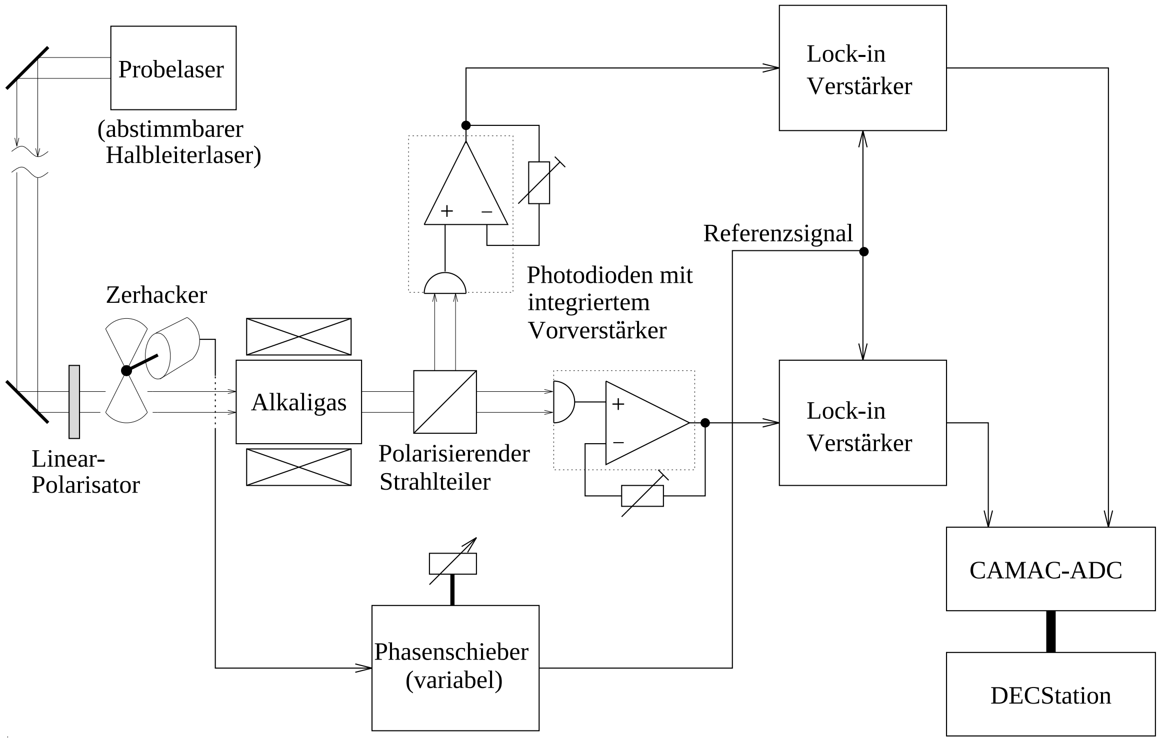

Abb. 3.2: Messung des Faradaywinkels nach der „Zwei–Detektor–Methode“.

aufgebaut und mechanisch zum Mikrobanksystem (Spindler & Hoyer) kompatibel. Er besteht aus einem polarisierenden Strahlteiler und zwei Photodioden mit integriertem Vorverstärker. Als Strahlteiler wird dabei ein Glan–Thompson–Prisma verwendet, das einen einfallenden Lichtstrahl in zwei Komponenten mit zueinander orthogonalen Polarisationsebenen aufspaltet.

Eine ebene, linear polarisierte Welle mit der Intensität I_0, deren Polarisationsebene gegen den Hauptschnitt des Glan–Thompson–Prismas ($\|$–Richtung) um den Winkel α geneigt ist, wird in zwei Anteile mit den Intensitäten $I_{\|} = I_0 \cdot \cos^2\alpha$ bzw. $I_{\perp} = I_0 \cdot \sin^2\alpha$ aufgespalten. Zusätzlich zum Licht des Probelasers fällt auf den Detektor noch Licht der Intensität I', z.B. Fluoreszenzlicht des Pumplasers oder Umgebungslicht. Da dieser Untergrund eventuell teilweise polarisiert ist, sind die Untergrundintensitäten $I'_{\|}$ und $I'_{\perp}$ nicht notwendigerweise gleich groß. Die Ausgangssignale $U_{\|}^{det}$ und $U_{\perp}^{det}$ der Photodioden sind direkt proportional zu den einfallenden Intensitäten, so daß gilt:

$$U_{\|}^{det} = R_{\|} \cdot \left(I_0 \cdot \cos^2\alpha + I'_{\|}\right) , \tag{3.1}$$

$$U_{\perp}^{det} = R_{\perp} \cdot \left(I_0 \cdot \sin^2\alpha + I'_{\perp}\right) . \tag{3.2}$$

Die Größen $R_{||}$ und $R_{\perp}$ geben die Empfindlichkeiten der Photodioden an. Zur Befreiung dieser beiden Signale vom Untergrund I', wird der Meßstrahl zerhackt und die Signale der Photodioden werden zwei getrennten Lock–in Verstärkern zugeführt. Das gemeinsame Referenzsignal für beide Verstärker wird mit einem variablen Phasenschieber aus dem Indexsignal des Zerhackermotors abgeleitet. Die Ausgangssignale der Lock–in Verstärker, $U_{||}$ und $U_{\perp}$, ergeben sich damit zu

$$
\begin{aligned}
U_{||} &= A_{||} \cdot U_{||}^{det} = A_{||} \cdot R_{||} \cdot I_0 \cdot \cos^2 \alpha, && (3.3)\\
U_{\perp} &= A_{\perp} \cdot U_{\perp}^{det} = A_{\perp} \cdot R_{\perp} \cdot I_0 \cdot \sin^2 \alpha, && (3.4)\\
&\Rightarrow \tan^2 \alpha = \frac{U_{\perp} \cdot A_{||} \cdot R_{||}}{U_{||} \cdot A_{\perp} \cdot R_{\perp}}, && (3.5)
\end{aligned}
$$

wobei $A_{||}$ und $A_{\perp}$ die Verstärkungsfaktoren der beiden Lock–in Verstärker angeben. Gleicht man die Verstärkungsfaktoren in Zähler und Nenner von Gl. (3.5) so ab, daß $A_{\perp} \cdot R_{\perp} = A_{||} \cdot R_{||}$ wird, ergibt sich der Winkel α zu

$$\alpha = \arctan \sqrt{\frac{U_{\perp}}{U_{||}}}. \qquad (3.6)$$

Da eine Analogrechenelektronik zur Berechnung des Arcustangens einer Wurzel bei der erforderlichen Meßgenauigkeit zu aufwendig wäre, werden die beiden Signale $U_{||}$ und $U_{\perp}$ über einen Analog–Digital–Wandler (ADC) in einen Rechner eingelesen und α nach Gl. (3.6) bestimmt.

Wenn der Probestrahl nach Durchlaufen der Apparatur nicht vollständig linear, sondern elliptisch polarisiert ist, gehen die Photodiodensignale und damit die Ausgangssignale der Lock–in Verstärker nicht mehr auf 0 zurück, wenn α alle Werte zwischen 0 und $\pi/2$ durchläuft. Die Spannungen $U_{||,\perp}$ nehmen dann Werte zwischen $U_{||,\perp}^{min} > 0$ und $U_{||,\perp}^{max}$ an. Die Offsetwerte $U_{||,\perp}^{min}$ lassen sich auch durch Abgleich der Verstärker nicht auf 0 setzen, sondern müssen bei Bestimmung von α auf arithmetischem Wege berücksichtigt werden. Wenn man berücksichtigt, daß die Gesamtverstärkung $(A_{||,\perp} \cdot R_{||,\perp}) \propto (U_{||,\perp}^{max} - U_{||,\perp}^{min})$ ist, läßt sich Gl. (3.5) umformen zu

$$\alpha = \arctan \sqrt{\frac{(U_{\perp} - U_{\perp}^{min})(U_{||}^{max} - U_{||}^{min})}{(U_{||} - U_{||}^{min})(U_{\perp}^{max} - U_{\perp}^{min})}}. \qquad (3.7)$$

Zur Bestimmung der Größen $U_{||,\perp}^{min,max}$ muß man α über einen Bereich $0 \leq \alpha \leq \pi/2$ variieren. Da der Detektorkopf beliebig um die optische Achse drehbar ist, kann man dies durch einfaches Verdrehen mit der Hand bewerkstelligen. Spätestens an diesem Punkt ist eine Auslese des Faradaypolarimeters mit dem Rechner unvermeidbar, um Korrekturen nach Gl. (3.7) durchführen zu können. So können auch Einflüsse, die nicht vom Alkalimetall sondern von der Optik herrühren, in einer Nullmessung bestimmt und zur späteren Korrektur gespeichert werden.

Der Winkel α setzt sich im allgemeinen aus dem Faradaywinkel ϑ und einem frei wählbaren Offset α_0 zusammen. Um eine möglichst hohe Winkelauflösung zu erreichen, wählt man α_0 zweckmäßigerweise so, daß $\alpha = \alpha_0 + \vartheta = \pi/4$, denn dort ist die Steigung von $\tan^2 \alpha$ am größten. Bei kleinen Faradaywinkeln ϑ kann man $\alpha_0 = \pi/4$ setzen.

In Abschnitt 3.5 wird ein Aufbau des beschriebenen Faradaypolarimeters zu Testmessungen vorgestellt.

3.2 Der Halbleiterlaser

Zur Beobachtung der Faradayrotation muß eine hinreichend intensive Quelle linear polarisierten Lichts zur Verfügung stehen. Da der Faradaywinkel wellenlängenabhängig ist (siehe Kapitel 2), sollte das Licht hinreichend schmalbandig sein, das heißt über die spektrale Breite des Meßstrahls $\delta\lambda$ muß die Variation $\delta\vartheta$ des Faradaywinkels sehr klein bleiben, damit keine „Verschmierung“ des Drehwinkels der Polarisationsebene hervorgerufen wird. Weiterhin sollte die Zentrumswellenlänge des Meßstrahls variabel sein, um ein Optimum bezüglich Größe und Stabilität des Faradaywinkels zu finden.

Alle diese Forderungen wurden bislang mit abstimmbaren Farbstofflasern erfüllt [Dul 91], [Mor 84]. Da jedoch eine Lichtleistung von weit weniger als 1 mW ausreicht, kann man den Meßstrahl auch mit einem abstimmbaren Halbleiterlaser erzeugen, dessen optische Ausgangsleistung im Bereich mehrerer mW liegt*.

Grundsätzlich kann man die Zentrumswellenlänge jedes Halbleiterlasers durch Temperaturänderungen des Halbleiterkristalls verstimmen. Dies kann man entweder durch Heizen oder Kühlen der gesamten Laserdiode oder in feineren Grenzen durch Variation des Injektionsstromes erreichen†. Bei einer Temperaturerhöhung des Laserkristalls verschiebt sich das spektrale Verstärkungsprofil zu größeren Wellenlängen, da Bandabstand und Brechungsindex des Halbleitermaterials temperaturabhängig sind.

*Das Gebiet der Halbleiterlaser befindet sich in einer stürmischen Entwicklung. Dieser Wert ist als Größenordnung für derzeit verfügbare Laser zu verstehen.

†Genau genommen ist die Variation der emittierten Wellenlänge bei Änderung des Injektionsstroms nur oberhalb des Schwellenstroms einer Temperaturänderung des Laserkristalls zuzuordnen. Für Injektionsströme unterhalb des Schwellstroms variiert die Ladungsträgerdichte in der aktiven Laserregion mit dem Injektionsstrom. Die Ladungsträgerdichte bestimmt den Brechungsindex des Halbleiterkristalls und damit auch die emittierte Wellenlänge. Oberhalb des Schwellstroms ist die Ladungsträgerdichte in der aktiven Region vom Injektionsstrom unabhängig und der Effekt der Wellenlängenänderung basiert nur noch auf der Erwärmung des Halbleiterkristalls aufgrund der elektrischen Verlustleistung [Cam 85].

Die durch Spalten entlang von Kristallachsen entstandenen planparallelen Endflächen des Laserkristalls bilden einen Fabry–Perot–Resonator aus. Aufgrund des hohen Brechzahlunterschiedes von AlGaAs ($n \cong 3{,}5$) zu Luft ergibt sich eine Fresnelreflektivität von ca. 30% an den Endflächen. Wegen der sehr hohen relativen Verstärkung von Laserdioden reicht diese Reflektivität bereits in vielen Fällen aus, um stabile Lasermoden auszubilden, so daß auf zusätzliche Spiegelschichten auf den Endflächen meist verzichtet wird. Bei Erwärmung dehnt sich der Kristall aus, was eine Verschiebung der longitudinalen Resonatormoden des Kristalls zu größeren Wellenlängen zur Folge hat. Bei AlGaAs Lasern (dem Standard für Laserdioden im Spektralbereich um 800 nm) verschiebt sich das spektrale Verstärkungsprofil stärker mit der Temperatur als die Resonatormoden. Das hat eine treppenähnliche Temperaturabhängigkeit der emittierten Wellenlänge zur Folge.

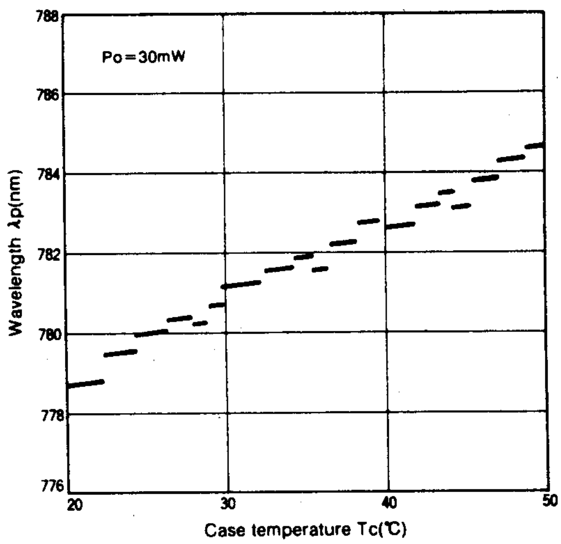

Abb. 3.3: Typische Temperaturdurchstimmkurve für eine Laserdiode vom Typ Sharp LT025 [Sha 90].

In Abb. 3.3 ist die **typische** Kurve von Wellenlänge gegen Gehäusetemperatur für eine Single–Mode–Laserdiode (Sharp LT025) bei konstanter optischer Ausgangsleistung von $P_o = 30$ mW gezeigt [Sha 90]. Die leichte Steigung der „Treppenstufen“ entspricht der Änderung der longitudinalen Resonatormoden. Sie hat einen Wert von ungefähr 0,06 nm K^{-1}. An den „Treppenabsätzen“ hat sich das spektrale Verstärkungsprofil so weit verschoben, daß eine andere Resonatormode günstiger ist und der Laser auf diese umspringt (engl.: *„mode hopping“*). Modensprünge zu niedrigeren Wellenlängen bezeichnet man als anomal, da diese mit obiger Modellvorstellung nicht hinreichend erklärt werden können. Als Trend zeigt sich eine Zunahme der Wellenlänge bei Temperaturerhöhung mit einer Steigung von ca. 0,2 nm K^{-1}. Es bleibt herauszuheben, daß die Temperaturdurchstimmkurve für jede Laserdiode individuell ist und auch einem Alterungsprozeß unterworfen ist. Aufgrund der Modensprünge ist es nicht möglich, einen kontinuierlichen Wellenlängenbereich mit einer Laserdiode abzudecken. Auch kann es passieren, daß eine Laserdiode, die sich auf eine gewünschte Wellenlänge abstimmen läßt, nach einer gewissen Betriebsdauer ihre Durchstimmcharakteristik so verändert, daß dies nicht mehr möglich ist. Aus diesem Grund ist es in der Praxis sinnvoll, für eine gewünschte Wellenlänge mehrere Dioden zu kaufen. Zu Beginn nicht geeignete Dioden können dann möglicherweise durch einen „Einbrennprozeß“ nutzbar gemacht werden.

Die Linienbreite einer freischwingenden Single–Mode–Laserdiode beträgt 10 – 500 MHz [Cam 85], [Wie 91]. Diese nimmt proportional zur optischen Ausgangsleistung der Diode und ungefähr proportional zur Länge des Resonators ab. Dieses Verhalten wird durch die modifizierte *Schawlow–Townes–Formel* beschrieben [Cam 85]. Zur Reduzierung der Linienbreite kann man in gewissen Grenzen die optische Ausgangsleistung erhöhen oder die Laserdiode in einem externen Resonator betreiben. Dabei dient der Halbleiterkristall nur als aktives Medium, der optische Resonator wird mit externen Elementen realisiert. Für diese Anwendung muß die Reflektivität an den Kristallendflächen durch reflexionsmindernde Schichten[‡] reduziert werden. Solche Laserdioden werden kommerziell bislang nur von einem Hersteller (Spectra Diode Labs) angeboten und sind sehr teuer. Man kann jedoch auf preisgünstige kommerzielle Laserdioden zurückgreifen, wenn man die Diode in einem pseudo–externen Resonator (engl. „(pseudo) external cavity“) betreibt.

Abb. 3.4 zeigt schematisch den für das Faradaypolarimeter verwendeten Resonatortyp. Die Laserdiode ist rückseitig verspiegelt (Reflektivität $> 95\%$) und vorderseitig mit einer reflexionsmindernden Schicht versehen. Die hochreflektierende Rückseite der Laserdiode dient als ein Resonatorspiegel. Das stark divergente Licht aus der Laserdiode wird mittels einer Kollimatoroptik gebündelt. Als zweiter Resonatorspiegel dient in diesem Fall ein Reflexionsgitter mit hoher Beugungseffizienz, so daß ein großer Bruchteil des eingestrahlten Lichts in die 1. Ordnung gebeugt wird. Wenn man das Gitter unter dem Winkel der 1. Beugungsordnung beleuchtet, wird ein erheblicher Teil des eingestrahlten Lichts zurückreflektiert. Durch leichtes Verkippen des Gitters läßt sich die Wellenlänge des zurückreflektierten Lichts verändern, so daß man im Prinzip über einen wellenlängenselektiven Spiegel verfügt. Da Laserdioden aufgrund ihres breiten spektralen Verstärkungsprofils und ihrer sehr hohen spezifischen Verstärkung äußerst empfindlich

[‡]Hierfür kommt beispielsweise eine Folge von dünnen Schichten mit leicht unterschiedlichen Brechungsindizes in Frage, so daß keine sprunghafte Änderung des Brechungsindex mehr erfolgt.

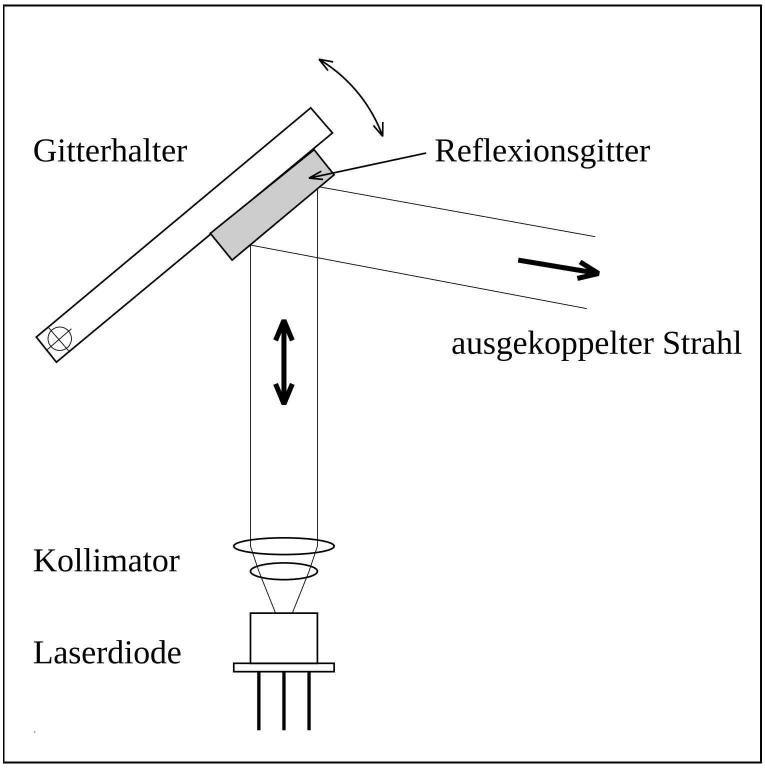

Abb. 3.4: Laserdiode mit (pseudo–)externem Resonator.

auf Frequenz und Phase von in die Diode eingekoppeltem Licht reagieren, ist es möglich, durch Verkippen des Reflexionsgitters und gleichzeitige Variation der Resonatorlänge die abgestrahlte Wellenlänge in gewissen Grenzen zu verstimmen. Der Verstimmbereich ist von der Beugungseffizienz des Gitters, der mechanischen Stabilität des Resonators und der verwendeten Laserdiode abhängig. Verschiedene Autoren berichten von Wellenlängenänderungen gegenüber der freischwingenden Diode von bis zu 10 nm [Wie 91], [McA 92]. Gleichzeitig verringert sich die Linienbreite auf Werte $\leq$ 1 MHz. Eine sehr ausführliche Anleitung zum Aufbau eines Diodenlasers mit pseudoexternem Resonator findet sich in [McA 92].

Die für den Meßaufbau verwendeten Laserdioden (Sharp LT024MD, LT025MD) haben maximale optische Ausgangsleistungen von 30 mW bzw. 40 mW und decken freischwingend den Wellenlängenbereich zwischen 788 und 793 nm ab. Sie können somit für Messungen an Rubidium verwendet werden. Der Kollimator (Schäfter & Kirchhoff, SK9655.T5) bietet neben einer dreilinsigen Optik mit einer Brennweite von 5 mm und einer numerischen Apertur von 0,5 auch eine Justagemöglichkeit der Laserdiode in x–y–Richtung. Die verwendeten Gitter sind Reflexionsgitter (Carl Zeiss, Jena) mit einer Oberfläche von 10×15 mm^2 und einem sinusförmiges Oberflächenprofil mit Strich-

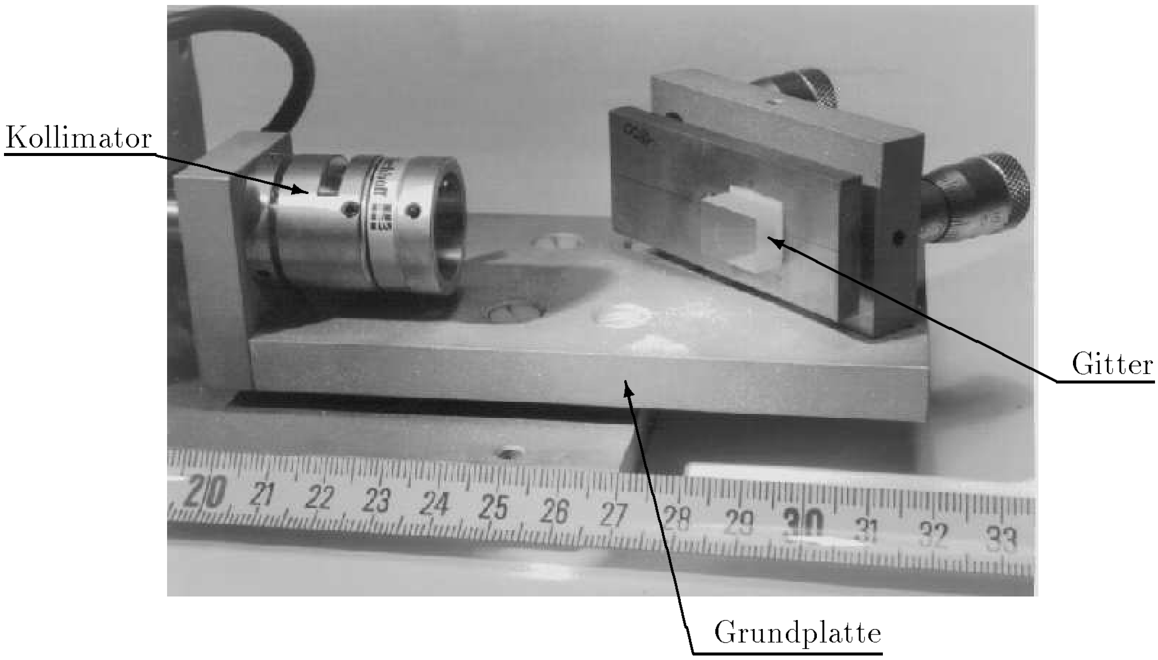

Abb. 3.5: Bild des Halbleiterlasers mit externem Resonator.

zahlen von 1400, 1800 und 2100 mm^{-1}. Bei einer Wellenlänge von $\sim$ 790 nm haben diese Gitter Beugungseffizienzen zwischen 81% und 89%, wenn die Polarisation der einfallenden Welle senkrecht zum Gittervektor steht (E $\perp$ c Konfiguration) [Hul 93]. Die Gitter werden jeweils auf einen Gitterhalter geklebt, der mittels zweier Mikrometerschrauben die Justierung des Gitters um die laterale und die transversale Achse des Gitters ermöglicht. Dieser Halter wurde in der mechanischen Werkstatt des Physikalischen Institutes gefertigt und besteht aus Aluminium und Messing. Zusätzlich besteht optional die Möglichkeit, zur Feinabstimmung ein flaches Piezoelement zwischen den Kopf einer Mikrometerschraube und den Gitterträger zu klemmen. Der Gitterhalter mit Gitter und der Kollimator mit der Laserdiode sind auf einer Grundplatte aus Aluminium montiert. Da diese Platte die Länge des externen Resonators bestimmt, wird diese temperaturstabilisiert. Der Regelkreis besteht aus einem integrierten Temperatursensor (Analog Devices, AD590JH), einem Regelgerät (Profile, TED420 3Amp) und einem Peltierelement mit maximal 17 W Kälteleistung (Peltron, PKE 72 A 0020) als Stellglied. Die Resonatorgrundplatte mit Gitter und Laserdiode wird von einem Gehäuse aus Aluminium umgeben, das Wandöffnungen zum Verstellen der Mikrometerschrauben und zum Strahlaustritt, sowie Anschlußbuchsen zur Versorgung von Laserdiode, Peltierelement, Temperatursensor und optional Piezoelement besitzt. Das Steuergerät für die Laserdiode (Profile, LDC400 + LDC402B) beinhaltet eine hochstabile, rauscharme Stromquelle und nimmt das Temperaturregelgerät (TED420 3Amp) ebenfalls auf. In Abb. 3.5 ist ein Bild der Resonatorgrundplatte mit montiertem Gitter und Kollimator zu sehen. Unter der Grundplatte befindet sich das Peltierelement zur Temperaturstabilisierung. Im Betrieb wird der Laser in ein Aluminiumgehäuse eingebaut.

3.3 Der Polarisationsdetektor

Der Polarisationsdetektor faßt in einer Einheit ein polarisationstrennendes Glan–Thompson–Strahlteilerprisma (Spindler & Hoyer, Nr. 03 7784) und zwei Photodioden mit integrierten Vorverstärkern zusammen (United Detector Technologies, UDT–020 D).

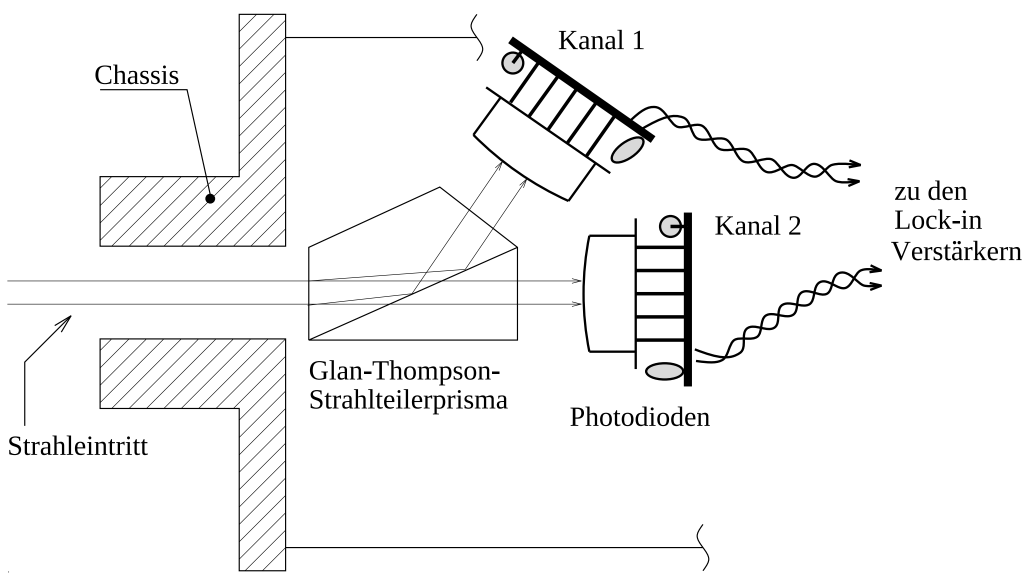

Abb. 3.6: Schema des Polarisationsdetektors.

Diese Komponenten sind zusammen mit passiven elektronischen Bauteilen zur externen Beschaltung der Vorverstärker auf einem Chassis montiert, das eine Aufnahme mit 25 mm Durchmesser bietet. Damit kann der Detektor leicht in das Mikrobanksystem von Spindler & Hoyer integriert werden. Ein Kunststoffgehäuse schirmt die Photodioden gegen Umgebungslicht ab. Zum Abgleich des Offsetwinkels kann der Detektor frei um die optische Achse rotiert werden. In Abb. 3.6 ist der Polarisationsdetektor schematisch dargestellt, ein Bild des geöffneten Detektors zeigt Abb. 3.7.

Das Glan–Thompson–Prisma besteht aus zwei Hälften doppelbrechenden Kalkspats,

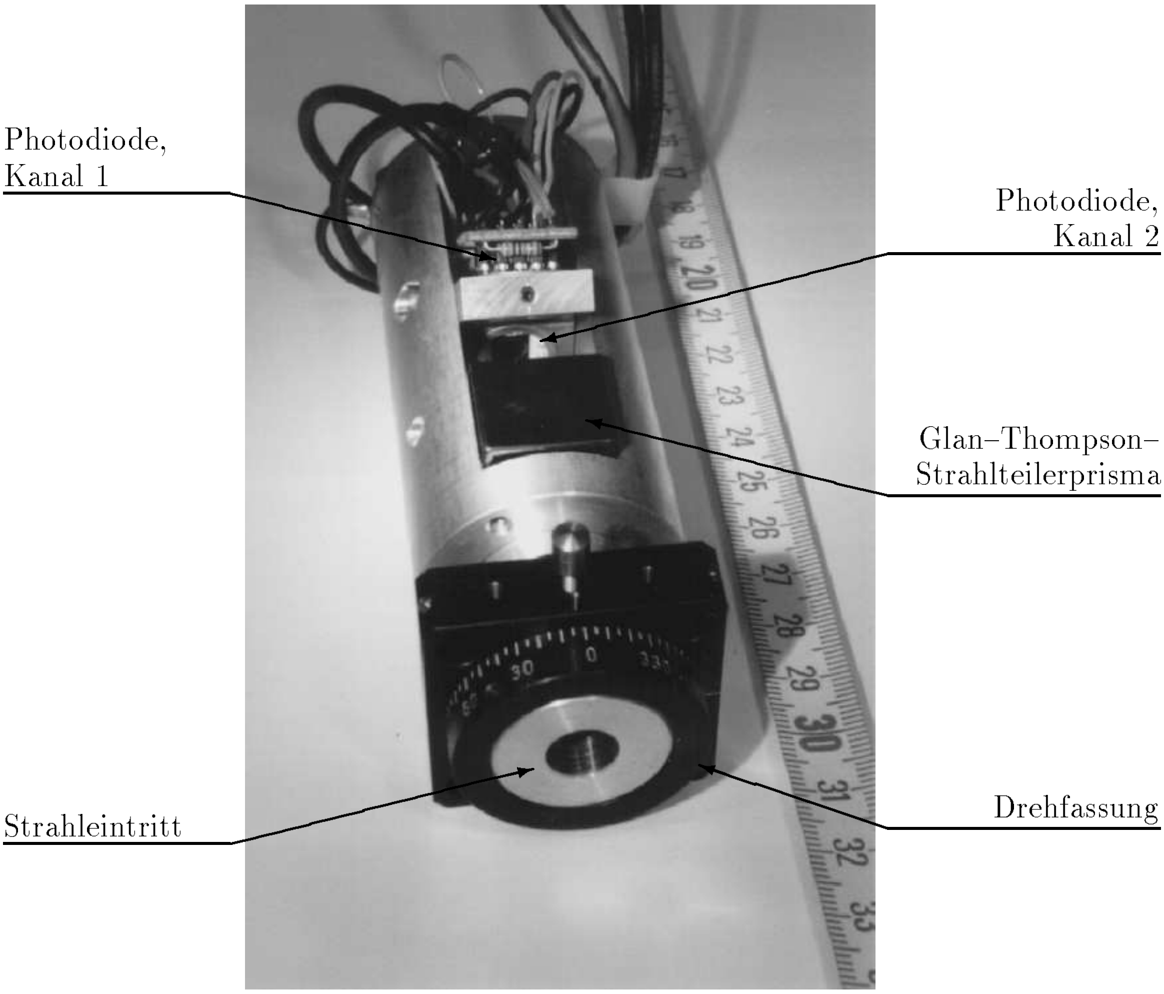

Abb. 3.7: Bild des Polarisationsdetektors ohne Gehäuse.

die entweder durch eine dünne Schicht optischen Kitts oder — um durch höhere optische Leistungsdichten nicht zerstört zu werden — durch einen dünnen Luftspalt getrennt sind. Die Trennfläche zwischen beiden Kristallhälften ist um 22,5° gegen die Ebene des einfallenden Strahls geneigt. Die polarisationstrennende Wirkung des Prismas beruht darauf, daß in der oberen Hälfte der ordentliche Strahl, dessen Polarisationsebene senkrecht zum Kristallhauptschnitt steht, nach oben abgelenkt wird. Dieser trifft daher unter einem flacheren Winkel als 22,5° auf die Trennfläche zwischen den beiden Kristallhälften, wird an dieser totalreflektiert und tritt an der Austrittsfläche der oberen Kristallhälfte aus. Der außerordentliche Strahl erfährt keine Ablenkung in der ersten Kristallhälfte und kann in die untere Hälfte übertreten. Er verläßt das Prisma an der senkrecht stehenden Austrittsfläche der unteren Kristallhälfte und ist parallel zum Kristallhauptschnitt linear polarisiert. Die beiden austretenden Teilstrahlen sind also linear polarisiert, mit zueinander orthogonalen Polarisationsebenen. Das Löschungsverhältnis beträgt bei dem verwendeten Prisma 10^{-5} bei einer Apertur von 5 mm [Spi 93].

Die Photodioden sind Siliziumdioden mit einer aktiven Fläche von 20 mm^2, ihr empfindlicher Spektralbereich erstreckt sich von 350 nm bis 1100 nm [UDT 93]. In das Gehäuse der Photodiode ist als Vorverstärker ein rauscharmer JFET („Junction Feldeffekttransistor“, *Sperrschichtfeldeffekttransistor*) Operationsverstärker integriert. Das Schaltbild der Vorverstärker ist in Abb. A.1 auf S. 55 dargestellt.

Der Hersteller gibt bei einer Wellenlänge von 850 nm eine Empfindlichkeit der Photodiode von $R = 0{,}5$ A/W an. Die Ausgangsspannung U_o nach dem Vorverstärker bei einem Gegenkopplungswiderstand R_F berechnet sich in Abhängigkeit von der einfallenden optischen Leistung P_{in} aus

$$U_o = (P_{in} \cdot R) \cdot R_F. \tag{3.8}$$

Die Vorverstärker werden mit einer Versorgungsspannung von ± 15 V betrieben. Damit der Ausgang nicht in die Sättigung geht, muß $|U_o| \leq 12$ V gelten. Bei dem momentanen Wert von $R_F = 100\,\mathrm{k\Omega}$ bedeutet dies, daß die optische Leistung auf eine Diode einen Wert von 240 μW nicht überschreiten darf. Bei zu hoher Leistung des Probelaserstrahls können in den Strahlengang vor den Detektor Graufilter eingesetzt, oder R_F gemäß Gl. (3.8) verringert werden.

3.4 Die Elektronik

Die meisten elektronischen Komponenten im Signalzweig des Meßsystems wurden speziell für diese Anwendung entworfen und realisieren ein sogenanntes Lock–in System. Es sind dies die Zerhackersteuerung für die Ansteuerung des Zerhackermotors und die Gewinnung eines Referenzsignals aus Indexpulsen des Zerhackermotors, der Phasenschieber für das Referenzsignal und die beiden Lock–in Verstärker.

3.4.1 Grundzüge der Lock–in Technik

Die Lock–In Technik dient zur Abtrennung des Signals des Probelasers von Untergrundsignalen durch Fluoreszenzlicht des Pumplaserstrahls oder Umgebungslicht. Dazu muß man das zu messende Signal mit einem Referenzsignal $r(t)$ bekannter Frequenz amplitudenmodulieren. Das gemessene Detektorsignal $f(t)$ setzt sich dann allgemein aus dem modulierten Signal $s(t)$, das die eigentliche Meßgröße enthält, einem dazu nicht korrelierten Rauschsignal $n(t)$ und einem konstanten Anteil C zusammen,

$$f(t) = s(t) + n(t) + C. \tag{3.9}$$

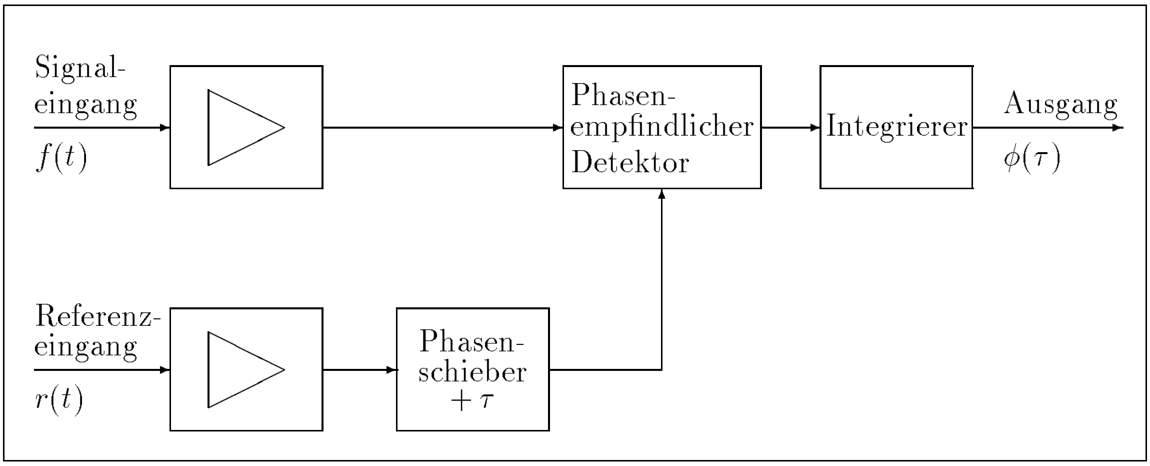

Abb. 3.8: Schematischer Aufbau eines Einphasen Lock–in Verstärkers.

In Abb. 3.8 ist der schematische Aufbau eines einphasigen Lock–in Verstärkers gezeigt. Ein Lock–in Verstärker hat einen Signal– und einen Referenzeingang, die nach Vorverstärkung in einem sogenannten Phasenempfindlichen Detektor (engl.: „*Phase Sensitive Detector, PSD*") zusammengeführt werden. Im Zweig des Referenzsignals befindet sich noch ein Phasenschieber, der das Referenzsignal um eine variable Zeit $\tau > 0$ verzögern kann. Der Phasenempfindliche Detektor bildet das Produkt aus Meß– und Referenzsignal, über das nachfolgend integriert wird. Das Ausgangssignal $\phi(\tau)$ ist die Korrelation von $f(t)$ mit $r(t)$ und schreibt sich als:

$$\begin{aligned} \phi(\tau) &= \frac{1}{T}\int_0^T f(t)\, r(t-\tau)\, dt && (3.10)\\ &= \frac{1}{T}\left(\int_0^T s(t)\, r(t-\tau)\, dt + \int_0^T n(t)\, r(t-\tau)\, dt + C\int_0^T r(t-\tau)\, dt\right). && (3.11)\end{aligned}$$

Für den Grenzfall lim $T \to \infty$ kann man die obere Integrationsgrenze wegen der Periodizität von $r(t)$ gleich der Periodendauer T_0 des Modulationssignals $r(t)$ setzen. Gl. (3.11) läßt sich dann schreiben als

$$\phi(\tau) = \frac{1}{T_0}\left(\int_0^{T_0} s(t)\, r(t-\tau)\, dt + \int_0^{T_0} n(t)\, r(t-\tau)\, dt + C\int_0^{T_0} r(t-\tau)\, dt\right). \tag{3.12}$$

Wenn das Referenzsignal $r(t)$ keinen Gleichspannungsanteil enthält, ist der letzte Summand in Gl. (3.12) gleich 0. Da Rauschen mit keinem periodischen Signal korreliert ist, ergibt auch der zweite Summand keinen Beitrag, so daß sich Gl. (3.12) zu

$$\phi(\tau) = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} s(t)\, r(t-\tau)\, dt = \frac{1}{T_0} \int_{-\infty}^{\infty} s(t)\, r(t-\tau)\, dt \tag{3.13}$$

vereinfachen läßt. Da aber $s(t) \propto r(t)$ ist, stellt Gl. (3.13) nichts anderes als die Autokorrelationsfunktion des modulierten Meßgrößensignals dar, wobei das zweite Gleichheitszeichen wegen der Periodizität von $s(t)$ bzw. $r(t)$ gilt. $\phi(\tau)$ wird maximal für $\tau = 0$ und $\phi(0)$ gibt den zeitlichen Mittelwert der Meßgröße $s(t)$ an. Der Phasenschieber bei einem Lock–in Verstärker dient dazu, eventuelle Phasenverschiebungen zwischen Meß– und Referenzsignal auszugleichen, so daß das Ausgangssignal maximal wird.

Obige Betrachtungen gelten für *unendliche Integrationszeiten*; eine Umsetzung in die Praxis entfällt aus naheliegenden Gründen und Gl. (3.13) gilt nicht mehr strikt. Qualitativ kann man festhalten, daß zu kurze Integrationszeiten bezüglich der Periodendauer T_0 von $r(t)$ die Untergrundkomponenten $n(t)$ und C schlecht unterdrücken und das Ausgangssignal noch Modulationsreste aufweist. Zu lange Integrationszeiten lassen das Meßsystem zu träge werden, so daß auch langsame Driften des modulierten Meßsignals, die beispielsweise durch temperaturbedingte Änderungen von Detektoreffizienzen o.ä. hervorgerufen werden können, in die Mittelwertbildung eingehen.

Ein weiterer Nachteil der hier kurz vorgestellten Einphasen Lock–in Technik ist die Empfindlichkeit des Systems gegen ungeradzahlige Harmonische der Modulationsfrequenz. Für solche Signale $\tilde{n}(t)$ wird die Korrelation mit dem Referenzsignal $r(t)$,

$$\tilde{\phi}(\tau) = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \tilde{n}(t)\, r(t-\tau)\, dt \tag{3.14}$$

im Allgemeinen ebenfalls ungleich 0.

3.4.2 Funktionale Komponenten

Die Zerhackersteuerung umfaßt eine variable Gleichspannungsquelle zur Versorgung des Zerhackermotors und zwei digitale Teilerstufen mit Ausgangstreibern zur Gewinnung zweier Rechtecksignale im Takt des zerhackten Lichts.

Als Zerhackermotor kommt ein sehr laufruhiger Gleichstrommotor (Portescap, 28L28–219BP64) zum Einsatz. Durch die niedrige Anlaufspannung von 0,1 V ist mit diesem Motor die Abdeckung eines weiten Drehzahlbereichs möglich. Der Motor besitzt einen integrierten Winkelschrittgeber, der zwei Rechtecksignale mit je 64 Takten pro Umdrehung der Motorwelle erzeugt. Eine Teilerstufe teilt die Schrittgeberfrequenz in Zweierpotenzen. Treiberbausteine versorgen Ausgangsbuchsen auf der Frontplatte, an denen das durch 16, 32 und 64 geteilte Taktsignal des Schrittgebers als TTL–Signal abgegriffen werden kann. Damit steht ein Referenzsignal im Takt der Umdrehungen der Motorwelle und im Takt des zerhackten Lichts beim Einsatz ein–, zwei– und vierflügliger Zerhackerblätter zur Verfügung. Die Phasenlage des Referenzsignals zum zerhackten Lichtsignal ist beim Einschalten der Steuerung nicht vorhersagbar, da der Zählerstand der 8–Bit–Zähler, die die Teilung des Taktes vornehmen, und die Orientierung des Zerhackerrades beim Einschalten nicht definiert sind. Sie bleibt jedoch während des Betriebs auf diesem Wert, so daß nur nach dem Einschalten des Zerhackermotors ein Abgleich der Phasenlage mit dem Phasenschieber (siehe nächsten Abschnitt) durchgeführt werden muß.

In kommerziellen Lock–in Verstärkern ist zur Anpassung der Phase des Referenzsignals meist ein Schaltkreis integriert, der es erlaubt, das Referenzsignal variabel zu verzögern. Da bei dem vorliegenden Meßsystem zwei Lock–in Verstärker für Signale mit identischem Modulationssignal benötigt werden, ist es sinnvoller, ein gemeinsames Referenzsignal mit einem separaten Phasenschieber zu erzeugen. Die im Anhang in Abschnitt A.3 genauer beschriebene Schaltung des Phasenschiebers und die Entflechtung der Leiterplatte sind Eigenentwicklungen.

Der Phasenschieber kann mittels zweier getrennter Kippschalter das Signal um 90° bzw. um 180° verzögern. Zusätzlich bietet er die Möglichkeit, das Signal um eine variable Zeit Δt zu verzögern. Die Dimensionierung des Phasenschiebers wurde so gewählt, daß Δt bei Zerhackerfrequenzen von mindestens 59 Hz Phasenwinkel zwischen 0 und 100° abdeckt. Aus schaltungstechnischen Gründen teilt der Phasenschieber die Frequenz des Eingangssignals durch 2, um ein symmetrisches Ausgangssignal mit einem Tastverhältnis von 1:1 zu generieren.

Die eigentlichen Lock–in Verstärker sind ebenfalls eine Eigenentwicklung, deren Schaltung im Anhang in Abschnitt A.2 beschrieben ist.

Am Ende der bislang beschriebenen Meßkette stehen zwei Spannungen zur Verfügung, denen sich ein Drehwinkel ϑ gemäß Gl. (3.7) zuordnen läßt. Bis zu diesem Punkt ist der Einsatz diskreter Analogelektronik sinnvoll, zur Weiterverarbeitung der Information erweist sich der Computer als das geeignetere Mittel, denn Analogrechenschaltungen sind bei den vorliegenden Anforderungen an die Genauigkeit schwer oder gar nicht zu realisieren.

Die Einlese der Lock–in Ausgangsspannungen sowie der Magnetfeldstärke erfolgt über einen CAMAC–ADC (Hytec, ADC 1232–2) mit 32 differentiellen Eingängen. Der maximale Spannungsbereich kann für jeden Kanal einzeln auf 1 V, 2 V oder 10 V bzw. auf 50 mV, 100 mV oder 500 mV eingestellt werden. Die maximale Abtastrate der Kanäle beträgt 8 kHz.

Die Anbindung an den Workstationcluster des Physikalischen Instituts II erfolgt über ein FASTBUS–Crate, das über einen CAMAC–Controller mehrere CAMAC–Crates an einer langen Branch bedient. Das FASTBUS–Crate ist über ein SCSI–Interface an eine DECStation 5000/240 angekoppelt.

3.5 Der Testmeßstand

Das Faradaypolarimeter ist für Dichte– und Polarisationsmessungen an der Pumpzelle der optisch gepumpten Spinaustauschquelle vorgesehen. Da der Pumplaser (ein von einem Argonionen–Laser gepumpter Ti:Saphir–Laser mit einer optischen Ausgangsleistung bis zu 3 W CW) zum Zeitpunkt der Arbeit noch nicht installiert war, konnte das Alkaligas nicht durch optisches Pumpen elektronenspinpolarisiert werden.

Zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Faradaypolarimeters, die gegeben ist durch Winkelauflösung und Langzeitkonstanz, wurde ein Testmeßstand zur Durchführung von Dichtemessungen an unpolarisiertem Rubidiumgas aufgebaut. Bei Kenntnis der Dichte aus der Dampfdruckkurve von Rubidium können die gemessenen Winkel mit theoretischen Erwartungen verglichen werden.

In Abb. 3.9 ist ein Schema des Testmeßstands gezeigt. Zwischen den Polschuhen eines Elektromagneten, der Feldstärken von bis zu 0,25 T erzeugen kann, befindet sich eine Rubidiumampulle, die von einer Glasküvette umgeben ist. Die evakuierte Rubidiumampulle ist etwa zur Hälfte mit Rubidium im natürlichen Isotopenverhältnis (72,17% ^{85}Rb, 27,83% ^{87}Rb) [Kra 88] gefüllt. Mittels Heißluft, die die umgebende Glasküvette durchströmt, kann das Rubidium in der Ampulle zum Schmelzen gebracht werden. Über der flüssigen Phase bildet sich Rubidiumdampf aus, dessen Dichte sich aus der Dampfdruckkurve Gl. (4.9), S. 43 mittels einer Temperaturmessung bestimmen läßt.

Der Strahl des Probelasers wird mit einem Zerhacker intensitätsmoduliert und mittels der Umlenkspiegel S1 bis S3 parallel zu den Magnetfeldlinien durch die Rubidiumampulle gelenkt. Die Umlenkspiegel sind für den Wellenlängenbereich um 800 nm optimiert und besitzen hochreflektierende dielektrische Spiegelschichten mit einer Reflektivität $\geq$ 99,8%. Da dielektrische Spiegelschichten Komponenten elliptischer Polarisation im reflektierten Strahl induzieren können, wurde ein Folienlinearpolarisator nach dem ersten Umlenkspiegel S1 in den Strahlengang eingefügt. Dieser soll gleichzeitig den Polarisationsgrad des Laserstrahls erhöhen. Idealerweise würde man den Polarisator nach dem Spiegel S2 installieren und den Strahl dann ohne weiteren Umlenkspiegel mit dem

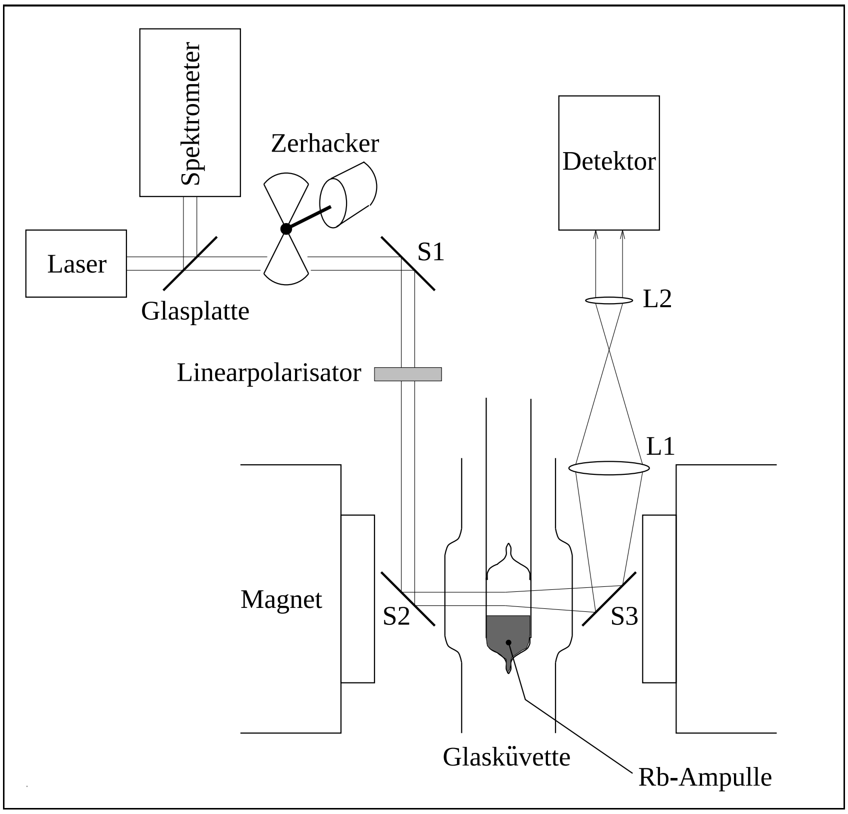

Abb. 3.9: Schema des Testmeßstands zur Durchführung von Dichtemessungen an Rubidium

Detektor beobachten. Beides ist wegen der Geometrie des Magneten nicht möglich. Da der Strahl beim Durchgang durch die gekrümmten Glasoberflächen der Küvette und der Rubidiumampulle aufgefächert wird, ist eine Fokussierung des Meßstrahls auf den Polarisationsdetektor mittels der Sammellinsen L1 und L2 vonnöten.

Ein kleiner Bruchteil ($\sim 4\%$) der Intensität des Probelaserstrahls wird noch vor dem Zerhackerrad mit einer Glasplatte ausgekoppelt und auf den Eintrittsspalt eines Laserspektrometers (Cynosure, LS–2) fokussiert. Damit können während des Betriebs die spektralen Charakteristika des Probelasers überwacht werden.

In Abb. 3.10 ist ein Bild des oben beschriebenen Meßaufbaus zu sehen. Dort erkennt man im Hintergrund im Aluminiumgehäuse den Probelaser, dessen Strahl am linken Ende nach vorne austritt. Der Strahl durchläuft den Zerhacker und wird mit einem Spiegel um 90° nach unten abgelenkt. Direkt unterhalb dieses Spiegels befindet sich ein Folienlinearpolarisator. Zwischen den Polschuhen des Magneten ist die Glasküvette zu sehen, die die Rubidiumampulle umgibt. Der Polarisationsdetektor befindet sich auf Höhe

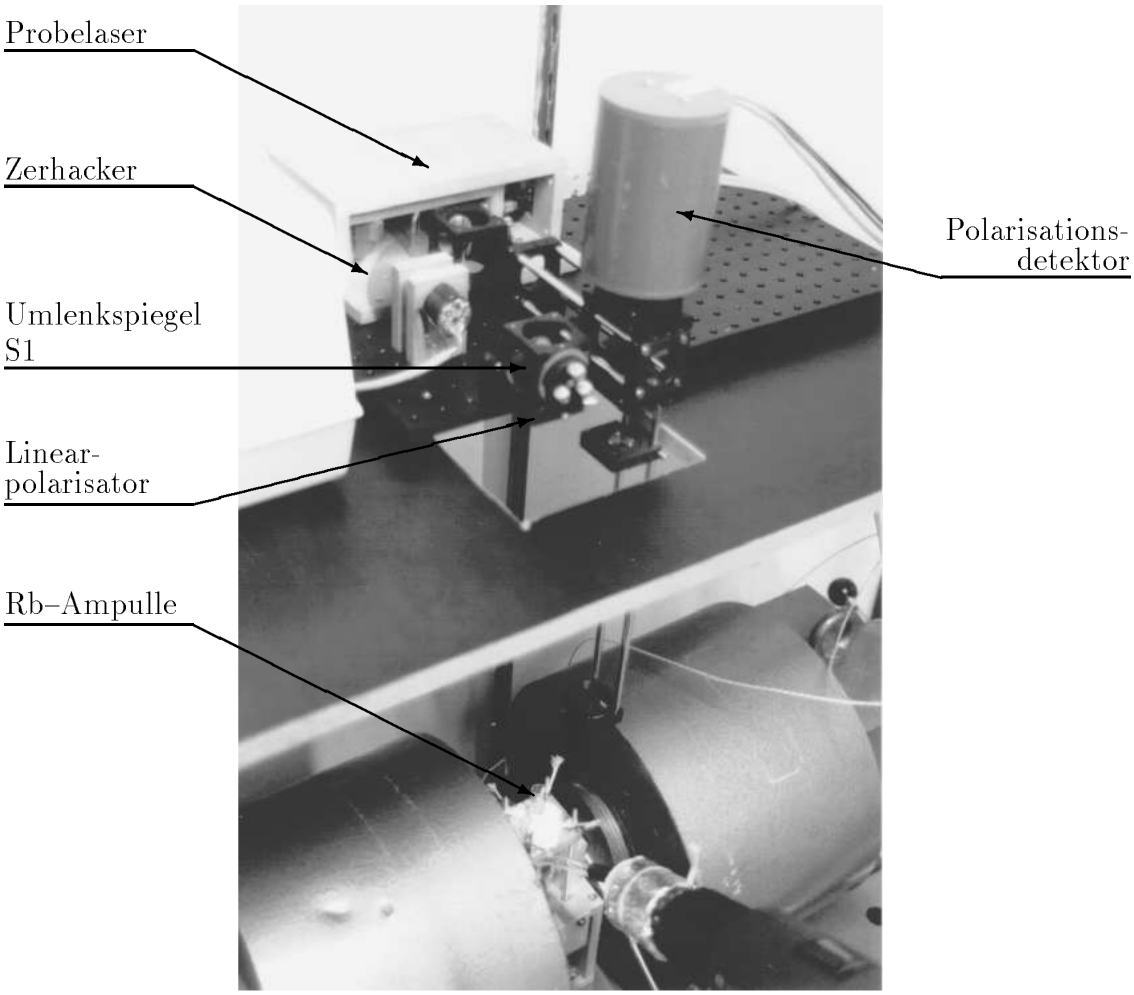

Abb. 3.10: Bild des Testmeßstands.

des ersten Umlenkspiegels und ist in einem runden Kunststoffgehäuse gegen Streulicht gekapselt.

Die Weiterverarbeitung der Ausgangssignale des Detektors entspricht der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Anordnung von Phasenschieber, Lock–in Verstärkern, ADC und Rechnerauslese.

4 Meßergebnisse

4.1 Abstimmbereich und Stabilität des Halbleiterlasers

Die zentrale Rolle im Faradaypolarimeter spielt der abstimmbare Halbleiterlaser. Zunächst wurde die Linienbreite des rückgekoppelten Lasers mit einem konfokalen Fabry–Perot–Spektrumanalysator (SA–7.5 + FP–3, TecOptics) untersucht. Dieser besitzt einen freien Spektralbereich *(FSR)* von 7,5 GHz und eine Auflösung von ca. 30 MHz. Wenn der Laser durch sorgfältige Justage des Kollimators und des Gitters in der externen Rückkopplung betrieben wurde, betrug die Linienbreite $\Delta\nu \leq 100$ MHz (FWHM). Gemäß der Beziehung

$$|\Delta\lambda| = \frac{\lambda^2}{c}\,|\Delta\nu| \tag{4.1}$$

[Dem 91] entspricht dies bei einer Wellenlänge von $\lambda = 790$ nm einer Linienbreite von nur $2 \cdot 10^{-4}$ nm!

Die Untersuchungen von Stabilität und Abstimmbereich des Lasers wurden mit einem 0,4 m Gitterspektrometer (Cynosure, LS–2) vorgenommen, welches über zwei Gitter zur groben und feinen Auflösung des zu untersuchenden Spektrums verfügt. Zur Bestimmung der Absolutwellenlänge unbekannter Laser verfügt das LS–2 über einen integrierten He–Ne–Referenzlaser, dessen Wellenlänge genau bekannt ist. Die Aufnahme des Gitterbildes erfolgt über ein 1024–kanaliges Photodiodenarray, das über einen separaten Computer ausgelesen wird, der unter anderem auch die Bestimmung von Zentrumswellenlänge und Linienbreite von Spektrallinien durchführen kann. Die Absolutgenauigkeit und die Auflösung der Linienbreite betragen in der hochauflösenden Konfiguration des Spektrometers jeweils 0,01 nm.

Es war vorgesehen, jeweils einen Laser für Messungen an Kalium und an Rubidium aufzubauen. Als nutzbarer Wellenlängenbereich wird dabei der Spektralbereich zwischen der D_1– und D_2–Linie angesehen. Dies entspricht einer Laserwellenlänge zwischen 766,5 und 769,9 nm für Kalium bzw. zwischen 780,0 nm und 794,8 nm für Rubidium (siehe Anhang B für Daten der Alkalimetalle). Während die Beschaffung von teilentspiegelten Single–Mode–Laserdioden im Wellenlängenbereich von Rubidium keine Schwierigkeiten bereitete, emittieren die für Kalium–Messungen vorgesehenen Laserdioden (Sharp, LT 031 MD) freischwingend auf Wellenlängen um 758 nm.

Ohne Rückkopplung emittierte eine Diode dieses Typs bei einer Gehäusetemperatur von $T = 25{,}0$ °C und einem Injektionsstrom von $I_{LD} = 42{,}98$ mA auf einer Wellenlänge von $\lambda_P = 757{,}14$ nm bei einer gemessenen Linienbreite von 0,035 nm (FWHM). Der Hersteller gibt für die untersuchte Diode bei den eingestellten Parametern eine Wellenlänge von $\lambda_P = 758$ nm an. Beim Betrieb der Diode im externen Resonator wurde ein Gitter mit einer Strichzahl von 1800 mm^{-1} verwendet. Je nach Justierung des Gitters konnte ein single– oder multimodiges Emissionsspektrum des Lasers beobachtet werden. Durch Verkippen des Gitters bei gleichzeitiger Nachregulierung der zweiten Gitterachse konnte monomodiger Betrieb des Lasers auf Wellenlängen zwischen $\lambda_P = 754{,}09$ nm und $\lambda_P = 761{,}52$ nm erreicht werden. Die Halbwertsbreite der Linie konnte am Spektrometer zu 0,02 nm abgelesen werden. Dies entspricht nicht der wahren Linienbreite des Lasers — diese ist um 2 Größenordnungen geringer, siehe oben —, sondern der Auflösungsgrenze des Spektrometers [§].

Mit der verwendeten Gitteraufhängung war es nicht möglich, den Laser modensprungfrei über einen größeren Wellenlängenbereich abzustimmen; vielmehr sprang die emittierte Wellenlänge beim Durchstimmen tendenziell in eine durch die Drehrichtung gegebene Richtung, zwischendurch traten aber immer wieder Wellenlängensprünge in die entgegengesetzte Richtung auf. Auch mußte die Neigung des Gitters aus dem gleichen Grund gelegentlich angepaßt werden. Trotzdem war es möglich, über einen Wellenlängenbereich von ca. 7,5 nm den Laser auf einer einzigen Linie mit einer Breite unter der Auflösungsgrenze des Spektrometers zu betreiben. Spektren der untersuchten Laserdiode an den Rändern des Abstimmbereiches sind in Abb. 4.1 gezeigt. An der unteren Grenze des Abstimmbereichs sind im Spektrum zwei Linien zu sehen, von denen die mit der größeren Wellenlänge durch Beugung am Gitter in einer höheren Ordnung hervorgerufen wurde. Der Laser emittierte also nicht auf mehreren Linien gleichzeitig.

Die vorhandenen Laserdioden ließen sich nicht auf Wellenlängen zwischen den beiden D–Linien des Kaliums abstimmen. Durch Heizen der Diode kann man die emittierte Wellenlänge ebenfalls zu höheren Werten hin verschieben (siehe Abschnitt 3.2). Um die vorhandenen Dioden auf eine Wellenlänge von 767 nm abzustimmen, müßte man sie bei einer Erhöhung der Wellenlänge um 0,2 nm K^{-1} im externen Resonator auf einer Temperatur von $T \geq 55$ °C betreiben. Die Leistung des Temperaturregelkreises reicht nicht aus, eine solche Temperatur des kompletten Lasers einzuregeln. Man müßte für die Laserdiode einen eigenen geregelten Heizkreis installieren. Da dies neben einem erheblichen Aufwand auch eine Reduzierung der Lebensdauer der Laserdiode und der Temperaturstabilität des ganzen Lasers bedeutete, wurde von einer Realisierung abgesehen. Ohne zusätzliche externe Rückkopplung müßte man die Laserdiode sogar auf 75 °C heizen; diese Temperatur liegt über der maximal zulässigen Betriebstemperatur der Diode [Sha 90]. Es erscheint derzeit sinnvoller, Laserdioden zu kaufen, die freischwingend nicht mehr als ~ 5 nm von der gewünschten Wellenlänge abweichen.

[§]Die auf S. 34 angegebene Auflösung der Linienbreite von 0,01 nm entspricht **nicht** der kleinsten meßbaren Linienbreite. Die Auflösung der Linienbreite gibt vielmehr die Abstufung an, mit der die Halbwertsbreite (breiterer) Spektrallinien gemessen wird.

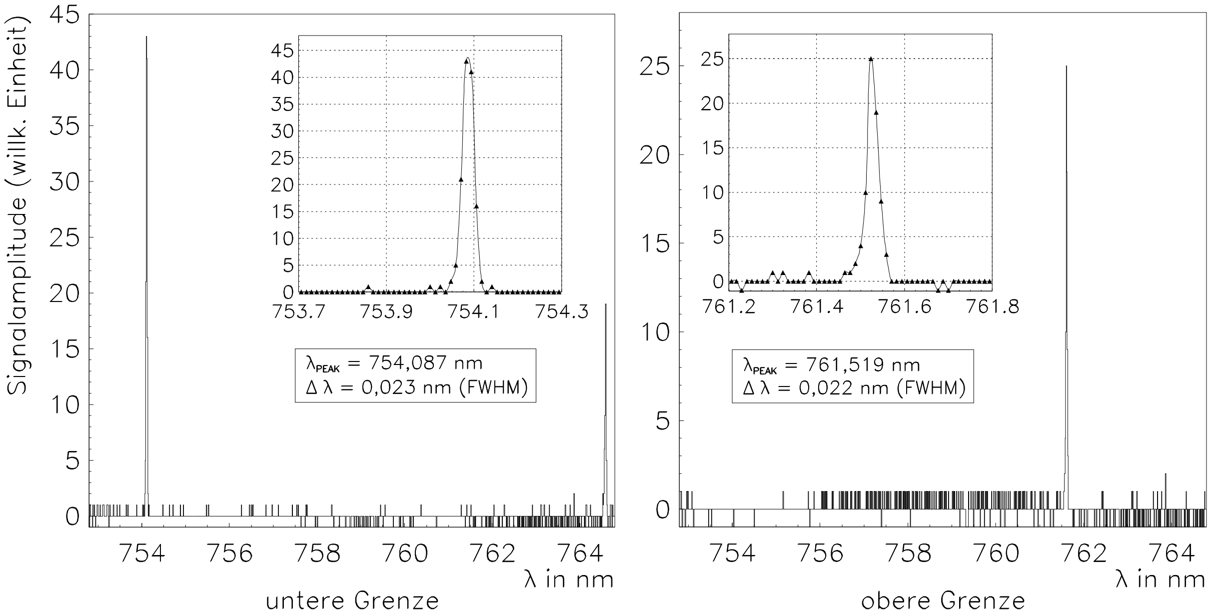

Abb. 4.1: Spektren einer Laserdiode LT 031 MD im externen Resonator bei verschiedenen Zentrumswellenlängen.

Laserdioden sind nur in bestimmten „Wellenlängenfenstern" erhältlich, die vorhandenen Dioden waren diejenigen mit der größten Wellenlänge aus ihrem Bereich. Der nächste Wellenlängenbereich beginnt eigentlich bei 770 nm und erstreckt sich bis ca. 800 nm, jedoch ist es nach Auskunft verschiedener Distributoren sehr schwer, Laserdioden am kurzwelligen Ende dieses Bereiches zu erhalten. Während der Dauer dieser Diplomarbeit ist es uns mit Daueraufträgen bei zwei verschiedenen Distributoren (Enatechnik, Schäfter & Kirchhoff) nicht gelungen, frontseitig entspiegelte Laserdioden zu erhalten, die freischwingend Wellenlängen unter 786 nm haben. Das Problem, entspiegelte Laserdioden im gewünschten Wellenlängenbereich zu erhalten, beschreiben verschiedene Autoren als das entscheidende bei der Realisierung eines abstimmbaren Halbleiterlasers nach dem Prinzip des pseudoexternen Resonators [McA 92], [Poe 93], [Wie 91].

Wie bereits erwähnt, konnten wir geeignete Laserdioden (Sharp, LT 024 MD & LT 025 MD) beschaffen, die freischwingend auf Wellenlängen zwischen den beiden Rubidium D–Linien emittieren. An einer Diode vom Typ LT 025 MD wurden ebenfalls Untersuchungen über den Abstimmbereich durchgeführt. Die verwendete Diode emittierte bei einer Gehäusetemperatur von T = 25,0 °C und einem Injektionsstrom von I_{LD} = 113,98 mA freischwingend bei einer Wellenlänge von λ_P = 791,06 nm bei einer gemessenen Linienbreite von 0,053 nm (FWHM)¶. Beim Betrieb der Laserdiode im externen Resonator mit einem Gitter einer Strichzahl von 1800 mm^{-1} zeigte sich im Vergleich zur Laserdiode LT 031 MD ein erheblich kleinerer Abstimmbereich. Bei unveränderter Temperatur konnte die Wellenlänge des Lasers mit dem Gitter maximal zwischen $\lambda_P = 790{,}01$ nm und $\lambda_P = 793{,}87$ nm verändert werden. Das entspricht einem Abstimmbereich von nur 3,9 nm, der nicht symmetrisch um die Wellenlänge der freischwingenden Laserdiode liegt. Im Rahmen eines anderen Projektes parallel durchgeführte Untersuchungen mit einer Laserdiode desselben Typs in einem mechanisch erheblich aufwendigeren Resonator ergaben einen Abstimmbereich bis zu ± 7 nm [Nag 95]. Im vorliegenden Aufbau konnte durch Erwärmung der Laserkomponenten (Grundplatte, Laserdiode und Gitter) auf $T = 40{,}0\,°\mathrm{C}$ ein Wellenlängenbereich zwischen $\lambda_P = 793{,}48$ nm und $\lambda_P = 797{,}66$ nm abgedeckt werden. Bei Abkühlung auf $T = 15{,}0\,°\mathrm{C}$ war die kürzeste erreichbare Wellenlänge, auf der ein stabiler monomodiger Betrieb des Lasers noch möglich war, $\lambda_P = 787{,}97$ nm. Damit ist es durch Verstimmen des Lasers mittels Gitter und Temperatur in einem moderaten Bereich möglich, Meßwellenlängen zu erzeugen, die ein Intervall von der Mitte zwischen den beiden D–Linien bis jenseits der D_2–Linie des Rubidiums abdecken.

Wenn der Laser bei sorgfältiger Justage des Gitters auf Wellenlängen betrieben wurde, die nicht unmittelbar am Rand des Abstimmbereichs lagen, traten über Zeiträume von mehreren Stunden keine mit dem Spektrometer auflösbaren Veränderungen von Linienbreite und Zentrumswellenlänge auf. Weiterhin konnte die Temperaturregelung Schwankungen der Umgebungstemperatur ausgleichen, die sich z.B. durch die ausströmende Heißluft aus dem Testmeßstand ergaben, so daß auch dann ein stabiler Betrieb gewährleistet war.

4.2 Auflösung und Stabilität des Meßsystems

Die Meßgenauigkeit des gesamten Faradaypolarimeters ist durch die Stabilität des Lasers und des Detektorsystems sowie dessen Auflösung begrenzt. Da die Ausgangssignale der Lock–in Verstärker mit einem Analog–Digital–Wandler diskretisiert werden, stellt die Auflösung des ADC eine prinzipielle Grenze für den gesamten Detektor dar. Die Auflösung des Detektors ist außerdem vom Winkel α abhängig und ist für Winkel von $\alpha \sim \pi/4$ am höchsten.

Um abzuschätzen, welche Auflösungsgrenze der ADC dem System auferlegt, kann man auf die einfachere Beziehung Gl. (3.6) zurückgreifen, denn der Korrekturterm

¶Der Hersteller gab für die eingestellten Parameter eine um fast 2 nm höhere Wellenlänge von $\lambda_P = 793$ nm an. Diese Angaben sind also nur als Richtwerte aufzufassen.

$(U_{\|}^{max} - U_{\|}^{min})/(U_{\perp}^{max} - U_{\perp}^{min})$ in Gl. (3.7) ist bei korrekter Justierung des Systems ~ 1, ebenso gilt dann $U_{\|}^{min} \ll U_{\|}$ und $U_{\perp}^{min} \ll U_{\perp}$ für Winkel α, die nicht nahe 0 oder $\pi/2$ liegen. Da die Summe aus $U_{\|}$ und $U_{\perp}$ proportional zur Gesamtintensität des Probelaserstrahls ist, läßt sich α nach Einführen der Substitutionen

$$U_0 := U_{\perp} + U_{\|}\,, \quad U := U_{\perp} \tag{4.2}$$

wie folgt ausdrücken:

$$\alpha = \frac{1}{2} \arccos\left(\frac{2\,U}{U_0} - 1\right). \tag{4.3}$$

Aus der Fehlerfortpflanzung ergibt sich ein mittlerer quadratischer Fehler in α von

$$\Delta\alpha = \frac{1}{U_0^2} \cdot \sqrt{\frac{(U_0 \cdot \Delta U)^2 + (U \cdot \Delta U_0)^2}{1 - \left(\frac{2\,U}{U_0} - 1\right)^2}}\,. \tag{4.4}$$

Löst man Gl. (4.3) nach U auf und setzt das Resultat in Gl. (4.4) ein, erhält man folgende Beziehung für die Abhängigkeit der Winkelauflösung vom Drehwinkel α:

$$\Delta\alpha(\alpha) = \frac{1}{U_0^2} \cdot \sqrt{\frac{(U_0 \cdot \Delta U)^2 + \left(\frac{U_0}{2}\,(\cos(2\alpha) + 1) \cdot \Delta U_0\right)^2}{1 - \cos^2(2\alpha)}} \cdot \left(\frac{180^\circ}{\pi}\right), \quad \alpha \in \left(0, \frac{\pi}{2}\right). \tag{4.5}$$

Der ADC hat eine Auflösung von $\pm 1/2$ bit, der Maximalwert des Meßbereichs entspricht einem ADC–Wert von $2^{12} = 4096$. Bei einem Meßbereich von 10 V beträgt die Auflösung ΔU_{ADC} also $\Delta U_{\mathrm{ADC}} = \frac{10}{8192}\mathrm{V} = 1{,}22\,\mathrm{mV}$. Bei einem Abgleich der Gesamtspannung U_0 auf die Meßbereichsgrenze von 10 V erhält man bei $\alpha \cong 50^\circ$ einen minimalen Fehler von $\Delta\alpha = (7{,}7 \cdot 10^{-3})^\circ = 0{,}46'$. Der Verlauf von $\Delta\alpha(\alpha)$ ist in Abb. 4.2 gezeigt.

In der Tat konnte bei einem sorgfältigen Abgleich der Probestrahlgeometrie erreicht werden, daß die kurzzeitigen Schwankungen des berechneten Drehwinkels durch das Quantisierungsrauschen des ADC hervorgerufen wurden. In Abb. 4.3 ist das Rauschen des berechneten Winkels bei dejustiertem und justiertem Probelaserstrahl gezeigt. Bei guter Justierung sind die Schwankungen des Winkelsignals um den Mittelwert von der Größe $\pm 1/2$ Bogenminute. Bei Verwendung eines ADC mit einer noch höheren Auflösung kann man die Winkelauflösung des Detektors unter diesen Bedingungen also noch weiter verbessern.

Die Abhängigkeit des Rauschens des Winkelsignals von der Strahlgeometrie ist darauf zurückzuführen, daß bei guter Justierung Intensitätsschwankungen des Probelaserstrahls korreliert in beiden Kanälen auftreten. Bei einem Offsetwinkel nahe 45° haben solche Schwankungen auf das Verhältnis der Detektorsignale nahezu keinen Einfluß. Der

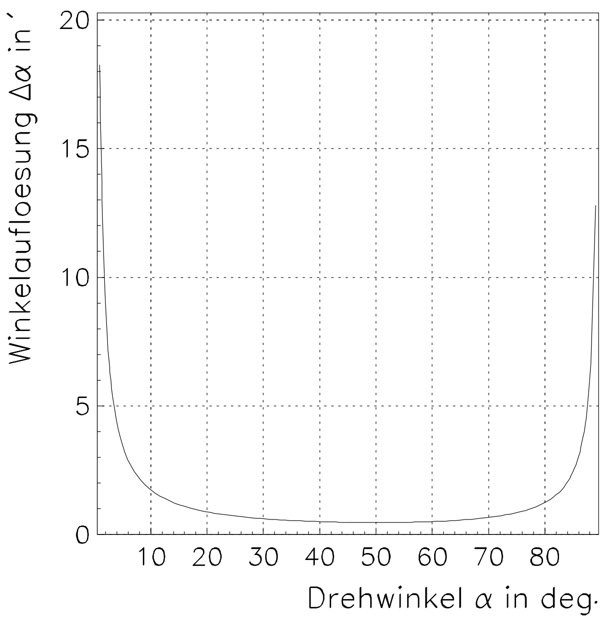

Abb. 4.2: Abhängigkeit der Winkelauflösung $\Delta\alpha$ vom Drehwinkel α. Dabei wurde angenommen, daß die Auflösung durch die Quantisierung des ADC begrenzt wird.

Detektor reagiert besonders empfindlich auf Verkippen des Probestrahls gegen die Detektorachse, da dann die Totalreflexion des außerordentlichen Strahls im Glan–Thompson–Prisma nicht mehr vollständig ist, und somit auch Komponenten der „falschen“ Polarisation im jeweiligen anderen Kanal auftreten. Eine exakte Justierung der Achse des Polarisationsdetektors auf die Probestrahlachse ist daher für genaue Messungen mit dem Faradaypolarimeter unerläßlich.

Über Zeiträume von 15 Minuten betrug die Drift des Winkelsignals weniger als 2 Bogenminuten. Der Grund für die Drift dürfte in Änderungen der Verstärkungsfaktoren und Empfindlichkeiten der Photodioden mit der Temperatur liegen. Da die Messungen der Drift bei laufender Heißluftzufuhr durchgeführt wurden und der Detektor direkt oberhalb der geheizten Glasküvette montiert war, läßt sich dieser Wert durch eine geeignete räumliche Trennung des Detektors und der Auswerteelektronik von der ausströmenden Heißluft eventuell noch weiter reduzieren.

4.3 Dichtemessungen an Rubidium

Das Faradaypolarimeter liefert als Meßgröße den Faradaywinkel, aus dem nach Gl. (2.1) und Gl. (2.21) die Dichte und Polarisation des Alkaligases bestimmt werden. Dazu muß

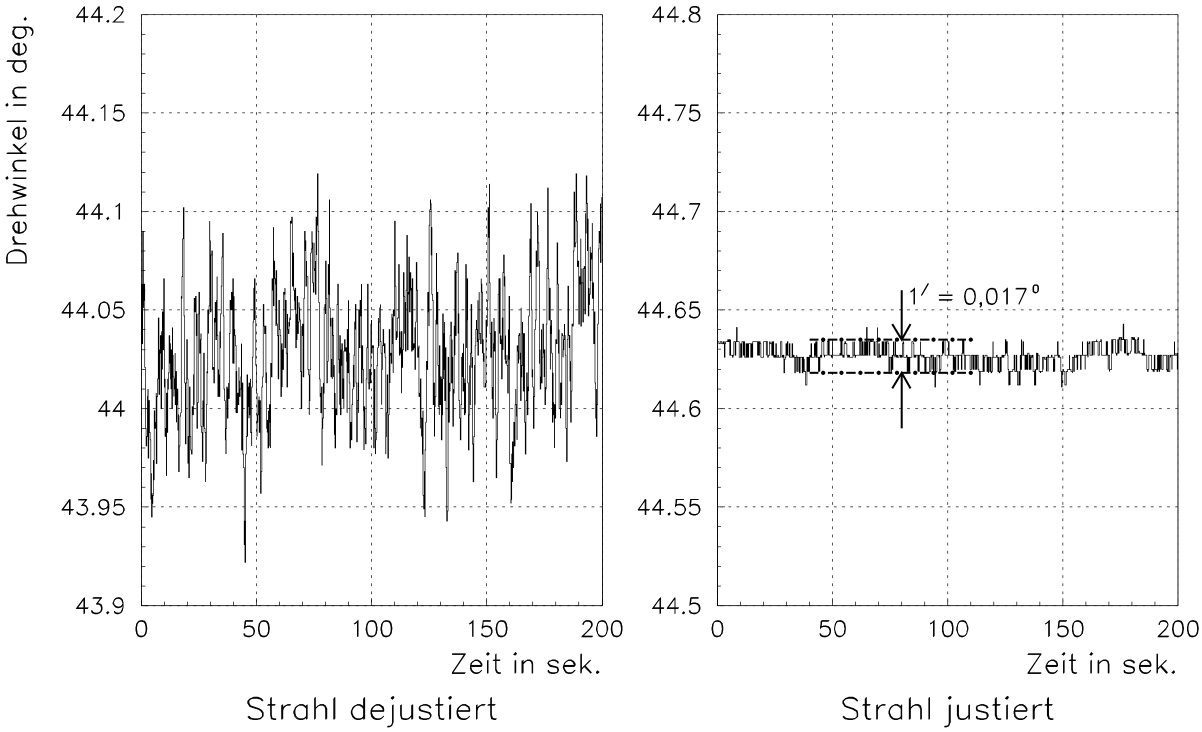

Abb. 4.3: Rauschen des Winkelsignals bei dejustierter und justierter Strahlgeometrie.

die Verdetkonstante bekannt sein, die wiederum von der Wellenlänge λ des Probelasers und der Magnetfeldstärke B im Meßvolumen abhängt. Bei den im folgenden beschriebenen Messungen wurden Faradaywinkel bei verschiedenen Wellenlängen λ, Magnetfeldstärken B und Rubidiumtemperaturen T^{Rb} gemessen und die nach Gl. (2.1) bestimmten Dichten mit einer Parametrisierung des Dampfdrucks von Rubidium in Abhängigkeit von der Temperatur nach [Lan 60] verglichen.

Eine Meßreihe umfaßte dabei die Messung des Faradaywinkels bei einer fest eingestellten Wellenlänge λ und einer festen Temperatur T^{Rb} des Rubidiums. Diese wurde durch zwei Messungen der Temperatur der die Ampulle umströmenden Heißluft, T_1 und T_2, abgeschätzt. Die Magnetfeldstärke B wurde in 10 Schritten stufenweise erhöht und nach Erreichen des Maximalwertes im letzten Schritt wieder zurückgefahren. Bei jeder Einstellung des Magnetfelds wurden 250 Messungen des Faradaywinkels aufgenommen, von denen zur Reduzierung statistischer Fluktuationen über jeweils 5 Werte der Mittelwert gebildet und abgespeichert wurde. Damit ergaben sich pro eingestellter Magnetfeldstärke 50 gemittelte Messungen des Faradaywinkels, die im zeitlichen Abstand von ca. 1 Sekunde erfolgten. In Abb. 4.4 sind der zeitliche Verlauf von gemessenem Winkel α und gleichzeitig gemessener Magnetfeldstärke B bei einer Meßwellenlänge von $\lambda = 794{,}21$ nm und einer Rubidiumtemperatur von $T^{Rb} \cong 217$ °C gezeigt.

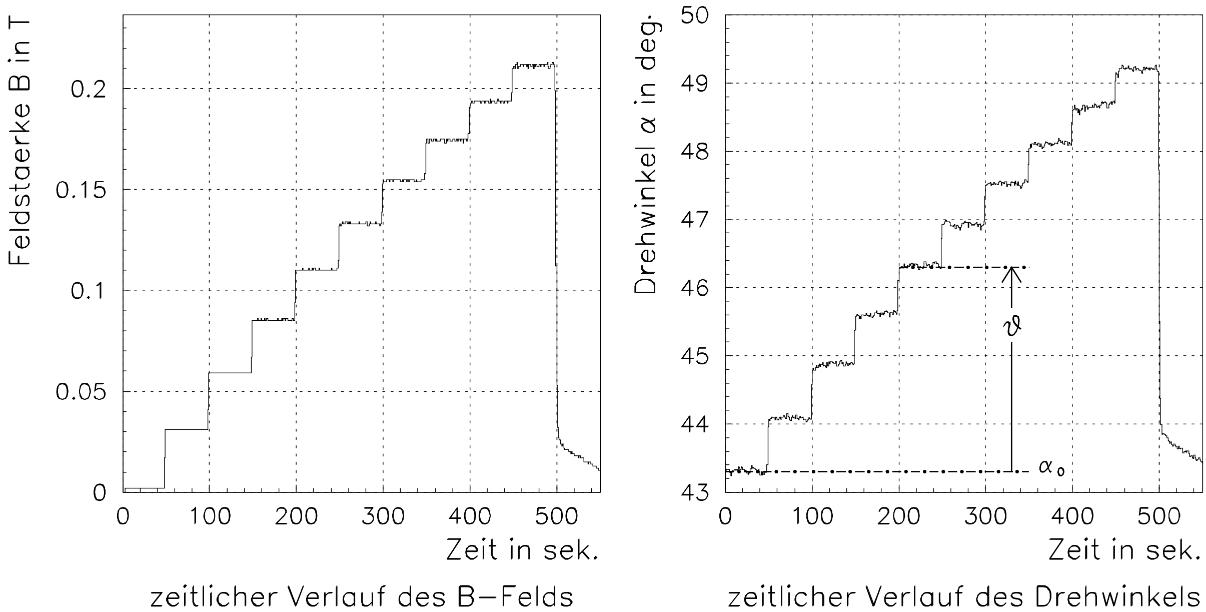

Abb. 4.4: Zeitlicher Verlauf des Magnetfelds und daraus resultierende Änderung des Drehwinkels α. Dieser setzt sich aus einem Offset α_0 und dem Faradaywinkel ϑ zusammen. Da das Magnetnetzteil nicht in der Lage war, die im Magnetfeld gespeicherte Energie schnell genug abzubauen, ging die Feldstärke bis zum Ende einer Meßreihe nicht ganz auf Null zurück.

Die Zuordnung einer Dichte zu den gemessenen Werten von B und ϑ erfolgt unter Berücksichtigung der Proportionalität $V \propto B$ für Wellenlängen, die nicht zu nahe an einer der Resonanzlinien des Alkalimetalls liegen (siehe Kapitel 2). In Abb. 4.5 sind die Werte des Faradaywinkels ϑ gegen die angelegte Magnetfeldstärke B aufgetragen. Wegen

$$\vartheta \;=\; V(\nu, B) \cdot N \cdot l \;\cong\; V'(\nu) \cdot N \cdot l \cdot B, \tag{4.6}$$

$$\Rightarrow \beta \;:=\; \frac{\vartheta}{B} \;\cong\; V'(\nu) \cdot N \cdot l \;\propto\; N \tag{4.7}$$

gilt, daß die Steigung $\beta = P2$ der Ausgleichsgeraden in Abb. 4.5 direkt proportional zur Dichte N des Rubidiums ist. Diese ergibt sich aus

$$N = \frac{\beta}{V'(\nu) \cdot l}\,. \tag{4.8}$$

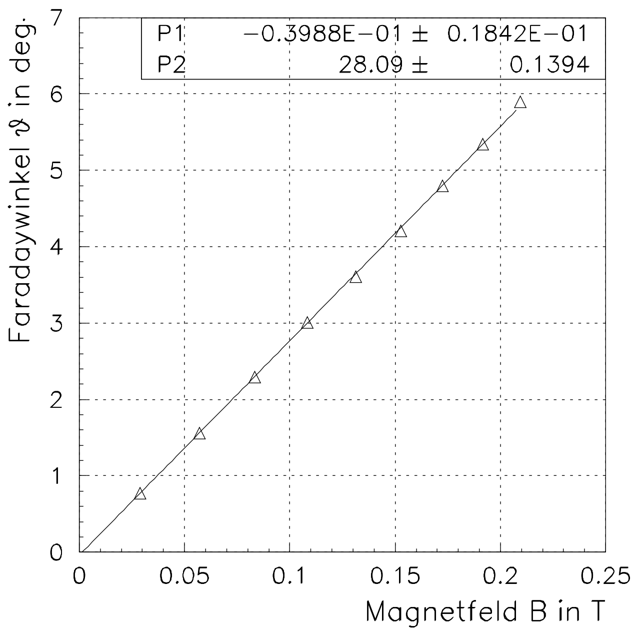

Abb. 4.5: Faradaywinkel gegen Magnetfeld. Die Fehlerbalken sind kleiner als der Durchmesser der Symbole.

Wie in Abb. 4.5 ersichtlich ist, ergibt sich eine ausgezeichnete Linearität zwischen Faradaywinkel und Magnetfeld, so daß es gerechtfertigt ist, eine lineare Magnetfeldabhängigkeit von $V(\nu, B)$ anzunehmen.

Die Länge l ist durch den Innendurchmesser der Rubidiumampulle gegeben und beträgt $l = 1{,}0$ cm. Die Berechnung der Verdetkonstanten erfolgte nach dem in Abschnitt 2.3 beschriebenen Verfahren mit einem leicht modifizierten FORTRAN–Programm, dessen ursprüngliche Fassung von M. Dulick (Los Alamos National Laboratory) [Swe 93] stammt. Zur Berechnung der Dichte wurde in Gl. (4.8) der korrigierte Wert $\beta_{\text{eff.}} = \beta - \beta_0$ eingesetzt, wobei β_0 für jede Meßwellenlänge mit festem Rubidium bei Zimmertemperatur ermittelt wurde. Faradayrotation am Glas und an den Umlenkspiegeln bewirkt einen Nulleffekt mit leicht wellenlängenabhängigen Werten für β_0 von $\sim 1{,}6$ °/T.

In Abb. 4.6 sind die Ergebnisse von insgesamt 15 Dichtemessungen bei vier verschiedenen Meßwellenlängen und verschiedenen Temperaturen des Rubidiums zusammengefaßt. Die Rubidiumtemperatur wurde durch zwei Temperaturmessungen der die Rubidiumampulle umströmenden Heißluft approximiert. Die Fehlerbalken für die Temperatur in Abb. 4.6 geben den Bereich der beiden gemessenen Temperaturwerte, T_1 und T_2, an.

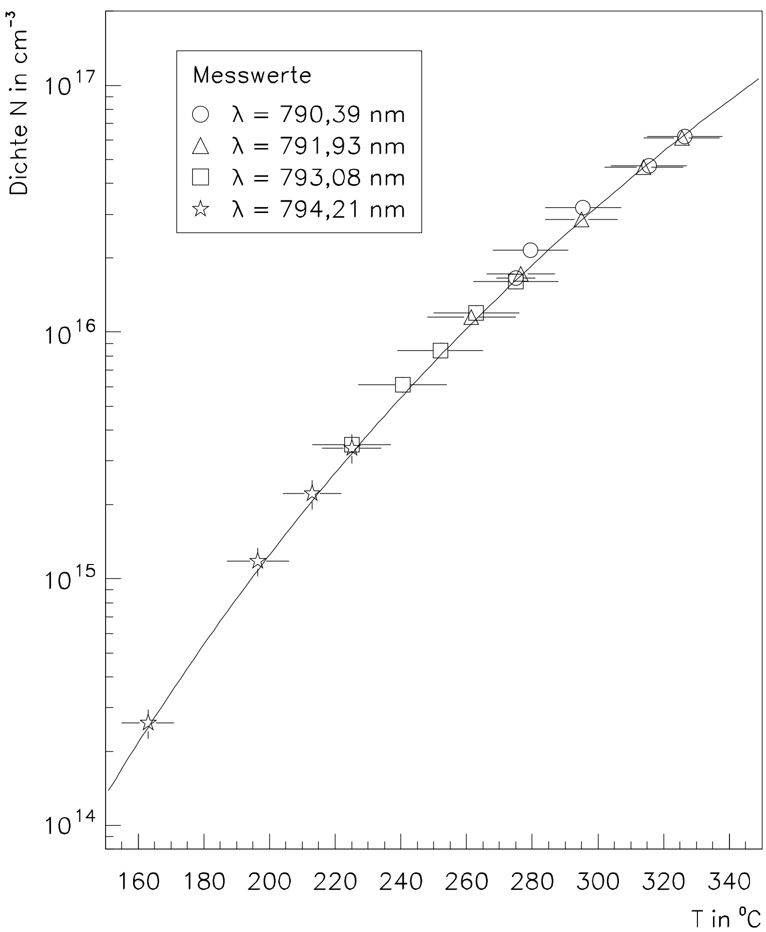

Abb. 4.6: Dichtemessungen an Rubidium bei verschiedenen Temperaturen und vier verschiedenen Wellenlängen des Probelasers. Die Fehlerbalken für die Ordinate geben die gemessenen Temperaturen T_1 und T_2 an.

Die gemessenen Dichten wurden mit folgender in SI–Einheiten umgerechneter Parametrisierung der Rubidiumdichte $\varrho(T)$ verglichen (nach [Lan 60]):

$$\varrho(T) = 10^{-\frac{A}{T\,[\mathrm{K}]}} \cdot 10^{B} \cdot (T\,[\mathrm{K}])^{C-1} \cdot 9{,}6541 \cdot 10^{18}\ \mathrm{cm}^{-3}\,, \tag{4.9}$$

mit $10^{-3} \leq p \leq 10$ Pa: $A = 4588\,,\ B = 11{,}985\,,\ C = -1{,}45\,,$
$10 \leq p \leq 1013 \cdot 10^{2}$ Pa: $A = 4558\,,\ B = 11{,}985\,,\ C = -1{,}45\,,$

wobei die Umrechnung von der in [Lan 60] gegebenen Parametrisierung des Dampfdrucks in Dichte mittels der idealen Gasgleichung erfolgte.

Um die nach Gl. (4.9) berechneten Dichten mit den Messungen vergleichen zu können, muß die Temperatur T^{Rb} des Rubidiums bekannt sein. Wie bereits erwähnt, wurde diese durch zwei Temperaturmessungen der Heißluft außerhalb der Rubidiumampulle abgeschätzt. Abb. 4.7 zeigt schematisch die Anordnung der Rubidiumampulle in der Glasküvette und die Lage der Thermoelemente. Der Strahl des Probelasers tritt parallel zu den Magnetfeldlinien, senkrecht zur Zeichenebene etwas oberhalb des flüssigen Rubidiums durch die Ampulle. Die beiden Thermoelemente T_1 und T_2 befinden sich in etwa gleicher Höhe auf der der einströmenden Heißluft zu– bzw. abgewandten Seite der Ampulle. Das obere Ende der Küvette ist mit Isolierfließ abgedichtet, um ein Nachströmen von kalter Umgebungsluft zu verhindern.

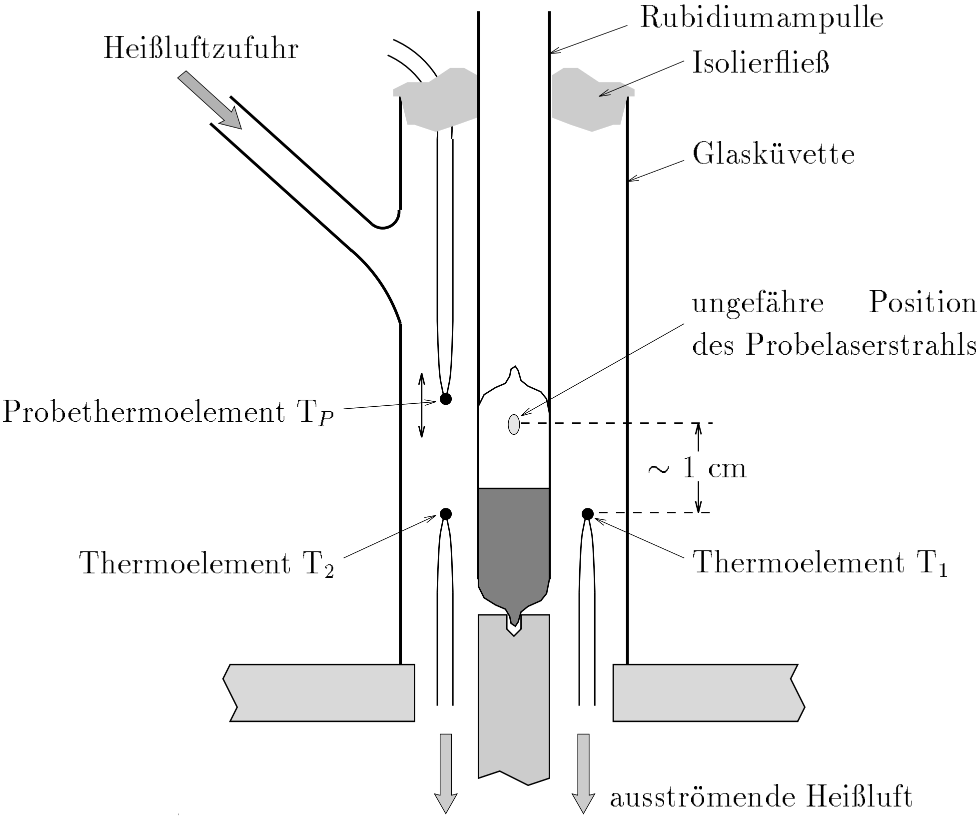

Abb. 4.7: Skizze der Temperaturmessung am Rubidium.

Die Temperaturverteilung in der Glasküvette war stark inhomogen, die von den Thermoelementen T_1 und T_2 gemessenen Werte differierten um bis zu 25 °C. Da beide Thermoelemente unterhalb des Probestrahls lagen, wurde angenommen, daß die mittlere Rubidiumtemperatur $\overline{T}^{Rb}$ um einen gewissen Faktor γ über dem Mittelwert $\overline{T}^{mess}$ aus T_1 und T_2 liegt. Die grobe Abschätzung von γ erfolgte durch eine dritte Temperaturmessung T_P in einem variablen Abstand d über dem Thermoelement T_2. Die Messung des Abstands d erfolgte mit einer Genauigkeit von nur $\sim \pm 1$ mm. Auch dürften die Werte für T_P systematisch zu hoch liegen, da die Zuleitungsdrähte direkt am Heißlufteinlaß vorbei

d/cm	0	0,4	1,0	1,5
T_P/ °C	240	245	258	273

Tab. 4.1: Gemessene Werte von T_P in Abhängigkeit von d.

geführt werden mußten und so zu einer zusätzlichen Erwärmung der Kontaktstelle führten. In Tabelle 4.1 sind die gemessenen Werte für T_P bei einer gemessenen Temperatur $T_2 = 239$ °C in Abhängigkeit von d aufgeführt. Für $d \sim 1$ cm liegt das Thermoelement T_P ungefähr auf der Höhe des Probelaserstrahls. Dort ist T_P um ca. 7 % über dem Wert von T_2, so daß man für γ einen Wert von $\gamma \cong 1{,}07$ erhält. Die durchgezogene Kurve in Abb. 4.6 gibt den nach Gl. 4.9 berechneten Verlauf von $\varrho(T')$ mit $T' = \gamma \cdot T$ und γ als Fitparameter wieder. Der beste Wert für γ lautet in sehr guter Übereinstimmung mit obiger Abschätzung:

$$\gamma_{fit} = 1{,}042 \pm 2{,}6 \cdot 10^{-4}. \tag{4.10}$$

5 Diskussion der Ergebnisse

5.1 Beurteilung der durchgeführten Messungen

Die in Abschnitt 4.1 vorgestellten Messungen am Probelaser ergaben eine Wellenlängenstabilität des Lasers unterhalb der Auflösungsgrenze des verwendeten Spektrometers von 0,01 nm. Auch die spektrale Charakteristik konnte den Anforderungen entsprechend auf monomodigen Betrieb eingestellt werden. Für einen stabilen Betrieb auf einer gewünschten Wellenlänge müssen jedoch gleichzeitig alle Laserparameter, wie Injektionsstrom, Temperatur und Justage des Gitters, sorgfältig eingestellt werden. Im Rahmen einer anderen Diplomarbeit [Nag 95] gelang es, mit einer verbesserten Mechanik des Gitterhalters, einen Laser nach dem selben Prinzip aufzubauen, der wesentlich unempfindlicher gegen Störungen ist, und der über einen erheblich größeren Abstimmbereich als der hier vorgestellte Aufbau verfügt. Weiterhin bleibt als Einschränkung gegenüber den auf S. 15 vorgestellten Zielen, daß nur ein Laser für Messungen an Rubidium realisiert werden konnte, nicht aber für Kalium.

Die Messungen in Kapitel 4.2 ergaben, daß die Winkelauflösungsgrenze des gesamten Systems von $0{,}5'$ durch den Analog–Digital Wandler gegeben ist; der Detektor und die Meßelektronik lassen eventuell eine noch bessere Auflösung des Faradaywinkels zu. Die Winkeldriften lagen über einen Zeitraum von 15 Minuten bei ca. $2'$ und sind höchstwahrscheinlich auf Temperaturschwankungen am Testaufbau durch das Heißluftgebläse zurückzuführen.

Wie im vorhergehenden Abschnitt 4.3 gezeigt, stimmen die am Testmeßstand gemessenen Rubidiumdichten sehr gut mit den Erwartungen überein, die auf Temperaturmessungen und einer Parametrisierung des Rubidiumdampfdrucks basieren. Damit konnte gezeigt werden, daß das in den Abschnitten 2.2 und 2.3 beschriebene Verfahren zur Berechnung der Verdetkonstanten Werte liefert, die über den gesamten untersuchten Wellenlängenbereich eine sehr gute experimentelle Bestätigung erfahren. Um über weiten Bereich von Meßwellenlängen ausreichend große Faradaywinkel messen zu können, fanden diese Messungen jedoch bei wesentlich höheren Alkalidichten statt als für den Betrieb der Spinaustauschquelle vorgesehen.

5.2 Projektion auf Messungen an der Pumpzelle

Der Testaufbau zur Durchführung von Dichtemessungen war erforderlich, da der Fortschritt beim Aufbau der Spinaustauschquelle zum Zeitpunkt dieser Diplomarbeit noch keine Messungen an der Pumpzelle zuließ. Weiterhin war das Pumplasersystem noch nicht einsatzbereit, so daß auf Polarisationsmessungen gänzlich verzichtet werden mußte. Die sehr gute Bestätigung der berechneten Verdetkonstanten durch die Dichtemessungen in Abschnitt 4.3 läßt jedoch Vorhersagen für die erwartete Genauigkeit von Dichte– und Polarisationsmessungen beim Betrieb an der Spinaustauschquelle zu.

Die für die Erlanger Spinaustauschquelle vorgesehene Pumpzelle hat eine Länge von $l = 36$ mm und einen Durchmesser von $\emptyset = 26$ mm. Modellrechnungen [Ste 95a] unter Berücksichtigung des limitierenden Effekts des Strahlungseinfangs (engl.: „Radiation Trapping") zeigen, daß eine Alkalidichte von $N \cong 4 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-3}$ in der Pumpzelle eine hohe Kernspinpolarisation von Wasserstoff und Deuterium zuläßt. Bei der vorgesehenen Zellgeometrie entspricht dies einer Flächendichte von $N \cdot l = 1{,}44 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$, also zwei bis vier Größenordnungen unter den Werten, bei der die Dichtemessungen in Kapitel 4.3 durchgeführt wurden. Da es wegen der wesentlich geringeren Hyperfeinaufspaltung der D–Linien von Kalium gegenüber Rubidium leichter ist, die spektrale Charakteristik des Pumplasers an das Absorptionsprofil der D–Linie anzupassen, wird die Erlanger Spinaustauschquelle in erster Linie mit Kalium betrieben werden. Die folgenden Betrachtungen werden daher zunächst auf Kalium gerichtet.

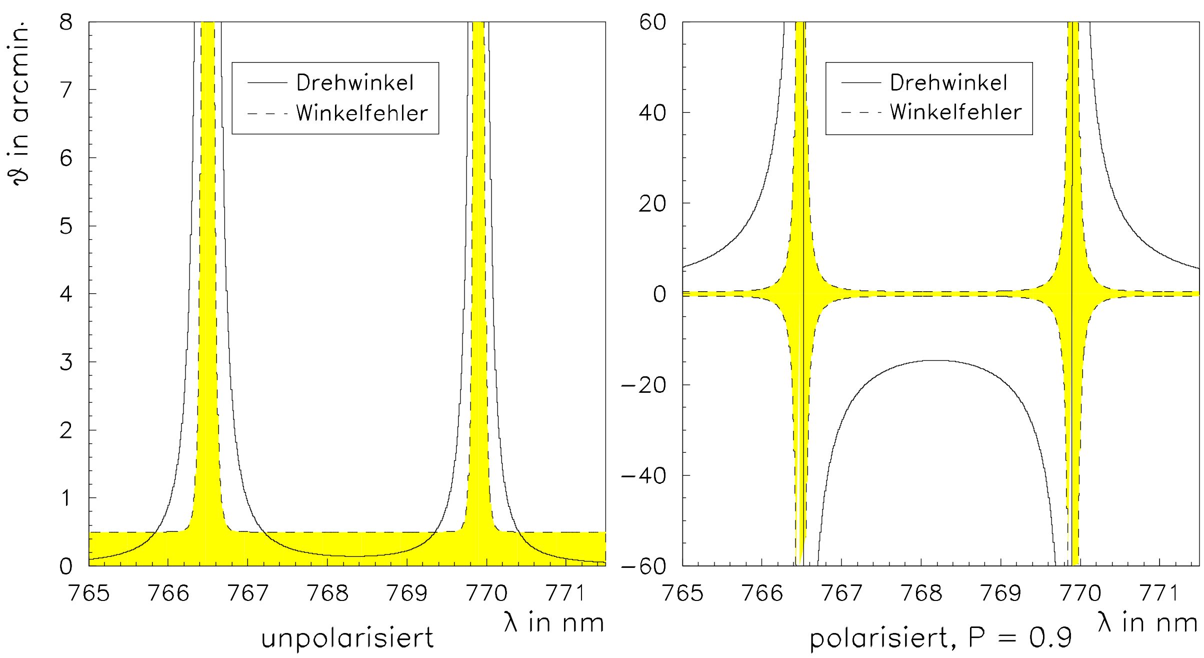

Abb. 5.1: Drehwinkel ϑ und Winkelfehler $\Delta\vartheta$ für Messungen an Kalium bei einer Magnetfeldstärke von $B = 0{,}25$ T.

In Abb. 5.1 sind die nach Gl. (2.21) berechneten Faradaywinkel für Kalium mit einer Flächendichte von $N \cdot l = 1{,}44 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$ und bei einer Magnetfeldstärke von $B = 0{,}25$ T in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Probelasers aufgetragen. Dabei ist der erwartete Drehwinkel ϑ als durchgezogene Linie eingetragen. Die von der gestrichelten Kurve begrenzte graue Fläche bezeichnet den Fehler $\Delta\vartheta$ in der Winkelmessung, der sich wie folgt ergibt:

$$\Delta\vartheta = \sqrt{\left(\frac{\partial V}{\partial\lambda}\,\Delta\lambda \cdot N\,l\right)^2 + (\Delta\vartheta_{\mathrm{Detektor}})^2}\,, \tag{5.1}$$

wobei $\Delta\lambda$ den Fehler in der Wellenlängenmessung und $\Delta\vartheta_{\mathrm{Detektor}}$ die Winkelauflösung des Detektors bezeichnen. Für $\Delta\lambda$ wurde die Wellenlängenauflösung des verwendeten Spektrometers mit $\Delta\lambda = 0{,}01$ nm und für $\Delta\vartheta_{\mathrm{Detektor}}$ die durch den ADC gegebene Auflösungsgrenze von $\Delta\vartheta_{\mathrm{Detektor}} = 0{,}5'$ angesetzt. Dies sind die besten Werte, die bei sorgfältiger Justage bei den Dichtemessungen am Testmeßstand erreicht werden konnten. Die Berechnung der Ableitung $\frac{\partial V}{\partial\lambda}$ erfolgt mit demselben Programm, mit dem auch die Werte der Verdet– und Alphakonstanten ermittelt werden. Der so berechnete Fehler stellt damit eine obere Grenze für die zu erwartende Genauigkeit dar.

Man erkennt im linken Diagramm in Abb. 5.1, daß bei der angenommenen Dichte Messungen am unpolarisierten Kaliumgas Faradaywinkel ergeben, die nur dann größer als die Fehlergrenze sind, wenn Meßwellenlängen gewählt werden, die sehr nahe an einer der beiden D–Linien liegen. Für Messungen an einem polarisierten Ensemble erhält man wegen der ungleich größeren Faradaywinkel günstigere Verhältnisse. Im rechten Diagramm sind die berechneten Werte für eine Kaliumpolarisation von 90% bei sonst gleichen Parametern gezeigt. Erfahrungen anderer Gruppen zeigen [Poe 94], daß beim gewählten Pumplasersystem und den genannten Parametern eine Kaliumpolarisation von mehr als 90% erreichbar ist.

Der gleiche Sachverhalt ist in Abb. 5.2 nochmals durch den erwarteten Relativfehler des Faradaywinkels ausgedrückt. Im linken Diagramm ist zu erkennen, daß man an unpolarisiertem Kalium bestenfalls Messungen mit einer Relativgenauigkeit von $\sim 14\%$ durchführen kann, wobei man auf sehr schmale Wellenlängenbereiche beschränkt ist, an deren Rändern der Relativfehler schnell zunimmt. Wesentlich günstigere Bedingungen liegen jedoch bei Messungen an polarisiertem Kalium vor. Im rechten Diagramm in Abb. 5.2 erkennt man, daß der Relativfehler über den gesamten Bereich zwischen der D_1– und D_2–Linie kleiner als 4% ist. Dieser Umstand legt nahe, die Dichte des Kaliums nicht durch Messungen am unpolarisierten Gas zu bestimmen, sondern bei polarisiertem Gas mehrere Messungen des Faradaywinkels bei unterschiedlichen Meßwellenlängen und/oder Magnetfeldern durchzuführen und durch einen Fit der Meßwerte an Gl. (2.21) die beiden Unbekannten, die Polarisation P und $\vartheta(0)$, zu bestimmen. Da $\vartheta(0)$ nach den

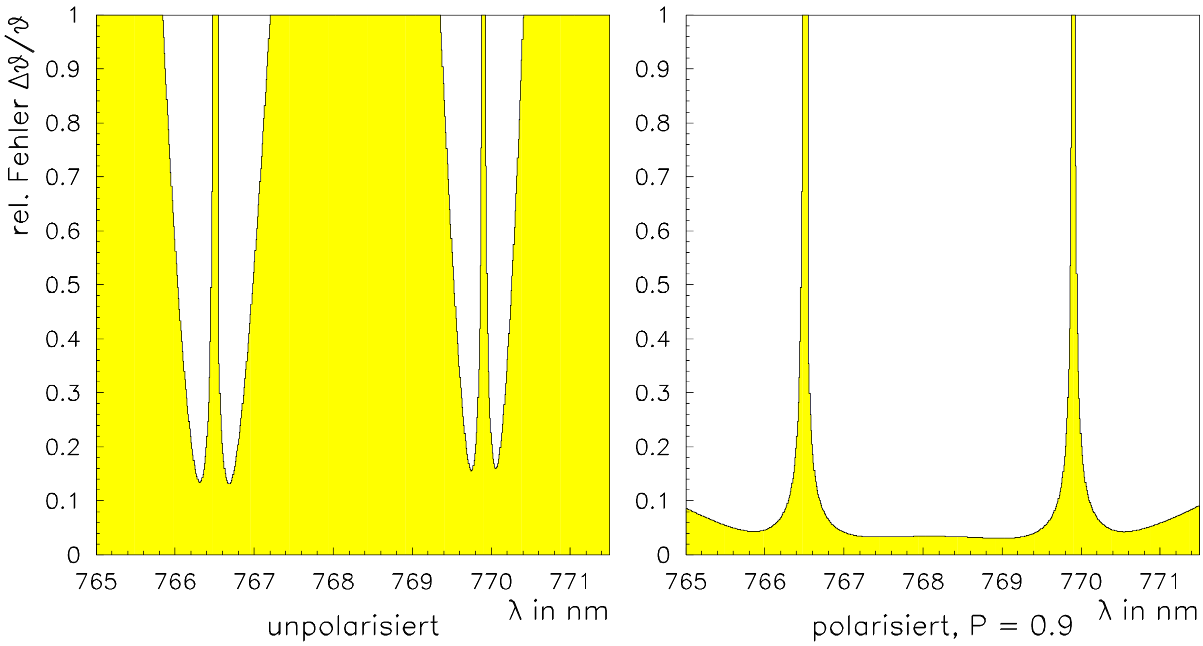

Abb. 5.2: Relativer Winkelfehler $\Delta\vartheta/\vartheta$ für Messungen an Kalium bei einer Magnetfeldstärke von $B = 0{,}25$ T. Die graue Fläche unter dem Graphen gibt den Fehlerbereich unter den im Text erläuterten Annahmen an.

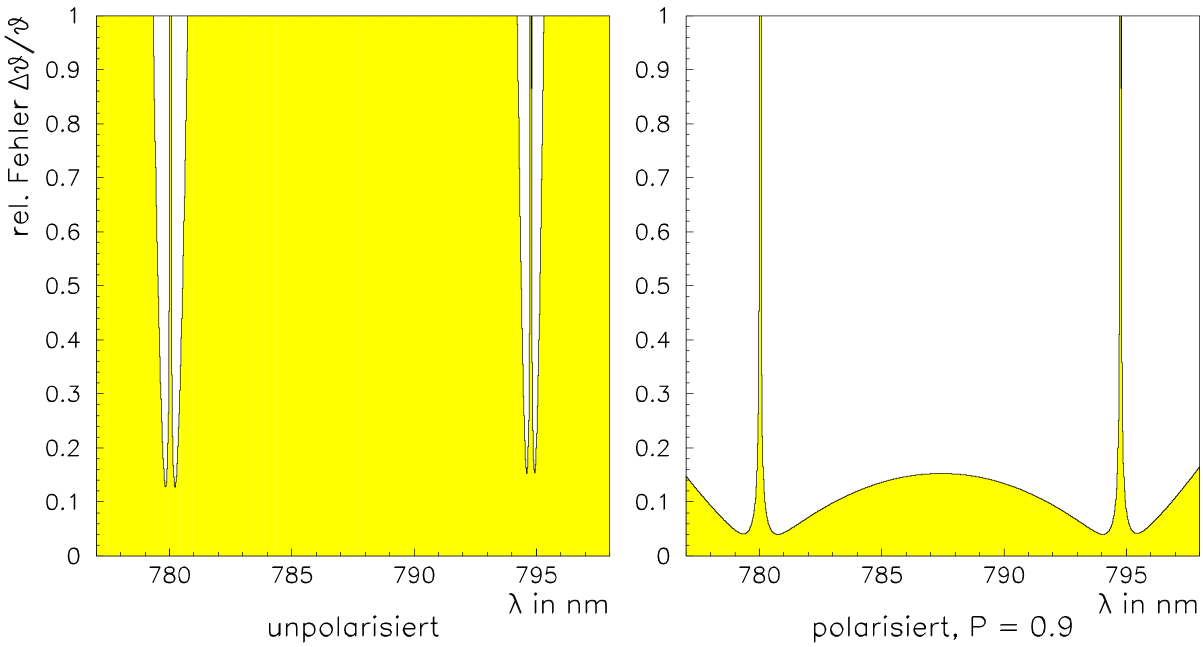

Abb. 5.3: Relative Winkelfehler $\Delta\vartheta/\vartheta$ für Messungen an Rubidium unter den gleichen Bedingungen wie für Kalium.

Gln. (2.12) und (2.15) direkt proportional zur Flächendichte $N \cdot l$ ist, verfügt man somit über eine Möglichkeit, die Dichte und Polarisation des optisch gepumpten Alkaligases genauer zu bestimmen.

In Abb. 5.3 ist das Ergebnis einer analogen Betrachtung für Rubidium gezeigt. Man erkennt dort im linken Diagramm, daß die Bedingungen für Messungen an unpolarisiertem Rubidiumgas noch ungünstiger sind. Dies erklärt auch, warum die Testmessungen bei wesentlich höheren Dichten durchgeführt werden mußten, damit ein signifikanter Vergleich mit den berechneten Werten möglich war. Der im rechten Diagramm gezeigte Fall für ein polarisiertes Ensemble zeigt im Vergleich mit Kalium etwas schlechtere Werte. Das ist darauf zurückzuführen, daß die Verdetkonstante für Rubidium um etwa eine Größenordnung kleinere Werte annimmt als für Kalium. Dennoch sind an Rubidiumgas mit einer Polarisation von 90% Messungen mit einem Relativfehler von weniger als 10% über einen Wellenlängenbereich von mehreren Nanometern möglich.

5.3 Zusammenfassung und Ausblick

Das im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebaute Faradaypolarimeter erlaubt nach dem Prinzip der Faradayrotation Messungen von Dichte und Polarisation eines optisch gepumpten Alkaligases, ohne das untersuchte Ensemble durch resonante Absorption zu stören. In Kapitel 2 wurde ein theoretisches Modell zur Beschreibung der Faradayrotation vorgestellt, das auch präzise quantitative Aussagen erlaubt. Nach der Beschreibung des Meßkonzepts und dessen Realisierung in Kapitel 3 wurden in Kapitel 4 Messungen vorgestellt, mit denen die Auflösungsgrenzen des Faradaypolarimeters bestimmt wurden. Die sehr gute Übereinstimmung der Dichtemessungen an Rubidium bei verschiedenen Wellenlängen des Probelasers mit den aus der Dampfdruckkurve abgeschätzten Werten erlaubt eine Berechnung der zu erwartenden Meßgenauigkeit für die Messungen an Kalium unter den Bedingungen in der Spinaustauschquelle (Kapitel 5.2).

In der gegenwärtigen Konfiguration des Polarimeters gestatten die vergleichsweise hohe Leistung des Probelasers und das sehr große Signal–zu–Rausch–Verhältnis der Photodiodensignale auch erheblich kürzere Integrationszeiten der Lock–in Verstärker. Eine Erhöhung der Zerhackerfrequenz ließe sich durch eine höhere Drehzahl des Zerhackermotors und den Einsatz eines mehrflügligen Zerhackerblattes bewerkstelligen. Bei Beibehaltung des gewählten Motors und Phasenschiebers könnte man ein 32–flügliges Zerhackerblatt bei Umdrehungszahlen bis 8000 min^{-1} verwenden. Daraus ergibt sich eine maximale Zerhackerfrequenz von ca. 4,3 kHz oder minimale Integrationszeitkonstanten von ca. 0,25 ms. Bei Anpassung aller zeitbestimmenden Glieder in den Vorverstärkern und Lock–in Verstärkern wären nach einer solchen Modifikation eventuell auch zeitaufgelöste Messungen von Aufbau und Relaxation der Alkalipolarisation zugänglich. Die Zeitkonstanten dieser Prozesse liegen im Bereich von 0,1 – 10 ms [Mar 93].

Da es bei solchen Messungen nicht auf die absolute Kenntnis der Polarisation ankommt, sondern vorwiegend auf deren zeitliche Änderung, kann man eine einfachere und schnellere Methode zur Messung des Faradaywinkels anwenden. Diese, im erwähnten Artikel eingesetzte Methode, ähnelt dem auf S. 16 skizzierten Konzept A, wobei auf den Zerhacker und Lock–in Verstärker verzichtet wird. Der Analysator bleibt fest eingestellt und man ermittelt durch Messung des zeitlichen Verlaufs des Photodiodensignals relative Drehwinkel bei Änderung der Alkalipolarisation. Alle für einen so modifizierten Aufbau benötigten Komponenten sind mit dem vorgestellten Faradaypolarimeter bereits vorhanden, wenn man nur eine Photodiode des Polarsationsdetektors verwendet und auf die Lock–in Verstärker verzichtet. Allerdings kann man die schnelle Auslese des Photodiodensignals nicht mit dem ADC 1232–2 (Hytec) vornehmen, sondern muß beispielsweise auf ein schnelles Speicheroszilloskop ausweichen.

Wenn für sehr schnelle Messungen eine noch höhere Intensität des Probelasers erforderlich wird, kann man eventuell auch eine Laserdiode ohne externe Rückkopplung verwenden, die durch Regelung der Gehäusetemperatur und des Injektionsstromes auf eine geeignete Wellenlänge abgestimmt wird. Bei Verwendung singlemodiger Laserdioden wird sich die geringfügig höhere Linienbreite im Vergleich zum externen Resonator nicht störend bemerkbar machen, da diese mit ungefähr 10^{-3} nm (siehe Abschnitt 3.2) immer noch deutlich unter der Auflösungsgrenze des Spektrometers LS–2 von 0,01 nm liegt und diese den Fehler in der Wellenlänge dominiert. Den Nachteilen eines wesentlich geringeren Abstimmbereichs und höherer Anforderungen an die Temperaturregelung stünden als Vorteile die volle optische Ausgangsleistung der Laserdiode und der geringere mechanische Justageaufwand gegenüber. Neben der Verfügbarkeit von Laserdioden, die freischwingend nahe genug an geeigneten Meßwellenlängen emittieren, wird der Einsatz an der optisch gepumpten Spinaustauschquelle entscheiden müssen, welches Konzept des Probelasers die größeren Vorteile bietet.

Danksagung

Das folgende Zitat aus [Stö 93] erreicht womöglich nicht ganz den literarischen Tiefgang der Vorbilder eines in der Abteilung II sehr bekannten Werkes, vielleicht auch deshalb, weil die Tragweite überregional nicht voll gewürdigt werden kann.

> *Ulcer des hot me fie an reason air–guides cost —*
> *on fill air–bat — supper lot!* *
>
> Günter Stössel

Dafür, daß sie mir die Durchführung der Arbeit überhaupt ermöglichten oder wesentlichen Anteil an ihrem Entstehen hatten, danke ich herzlich:

- Herrn Prof. K. Rith für größtmögliche Freiheiten bei der Durchführung dieser Arbeit und seinen persönlichen Einsatz an den dafür nötigen Stellen.
- Jörn, der mir mit einer ausgezeichneten Betreuung und vielen kritischen Anmerkungen bei den Iterationen dieser Arbeit nicht nur im Squashcourt neue Perspektiven aufzuzeigen vermochte, und der natürlich auch wesentlich zum besonderen „Quellklima“ beigetragen hat.
- Der mechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts unter der Leitung von Herrn Heimpel und Herrn Muhr für die, auch unter Berücksichtigung der hohen zeitlichen Belastungen, immer zur vollen Zufriedenheit durchgeführten Arbeiten.
- Der elektronischen Werkstatt des Physikalischen Instituts unter der Leitung von Herrn Merkel.
- Norbert und Wolfgang für das sehr gute, unverwechselbare Klima „an der Quelle“, das auch langen Arbeitstagen eine angenehme Komponente sicherte.
- Allen Mitgliedern der Gruppe Rith für die meist reibungslose und gute Zusammenarbeit.
- Meinen Eltern für die sehr großzügige und vielfältige Unterstützung meines gesamten Studiums.

♡ Dagmar für Verständnis für ausgefallene Urlaube und Wochenenden.

* Also, das hat mich großen Ehrgeiz gekostet —
und viel Arbeit — Saperlot!

A Technische Details zu den Eigenbaugeräten

A.1 Photodiodenvorverstärker

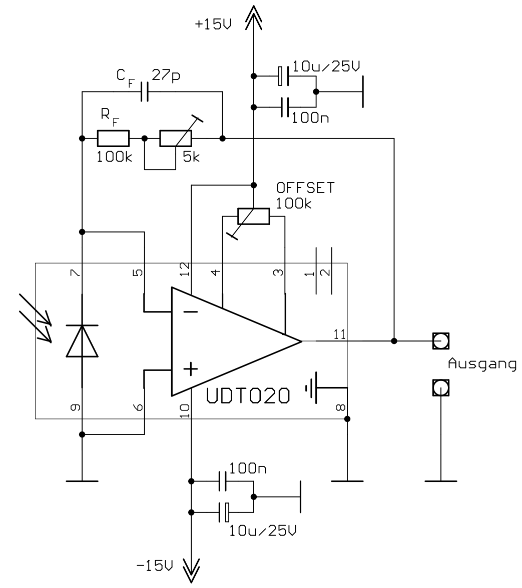

Abb. A.1: Schaltbild der Photodiodenvorverstärker.

Die verwendeten Photodioden (UDT–020D, United Detector Technologies) verfügen über einen integrierten, rauscharmen Vorverstärker. In Abb. A.1 ist die Schaltung der Photodiodenvorverstärker gezeigt, die nur wenige externe Bauteile zur Festlegung der Verstärkung und Stabilisierung der Versorgungsspannung benötigt. Die obere Grenzfrequenz (−3 dB) ist durch die Wahl von C_F und R_F festgelegt; bei einer Änderung ist darauf zu achten, daß das Verstärkungs–Bandbreite–Produkts (engl.: „*Gain Bandwidth Product, GBP*“) nicht oberhalb des maximal zulässigen Wertes liegt, damit noch ein stabiler Betrieb gewährleistet ist [UDT 93].

A.2 Der Lock–in Verstärker

Die Schaltung der Lock–in Verstärker beinhaltet als Herzstück den integrierten Schaltkreis AD630KN (Analog Devices). Dieser Baustein kann als Präzisionsoperationsverstärker angesehen werden, der zwei differentielle Eingangsstufen besitzt, von denen eine mittels eines schnellen Komparators selektiert werden kann. Auf dem Chip sind außerdem laserabgeglichene Widerstände mit einer Genauigkeit von besser als 0,05% integriert, mit denen die Schleifenverstärkung des Bausteins auf ±1 oder ±2 fest eingestellt werden kann. Die in Abb. A.2 gezeigte Schaltung des Lock–in Verstärkers lehnt sich an eine Applikation im Datenblatt des Bausteins an [AD 90]. Man kann mit dem AD630KN leicht einen Lock–in Verstärker aufbauen, indem man die Eingangsverstärker auf Verstärkungen von $+1$ und -1 einstellt und im Takt des Referenzsignals zwischen den beiden Eingangsstufen umschaltet. In dieser Schaltung wird also das Meßsignal nicht wie in Abb. 3.8 mit dem Referenzsignal direkt, sondern mit dem auf 1 normierten Referenzsignal multipliziert. Neben einem Integrierer benötigt man dann nur noch Ein– und Ausgangsverstärkerschaltungen, die dank der Verfügbarkeit hochpräziser, rauscharmer Operationsverstärker einfach in hoher Qualität aufgebaut werden können.

Jedes Lock–in Verstärkermodul verfügt über einen gleichstromgekoppelten Vorverstärker mit einem Eingangswiderstand von 47 kΩ. Die Verstärkung dieser ersten Stufe kann mit dem 10–Gang–Potentiometer P_2 zwischen 0,1 und 2,2 eingestellt werden. Da der Probelaser im Meßaufbau über hinreichende Leistungsreserven verfügt, können die Detektorsignale, je nach Qualität der Strahlführung und Wahl der Verstärkung der Photodioden, Amplituden von bis zu 10 V erreichen, so daß auch die Möglichkeit der Abschwächung der Eingangssignale vorgesehen wurde. Am Ausgang des Vorverstärkers liegt, über einen Trennverstärker mit Verstärkung $+1$ entkoppelt, ein Monitorausgang. Dieser ist auf der Frontplatte herausgeführt, dort kann rückwirkungsfrei das Eingangssignal des Lock–in Schaltkreises abgegriffen werden.

Der Eingang für das Referenzsignal kann, über eine Steckbrücke im Inneren des Moduls wählbar, entweder gleich– oder wechselspannungseingekoppelt werden. Die Schaltschwelle des Komparators kann ebenfalls intern zwischen -4 V und $+4$ V eingestellt werden. Das Ausgangssignal des Komparators steht über einen Trennverstärker als Monitorsignal mit TTL–Pegel auf der Frontplatte zur Verfügung.

Dem Lock–in Schaltkreis ist ein zweistufiger Integrierer nachgeschaltet, der die Wahl zwischen vier Integrationszeitkonstanten τ^{int} ermöglicht. Diese werden durch die Werte der Widerstände $R_{18} - R_{20}$ und Kondensatoren $C_{12} - C_{19}$ festgelegt und berechnen sich zu

$$\tau^{\text{int}} = R \cdot C\,. \tag{A.1}$$

Mit den momentan eingebauten Komponenten ergeben sich Integrationszeiten von 22, 48, 103 oder 220 ms. Da es sich bei dem Gerät um einen einphasigen Lock–in Verstärker handelt, muß man die Frequenz des Referenzsignals möglichst teilerfremd zur Netzfrequenz wählen, damit auch höhere ungeradzahlige Harmonische der Netzfrequenz unterdrückt werden. Für Messungen wurde daher eine Zerhackerfrequenz von $\sim$ 113 Hz gewählt. Bei dieser Frequenz des Modulationssignals entsprechen die oben angegebenen Zeiten einer Integration über die 2,5– bis 25–fache Periodendauer.

An die Integrationsstufe schließt sich ein Ausgangsverstärker an, dessen Verstärkungsfaktor mittels des 10–Gang–Potentiometers P_8 zwischen 1 und 6 eingestellt werden kann.

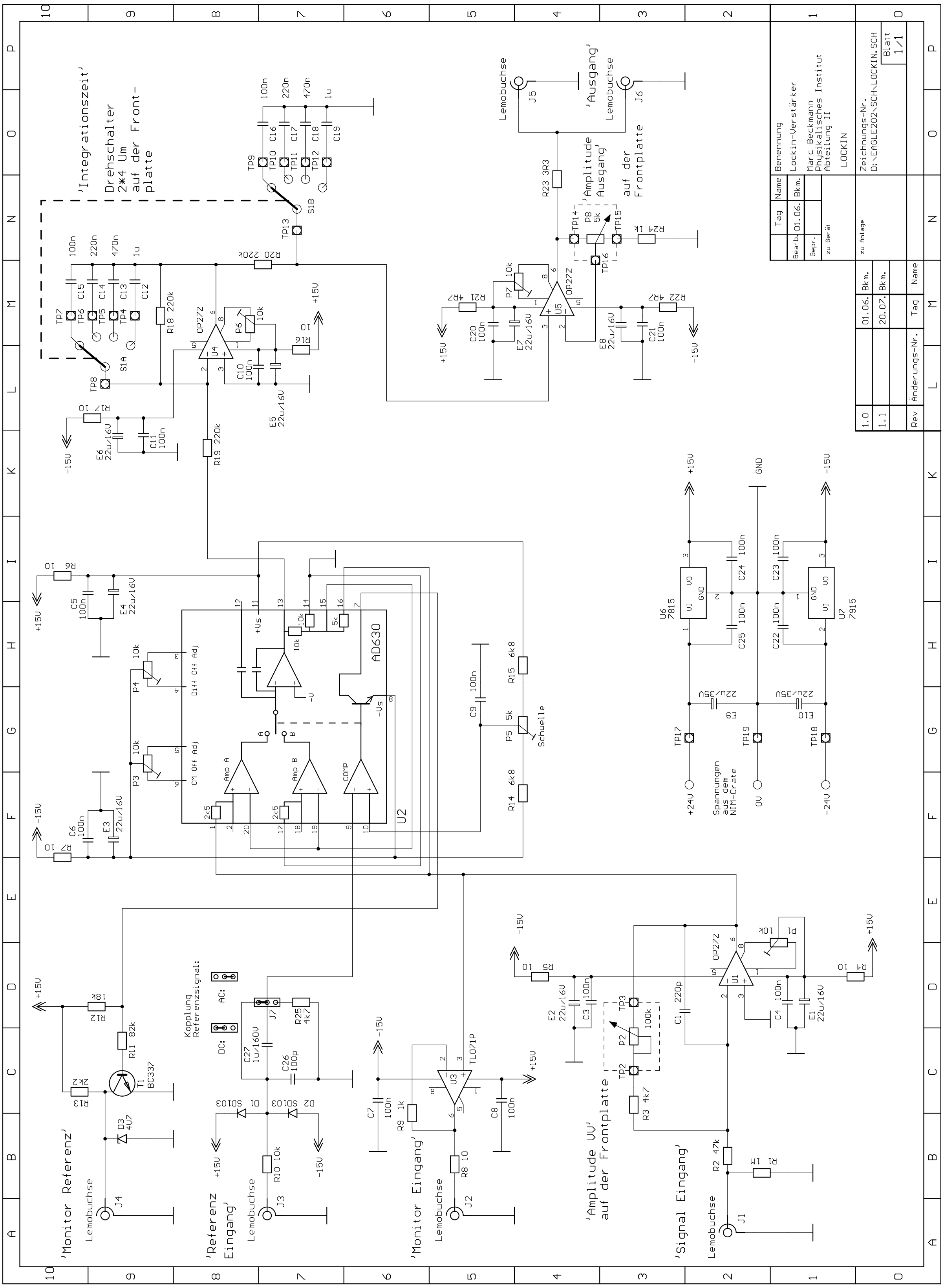

Abb. A.2: Schaltplan des Lock–in Verstärkers.

A.3 Der Phasenschieber

Die Lock–in Verstärker benötigen ein symmetrisches Referenzsignal im Tastverhältnis 1:1. Aus schaltungstechnischen Gründen ist es günstiger, das Ausgangssignal aus einem Signal der doppelten gewünschten Frequenz abzuleiten. Die exakte Symmetrie des Ausgangssignals ist dann gewährleistet. Da es kommerziell keine astabilen Kippstufen (Monoflops) gibt, die sowohl auf eine steigende, als auch auf eine fallende Flanke triggern, sondern nur auf eine der beiden (meist die steigende), müßte man zur Realisierung eines Phasenschiebers, der ein symmetrisches Ausgangssignal mit der Eingangsfrequenz erzeugt, entweder eine (aufwendige und störanfälligere) diskrete Stufe aufbauen, oder zwei separate Monoflops für je eine der beiden Flanken vorsehen. Man hätte dann das Problem, die Verzögerungszeiten beider Monoflops auf exakt denselben Wert einzustellen, um die Symmetrie zu gewährleisten. Da der gewählte Zerhackermotor Referenzsignale einer höheren Frequenz erzeugt, die sowieso geteilt werden müssen, fiel die Entscheidung zugunsten der ersten Lösung; das bedeutet, an der Zerhackersteuerung muß bei Einsatz eines zweiflügligen Zerhackerblattes das Signal abgegriffen werden, das der Modulationsfrequenz eines <u>vier</u>flügligen Blattes entspricht. In Abb. A.3 ist der Schaltplan des Phasenschiebers gezeigt.

Der Phasenschieber kann mittels der Kippschalter S_1 und S_2 das Signal um 90° bzw. um 180° verzögern. Zusätzlich bietet er die Möglichkeit, das Signal um eine variable Zeit Δt zu verzögern. Der Bereich, über den sich Δt erstrecken kann, wird durch die Größe der Widerstände $P_1 + R_2$ und der Kondensatoren $C_1 + C_2$ festgelegt. Aus diesen Größen berechnet sich Δt als

$$\Delta t = \ln 2 \cdot (C_1 + C_2) \cdot (P_1 + R_2). \tag{A.2}$$

Die Kondensatoren C_1 und C_2 haben beide eine Kapazität von je 68 nF, R_2 hat einen Wert von 1 kΩ, und P_1 ist ein 10–Gang–Potentiometer mit einem maximalen Widerstandswert von 50 kΩ. Daraus ergibt sich eine maximale Verzögerungszeit Δt^{max} von 4,81 ms bzw. eine minimale Verzögerungszeit Δt^{min} von 94 μs.

Der Zusammenhang zwischen Verzögerungszeit Δt und Phasenverschiebung $\Delta\phi$ lautet

$$\Delta\phi = \Delta t \cdot \frac{2\pi}{\tau} = \Delta t \cdot 2\pi f. \tag{A.3}$$

Um eine Überlappung der durch die Schalter wählbaren festen Verzögerungen und der kontinuierlich einstellbaren Zeit Δt zu gewährleisten, soll die variable Phasenverschiebung $\Delta\phi$ mindestens $100° \simeq 0{,}56\pi$ betragen. Aus Gl. (A.3) und dem Wert $\Delta t^{max} = 4{,}81$ ms ergibt sich damit eine untere Grenze für die Frequenz des zerhackten Signals zu $f^{min}_{\text{Zerhacker}} = 59$ Hz. Soll das Meßsystem mit einer noch geringeren Zerhackerfrequenz arbeiten, müssen die Werte von C_1 und C_2 bzw. P_1 gemäß Gl. (A.2) angepaßt werden. Die Wahl niedrigerer Zerhackerfrequenzen impliziert jedoch gleichzeitig längere Integrationszeiten der Lock–in Verstärker und ist unter dem Gesichtspunkt einer möglichst instantanen Messung der Dichte bzw. Polarisation fragwürdig.

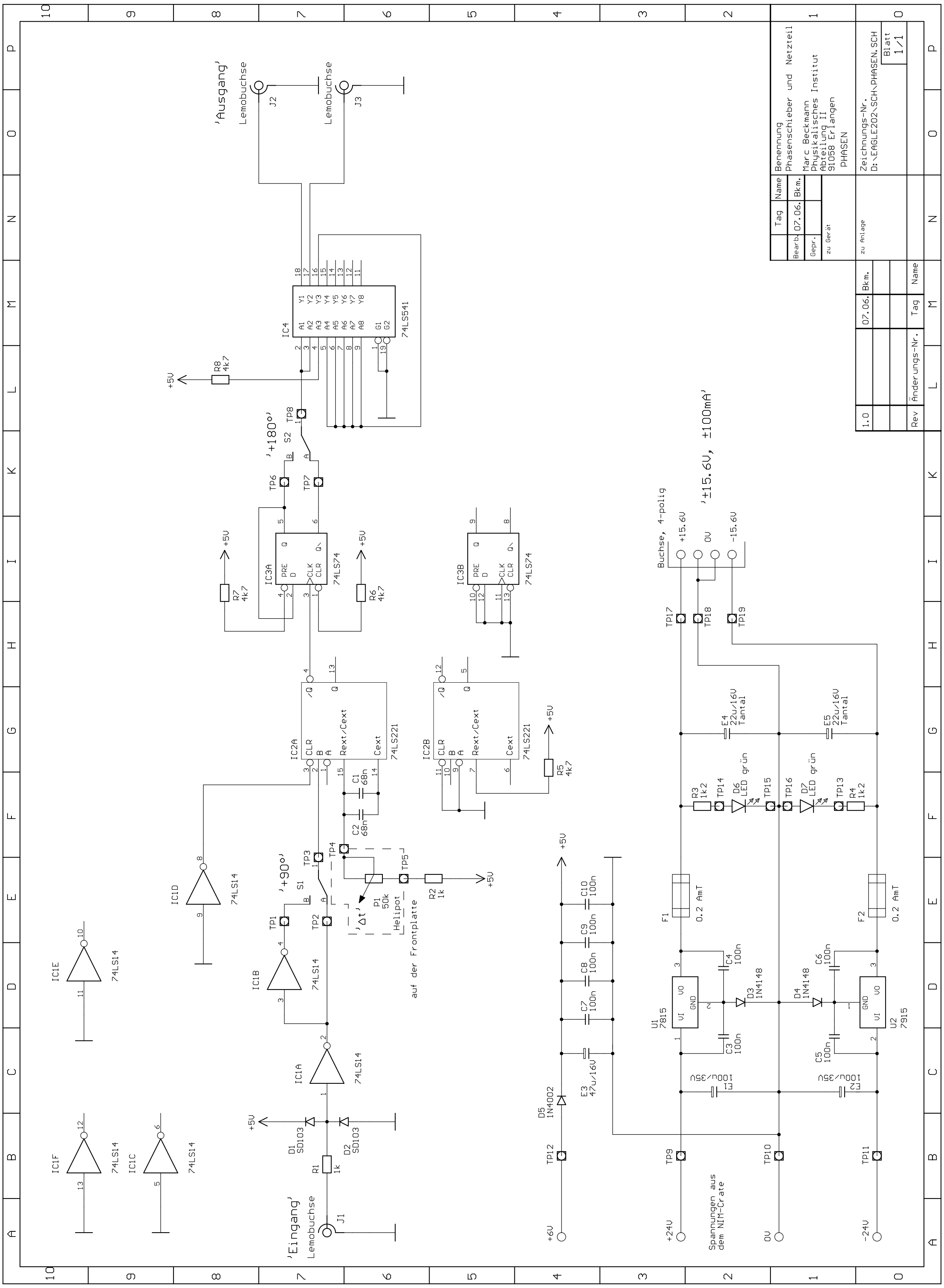

Abb. A.3: Schaltplan des Phasenschiebers.

B Datensammlung der Alkalimetalle

Die folgende Tabelle B.1 zeigt einige Daten zu den Alkalimetallen [Ari 77], [Rad 85].

	^{23}Na	^{39}K; ^{41}K	^{85}Rb; ^{87}Rb	Einheit
nat. Häufigkeit	100%	93,26%; 6,73%	72,17%; 27,83%	
I (Kernspin)	3/2	3/2; 3/2	5/2; 3/2	
m (Masse)	22,99	39,10 (38,96; 40,96)	85,47 (84,91; 86,91)	u
λ_{D1}	589,6	769,9	794,8	nm
λ_{D2}	589,0	766,5	780,0	nm
τ (D_1)	16	26	28	ns
$\Delta\nu_H$ (D_1)	9,95	6,12	5,68	MHz
$\Delta\nu_{\mathrm{HFS}}$	1771,6	461,7; 254,0	3035,7; 6834,7	MHz
B_c $(S_{1/2})$	63,3	16,5; 9,1	108,5; 244,2	mT
A_0 $(S_{1/2})$	885,813	230,860; 127,007	1011,91; 3417,34	MHz
A_1 $(P_{1/2})$	94,3	28,85	120,72; 406,2	MHz
A_2 $(P_{3/2})$	18,69	6,06; 3,40	25,009; 84,845	MHz
B_2 $(P_{3/2})$	2,90	2,83; 3,34	25,88; 12,52	MHz
$\Delta\nu_D$ (500 K)	1,70	1,00	0,653	GHz
$\bar{v}$ (500 K)	23,270	15,739	12,621	m/s

Tab. B.1: Allgemeine physikalische Daten einiger Alkalimetalle.

Erläuterungen zu Tabelle B.1:

Die natürliche Linienbreite $\Delta\nu_H$ berechnet sich aus der Lebensdauer τ des angeregten Zustands aus [Dem 91]

$$\Delta\nu_H = \frac{1}{2\pi\,\tau}\,. \qquad (B.1)$$

Das kritische Magnetfeld B_c und die Übergangsfrequenz der Hyperfeinstruktur $\Delta\nu_{\mathrm{HFS}}$ hängen zusammen über (siehe z.B. [Hae 67]):

$$B_c = \frac{h\;\Delta\nu_{\mathrm{HFS}}}{(g_I - g_J)\,\mu_B}\,, \qquad (B.2)$$

wobei $g_{I,J}$ die g–Faktoren des Kernspins I bzw. des Elektronspins J und μ_B das Bohr'sche Magneton sind. Die Frequenzverschiebung $\delta\nu_F$ eines Multipletts mit Gesamtdrehimpuls F kann mit den Koeffizienten A_0, A_1, A_2 und B_2 berechnet werden:

$$\delta\nu_F \;=\; \frac{1}{2}AK + B\,\frac{\frac{3}{2}K(K+1) - 2I(I+1)\,J(J+1)}{2I(2I-1)\,2J(2J-1)}\,, \qquad \text{(B.3)}$$

$$\text{mit } K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)\,. \qquad \text{(B.4)}$$

Die Koeffizienten der niedrigsten $S_{1/2}, P_{1/2}$ und $P_{3/2}$ Zustände sind [Ari 77] entnommen. Die Hyperfeinaufspaltung $\Delta\nu_{\mathrm{HFS}}$ ist dann die Differenz der Verschiebungen bei verschiedenem F.

Die Dopplerbreite $\Delta\nu_D$ der D_1/D_2–Linie berechnet sich nach (siehe z.B. [Dem 91]):

$$\Delta\nu_D = \nu \cdot \sqrt{\frac{8\ln 2\;k_B T}{m_e c^2}}\,, \qquad (B.5)$$

der mittlere Geschwindigkeitsbetrag $\bar{v}$ nach (siehe z.B. [Rei 87]):

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8\,k_B T}{\pi\,m_e}}\,. \qquad (B.6)$$

Literaturverzeichnis

[AD 90] Analog Devices; Datenblatt zu *Balanced Modulator/Demodulator AD630* in *1990/91 Linear Products Databook*, Analog Devices, Norwood, (1990) 6–39.

[Ari 77] E. Arimondo et al.; Rev. Mod. Phys. **49** (1977) 31.

[Ber 93] Bergmann–Schäfer; *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Optik*, Walter de Gruyter, Berlin, (1993).

[Cam 85] J. C. Camparo; Contemp. Phys. **26** (1985) 443.

[Cla 56] G. Clausnitzer, R. Fleischmann, H. Schopper; Z. Phys. **144** (1956) 336.

[Cou 92] K. Coulter et al.; Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 174.

[Dem 91] W. Demtröder; *Laserspektroskopie*, Springer–Verlag, Berlin, Heidelberg, (1991).

[Dul 91] M. Dulick et al.; *Faraday Rotation in an Alkali–Metal Vapor and its Use to Measure Vapor Thickness and Polarization*, Los Alamos National Laboratory (1991), unveröffentlicht.

[Gue 90] R. D. Guenther; *Modern Optics*, John Wiley & Sons, New York, (1990).

[Hae 67] W. Haeberli; Ann. Rev. Nucl. Science **17** (1967) 373.

[HER 93] HERMES Kollaboration; *HERMES Technical Design Report*, DESY–PRC 93/06, MPIH–V20–1993, (1993).

[Hul 93] R. Hultzsch, Carl Zeiss Jena, *private Mitteilung.*

[Jud 75] B. R. Judd; *Angular Momentum Theorie for Diatomic Molecules*, Academic Press, New York, (1975).

[Kra 88] K. S. Krane; *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, New York, (1988).

[Lan 60] G. G. Grau, Kl. Schäfer in *Landolt–Börnstein, 6. Auflage, Band II, Teil 2a*, Springer–Verlag, Berlin, Göttingen, (1960).

[McA 92] K. B. MacAdam; Am. J. Phys. **60** (1992) 1098.

[Mar 93] C. Martin et al.; Nucl. Instr. Meth. **A335** (1993) 233.

[Mor 84] Y. Mori et al.; Nucl. Instr. Meth. **220** (1984) 264.

[Nag 95] W. Nagengast, *Diplomarbeit*, Universität Erlangen–Nürnberg, in Vorbereitung.

[Ott 93] G. Otter, R. Honecker; *Atome — Moleküle — Kerne, Band I, Atomphysik*, Teubner–Verlag, Stuttgart, (1993).

[Poe 93] M. Poelker, *private Mitteilung.*

[Poe 94] M. Poelker et al., Phys. Rev. **A50** (1994) 2450.

[Pov 93] B. Povh, K. Rith, C. Scholz & F. Zetsche; *Teilchen und Kerne*, Springer–Verlag, Berlin, Heidelberg, (1993).

[Rad 85] A. A. Radzig, B. M. Smirnov; *Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions*, Springer Series in Chemical Physics **31**, Springer–Verlag, Berlin, Heidelberg, (1985).

[Rat 93] F. Rathmann et al.; Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 1379.

[Rei 87] F. Reif; *Statistische Physik und Theorie der Wärme*, de Gruyter–Verlag, Berlin, (1987).

[Rit 91] K. Rith; *Proc. Workshop on Polarized Gas Targets for Storage Rings*, Heidelberg 1991, Hrsg. H. G. Gaul, E. Steffens, K. Zapfe, (1991), 3.

[Sch 92] F. Schwabl; *Quantenmechanik*, Springer–Verlag, Berlin–Heidelberg, (1992).

[Sha 90] SHARP; *Laser Diode User's Manual*, SHARP Corporation, Osaka, (1990) 81.

[Spi 93] Spindler & Hoyer; *Gesamtkatalog G1,* Spindler & Hoyer, Göttingen, (1993).

[Ste 95a] J. Stenger, K. Rith; akzeptiert zur Veröffentlichung bei Nucl. Instr. Meth. A, (1995).

[Ste 95b] J. Stenger, *Dissertation*, Universität Erlangen–Nürnberg, in Vorbereitung.

[Sto 94] F. Stock et al.; Nucl. Instr. Meth. **A343** (1994) 334.

[Stö 93] G. Stössel; *Nämberch English Spoken, Volume 4*, Verlag Matthias Bökel, Nürnberg, (1993).

[Swe 90] D. R. Swenson et al.; in *Proc. International Workshop on Polarized Ion Sources and Polarized Gas Jets (KEK 90–15)*, Tsukuba, Japan, (1990), 187.

[Swe 93] D. R. Swenson, *private Mitteilung.*

[UDT 93] United Detector Technologies; Datenblatt zu *PHOTOPS™ SERIES, UDT–020D*, Laser 2000, Wessling, (1993).

[Wie 91] C. E. Wieman, L. Hollberg; Rev. Sci. Instrum. **62** (1991) 1.

[Wis 84] T. Wise, W. Haeberli, in *Proceedings of the Workshop on Polarized Targets in Storage Rings*, R. J. Holt (Ed.), Argonne National Laboratory, (1984), 249.

[Wu 86] Z. Wu et al.; Applied Optics **25** (1986) 4483.