

## 4. Experimentelle Realisierung des optischen Pumpens

### 4.1. Die Photonenquelle

Wie in Kap. 2 bereits erwähnt, ist für das optische Pumpen die Zahl der zirkular ( $\sigma^+$ ) polarisierten, absorbierten Photonen ein direktes Maß für die erzielbare Kernspinpolarisation. Somit ist die Wahl der Photonenquelle eines der ausschlaggebenden Kriterien für eine hohe Kernspinpolarisation.

Benötigt wird eine möglichst große Anzahl von zirkular polarisierten Photonen innerhalb des Absorptionsspektrums des verwendeten Alkalimetall-Dampfes. Um einen ersten Anhaltspunkt zu bekommen, was dies für die benötigte Lichtleistung heißt, sei hier eine vereinfachte Abschätzung angegeben. Es wird angestrebt ein Volumen von  $> 0,51$  (bei Normaldruck) von natürlichem Xe in einer Zeit von einer Stunde zu polarisieren. Dieses Volumen entspricht etwa einer Xe-Teilchenzahl von  $10^{22}$ . Unter der Annahme, dass nur etwa jeder zehnte Rb-Xe-Stoß zu einem Polarisationsübertrag führt (die übrigen Stöße führen zur Depolarisation von Rubidium) und im Mittel zwei Photonen zur Polarisierung der Elektronenhülle eines Rubidium-Atoms nötig sind, werden etwa  $7 \times 10^{19}$  Photonen pro Sekunde benötigt. Bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 794,8 \text{ nm}$  ( $\hat{=}$  Photonenenergie  $\approx 2,5 \times 10^{-19} \text{ Js}$ ) entspricht dies einer zu absorbierenden Lichtleistung von etwa 17 W um 100%  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation zu erzielen.

Eine derart hohe Lichtleistung innerhalb der Absorptionslinie eines Alkalimetall-Dampfes zur Verfügung zu stellen, ist nur mit Lasern möglich. Hier waren es früher Farbstoff-Laser, deren große Wellenlängen-Abstimmbarkeit es ermöglichte, alle Alkalimetalle optisch zu pumpen. Die Ausgangsleistungen jedoch betragen maximal ein Watt. Mit einem handelsüblichen CW-Titan-Saphir-Laser konnte die Lichtleistung bis auf sechs Watt gesteigert werden und die Alkalimetalle Kalium, Rubidium und Caesium damit gepumpt werden. Durch die Entwicklung von Halbleiter-Lasern mit hohen Ausgangsleistungen bei Wellenlängen um 800 nm richtete sich das optische Pumpen großer Gasvolumina immer stärker auf Rubidium als Alkalimetall aus.

Demzufolge fiel im Rahmen dieser Arbeit die Wahl auf Rubidium als primär zu verwendendes Alkalimetall. Da jedoch aus einer theoretischen Rechnung hervorgeht, dass der Spinaustausch-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Cs-Xe}}$  zwischen Caesium und Xenon größer als  $\sigma_{\text{Rb-Xe}}$  ist [Wal89], wurde im Rahmen dieser Arbeit anfangs ein linearer CW-Titan-Saphir-Laser eingesetzt, um sowohl Rubidium, als auch Caesium optisch pumpen zu können. Darüber hinaus war beabsichtigt, Xenon im metastabilen Zustand zu pumpen (siehe Kap. 3.2). Letzteres erfordert schmalbandige Laserstrahlung bei 882 nm, wie sie mit einem Ti:Sa-Ringlasersystem erzeugt werden kann. Der eingesetzte (lineare) Ti:Sa-Laser ließ sich auf eine Ringkonfiguration umrüsten. Als im Laufe der Arbeit klar wurde, dass mit den heute erhältlichen Hochleistungs-Halbleiterlasern ein effektiveres und zuverlässigeres optisches Spinaustausch-Pumpen

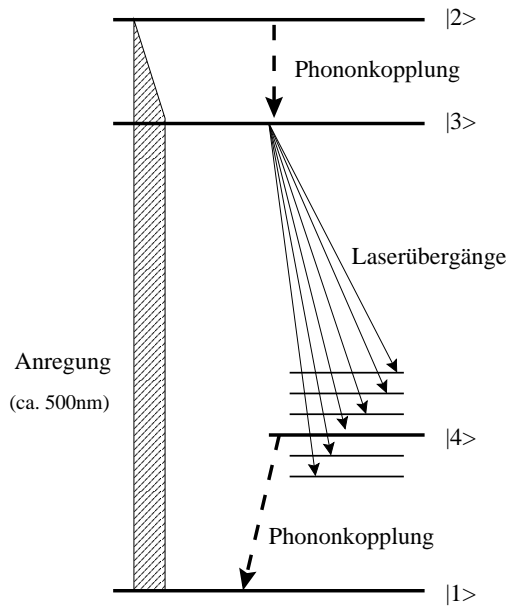


Abbildung 4.1.:  
Energieniveau-Schema eines durchstimmbaren „Vierniveau“-Festkörperlaser.  
|1> Grundniveau  
|2> Anregungsniveau (kurzlebig)  
|3> oberes Laserniveau (langlebig  $\approx 3,2 \mu\text{s}$ )  
|4> untere Laserniveaus  
(phononisch verbreitert)

möglich ist, wurde auf solche Laser-Systeme umgestellt.

#### 4.1.1. Titan-Saphir-Laser

Bereits der Rubinlaser, 1960 von Maiman entwickelt, hatte als aktives Medium einen mit Fremdionen ( $\text{Cr}^{3+}$ ) dotierten Aluminiumoxid-Kristall ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Sein unteres Laserniveau wird vom Grundniveau des  $\text{Cr}^{3+}$ -Ions im Wirtsgitter gebildet, das obere durch zwei metastabile, angeregte Zustände. Somit besitzt er nur zwei feste Emissionswellenlängen bei 694,3 nm und 692,9 nm.

Durch das Dotieren von Kristallen oder Gläsern mit Übergangsmetall-Ionen kann eine starke Kopplung der elektronischen Niveaus des dotierten Laserions an die Gitterschwingung des Wirtskristalls erreicht werden. Dies führt zu einer guten Separation von Absorptions- und Emissionsspektren. Im Gegensatz zum Rubin mit einem nicht-bahnenarteten  $^4\text{A}_2\text{g}$ -Grundzustand des  $\text{Cr}^{3+}$  liegt beim Ti:Sa ( $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ) ein dreifach bahnenarteter  $^2\text{T}_{2\text{g}}$ -Grundzustand vor, der durch nicht-oktaedrische Anteile des Kristallfeldes aufgespalten und durch vibronische Kopplung stark verbreitert ist. Die Folge ist ein sehr breites Fluoreszenzspektrum, in dessen Bereich Lasertätigkeit induziert werden kann (Abb. 4.1). Das Verstärkungsprofil des Ti:Sa erlaubt es, Laserlicht in einem Wellenlängen-Bereich von 660 nm bis etwa  $1 \mu\text{m}$  zu erzeugen. Zur Anregung des Titan-Saphir-Kristalls wird meist das Licht eines Argon-

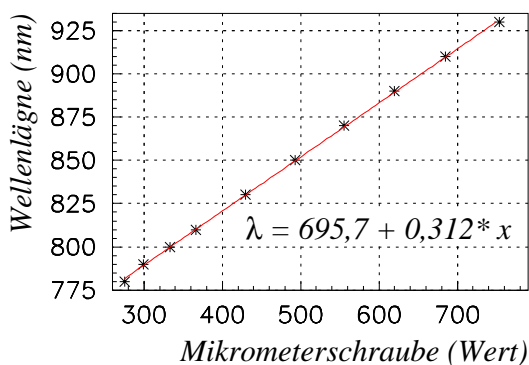


Abbildung 4.2.:  
Wellenlänge breitbandigen Ti:Sa-Lasers als Funktion der Orientierung des Lyotfilters (Stellung der Mikrometerschraube).

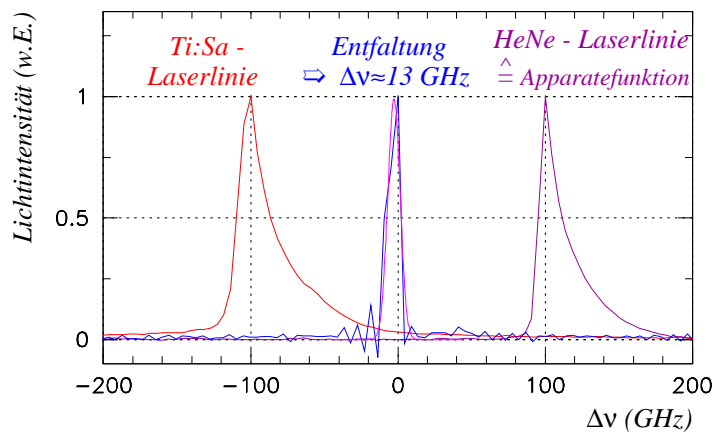


Abbildung 4.3.:

Linienbreite der Ti:Sa-Laserstrahlung (linearer Resonator). Nach Entfalten des mit einem 1 m Monochromator gemessenen Linienprofils mit der Apparatefunktion ergibt sich eine Linienbreite von etwa 13 GHz. Das Linienprofil der Ti:Sa-Laserstrahlung wurde als GAUSS-Funktion angesetzt, die Apparatefunktion des Monochromators mit einem HeNe-Laser gemessen.

Ionen-Lasers verwendet.

### Multi-Mode-Betrieb

Der in dieser Arbeit verwendeter COHERENT 899-01 Titan-Saphir-Ringlaser ist mit einem Spiegelsatz für mittlere Wellenlängen ausgerüstet, welcher eine hohe Laserleistung zwischen 780 und 870 nm zu erzielen gestattet. Um die Absorptionslinienbreite von Rubidium bei etwa einer Atmosphäre Gesamtdruck (ca. 20 GHz Druckverbreiterung) gut abzudecken, genügt das im Brewsterwinkel aufgestellte Drei-Platten-Lyotfilter [Blo74], um die Wellenlängen-Selektion durchzuführen (siehe Abb. 4.2). Zur Gewährleistung maximaler Ausgangsleistung wird der Laser nur als gefalteter Linearresonator betrieben (siehe Abb. 4.5(a)). Das dadurch erzielte multimodige Schwingen des Lasers führt zu einer Emissionslinienbreite von ca. 13 GHz (vgl. Abb. 4.3). Die erzielten Ausgangsleistungen bei einer Pumpleistung von 20 Watt sind in Abb. 4.4 gezeigt, wobei der Spiegelsatz für die kurzen Wellenlängen (740 – 820 nm) nur leihweise zur Verfügung stand. Bei einer Wellenlänge von 794,8 nm wurden auch mit dem gekauften Spiegelsatz bis zu 6,2 Watt Ausgangsleistung erreicht.

### Single-Mode-Betrieb

Für das optische Pumpen im metastabilen Zustand darf der Gasdruck in der Glaszelle nur wenige mbar betragen, um eine Entladung aufrecht halten zu können. Bei diesen Drücken ist der dominante Effekt für die Absorptionslinienbreite des Gases die Dopplerverbreiterung. Um die dicht benachbarten, nur

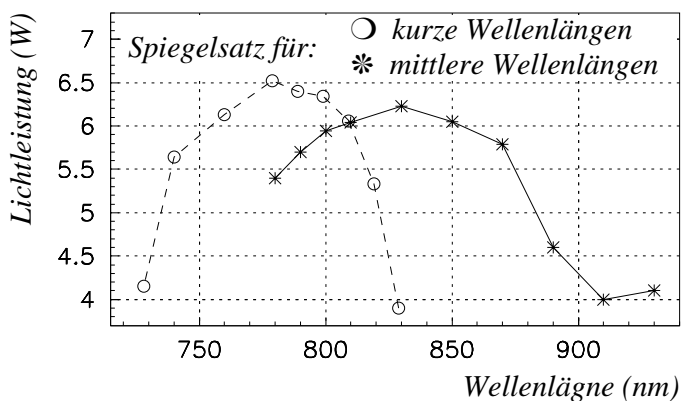


Abbildung 4.4.:

Ausgangsleistung des Ti:Sa-Lasers in Abhängigkeit der Wellenlänge bei einer optischen Pumpleistung (Ar<sup>+</sup>-Laser) von 20 Watt.

etwa 0,5 GHz breiten Absorptionslinien des metastabilen Zustandes selektiv anregen zu können, muss der Titan-Saphir-Laser monomodig betrieben werden (Linienbreite  $< 10$  MHz laut Hersteller). Hierfür werden zusätzlich ein dünnes und ein dickes Etalon in den Resonator gebracht, deren Frequenzselektion auf dem Prinzip der Vielstrahlinterferenz beruht [Dem93b]. Der Effekt des räumlichen Lochbrennens im aktiven Medium wird vermieden, indem der Resonator für den Monomode-Betrieb in Ringkonfiguration aufgebaut wird [Koe96]. Eine optische Diode sorgt dafür, dass nur eine Umlaufrichtung mit geringen Verlusten durchlaufen werden kann, in die sich letztlich die Resonator-interne Welle ausbreitet. Die optische Diode besteht aus einem FARADAY-Rotator und einem optisch einachsigen Kristall. Im Gegensatz zu einer Verzögerungsplatte ist die Drehung der Polarisationssebene des Laserlichtes beim FARADAY-Effekt für die beiden Ausbreitungsrichtungen entgegengesetzt, da das Magnetfeld eine Ausbreitungsrichtung auszeichnet. Abb. 4.5(b) zeigt schematisch den Resonator mit den entsprechenden Elementen. Im Ringbetrieb wurden Ausgangsleistungen von bis zu 3 W erzielt.

### Wellenlängen-Stabilisierung

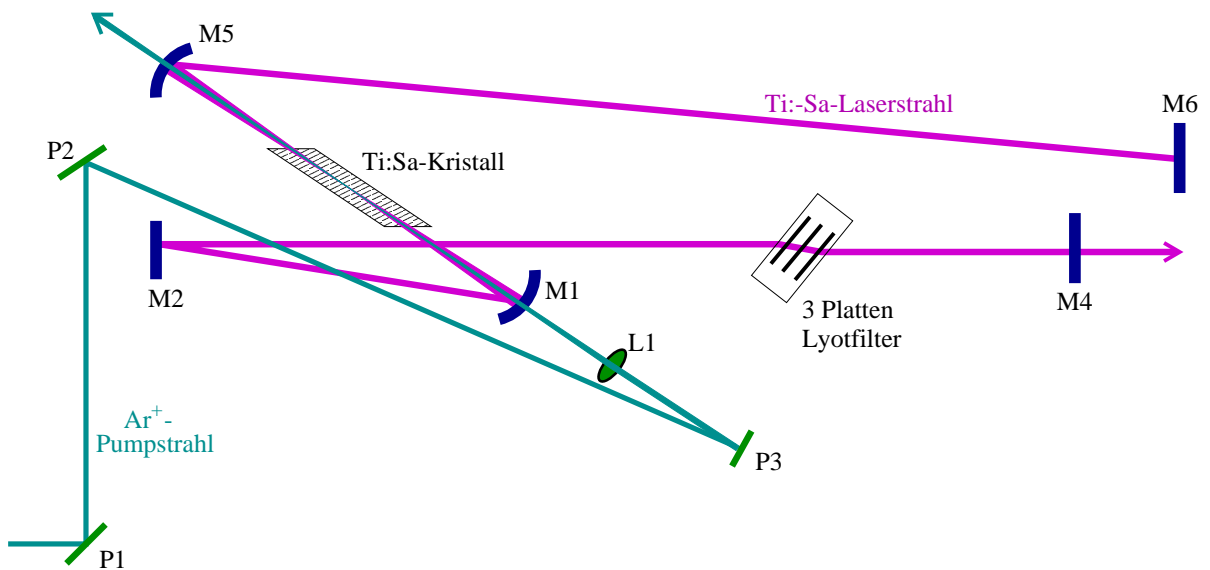
Die große Anzahl der Justageelemente eines solchen Lasers zeigt schon, dass ein optimaler Betrieb nur unter hohem Zeitaufwand erreicht werden kann. Auch bei sorgfältiger Justage ist die Stabilität des Systems nicht ausreichend, um ohne aktive Steuerung eine konstante Wellenlänge über mehr als eine Stunde zu gewährleisten. In meiner Diplomarbeit [Kil97] wurde gezeigt, wie dies im Ringresonator-Betrieb erzielt werden kann. Für den linearen Resonator wurde im Rahmen dieser Arbeit mittels Ansteuerung des Lyotfilters über eine Piezo-getriebene Mikrometerschraube (Picomotor von NEW FOCUS) und Transmissionsmessung hinter einer Rb-Referenz-Zelle eine Wellenlängen-Stabilisierung versuchsweise aufgebaut. Hierbei wurde - von einem PC gesteuert - stetig die Wellenlänge über einen Bereich von  $\pm 5$  GHz um das Zentrum der Absorptionslinie durchgestimmt und das Transmissionssignal hinter der Referenz-Zelle als Regelgröße gemessen. Durch Multiplikation mit einer Stufenfunktion<sup>1</sup> und Integration wurde die Steuergröße gewonnen. Dies erlaubte es, die Wellenlänge über einen Zeitraum von mehr als zwei Stunden auf die Rb-Absorptionswellenlänge zu stabilisieren. Die Regelung für den Ti:Sa-Laser wurde nicht weiterentwickelt, da nach den ersten erfolgreichen Testmessungen mit Hochleistungs-Halbleiterlasern entschieden wurde auf solche Systeme umgestiegen.

#### 4.1.2. Hochleistungs-Halbleiterlaser

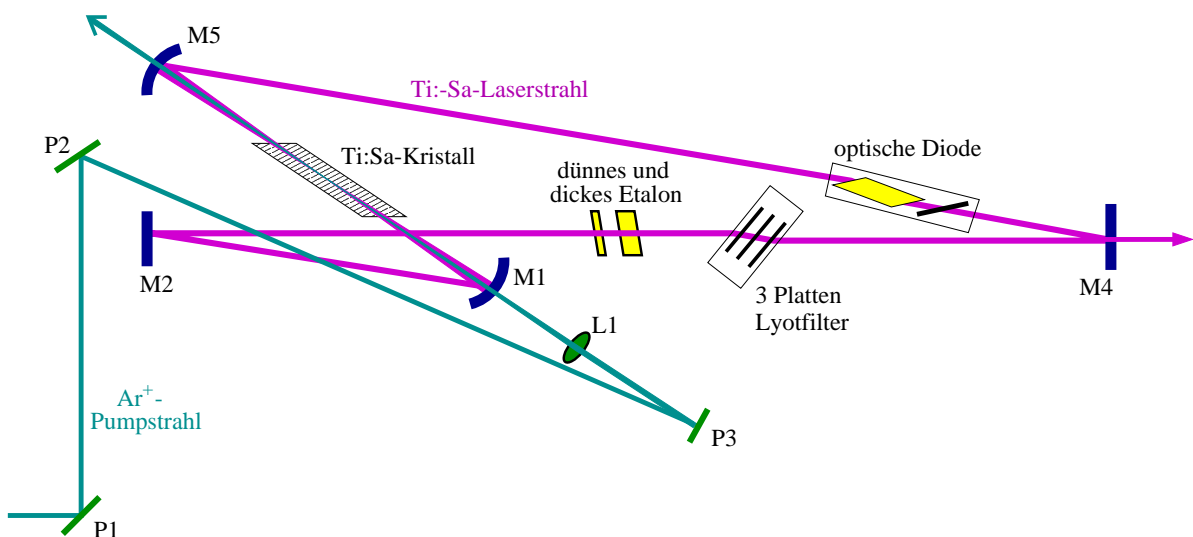
In Halbleiterlasern sind die p- und n-Halbleiter des Laser-aktiven Überganges so hoch dotiert (Dotierungskonzentration  $\geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), dass das FERMI-Niveau im p-Halbleiter unterhalb der Valenzband-Kante und im n-Halbleiter oberhalb der Leitungsband-Kante liegt (doppelt entarteter Halbleiter,  $e^-$ -Besetzung  $\hat{=}$  graue Flächen in Abb. 4.6(a)). Wird eine Spannung  $U \approx E_g/e$  ( $E_g$  ist die Energielücke des Halbleiters und  $e > 0$  die Elementarladung) in Flussrichtung an die Diode angelegt, so gleichen sich die Energien der Bandkanten der p- und n-Halbleiter an und es können Elektronen des n-Halbleiters im Übergangsbereich mit Löchern des p-Halbleiters rekombinieren. Die frei werdende Energie wird in Form von Photonen abgegeben (vgl. Abb. 4.6(b)). Da die Bänder zueinander nicht mehr im thermodynamischen Gleichgewicht sind, sondern nur noch die Ladungsträger innerhalb eines Bandes, werden

---

<sup>1</sup> $\theta = \begin{cases} -1 & \text{für } \lambda < \lambda_0 \\ 1 & \text{für } \lambda > \lambda_0 \end{cases}$



(a) Lineare Resonator-Konfiguration



(b) Ringresonator Konfiguration

Abbildung 4.5.: Resonatorschematas des COHERENT 899 Ti:Sa-Lasers.

nun Quasi-Ferminiveaus definiert ( $E_{VB}^F$  für das Valenzband und  $E_{LB}^F$  für das Leitungsband), deren Energiedifferenz  $E_{LB}^F - E_{VB}^F = eU$  ist. Die durch den Stromfluss erzielte Besetzungsinversion erlaubt nun in dem von den Kristall-Endflächen gebildeten Resonator das Anschwingen der Lasertätigkeit.

Die nötige Schwellstromdichte bei solch einfachen Strukturen wäre aufgrund von Verlusten von Photonen in den nicht laseraktiven Bereich hinein so hoch, dass die Verlustleistung einen CW-Betrieb bei Raumtemperatur nicht erlauben würde. Deshalb gibt es unterschiedliche Realisierungen, die Lichtausbreitung innerhalb des aktiven Überganges zu begrenzen. Meist werden mittels einer sog. Doppelheterostruktur Sprünge des Brechungsindex parallel zum p-n-Übergang erreicht, die nach dem

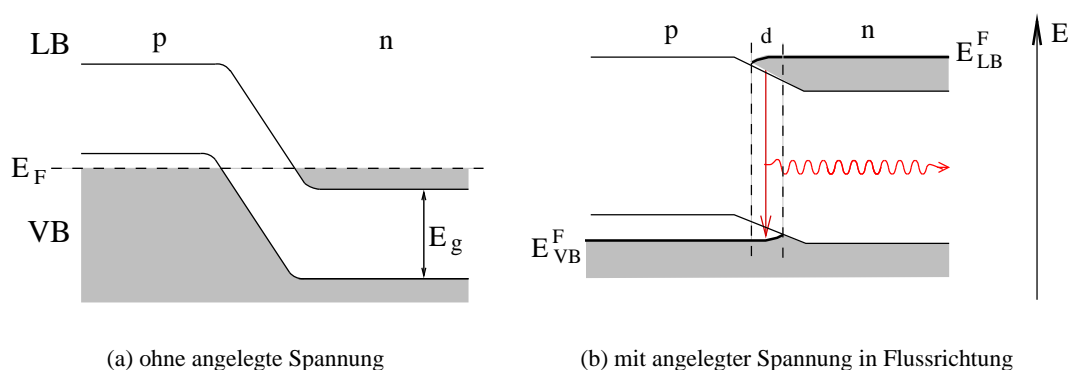


Abbildung 4.6.: Einfaches Bänderschema eines Halbleiterlasers.

Lichtleiter-Prinzip die Ausbreitung der Photonen senkrecht zum p-n-Übergang stark einschränken. In lateraler Richtung (an den seitlichen Rändern des p-n-Überganges) kann eine Begrenzung durch die so genannte Gewinnführung (*engl.* gain-guided), oder Indexführung (*engl.* index-guided) erzielt werden. Eine noch komplexere Struktur weisen die so genannten Quantum-Well-Halbleiterlaser auf. Bei ihnen werden sehr dünne Schichten ( $< 30$  nm) von aktivem und nichtaktiven Material aufgedampft. Diese periodische Struktur führt zu Potentialtöpfen, in denen die injizierten Ladungsträger stehende Materiewellen bilden. Die durch die Auswahlregeln erzielte räumliche Begrenzung der Rekombination führt zu einer weiteren Verringerung der Schwellstromdichte, wodurch es möglich ist, Monomode-Halbleiterlaser bis zu Ausgangsleistungen von 100 mW bei Raumtemperatur zu betreiben [Zor93].

Mit diesen Halbleiterlasern lassen sich sehr gut spektroskopische Untersuchungen durchführen, da sie in Verbindung mit externen Resonatoren über einen weiten Wellenlängen-Bereich verstimmbar sind und eine sehr hohe Stabilität aufweisen [Nag95]. Für das optische Pumpen großer Teilchendichten jedoch sind deren Leistungen nicht ausreichend (siehe Abschätzung zu Beginn dieses Kapitels). Bei den Monomode-Halbleiterlasern mit Frontfacetten von typisch  $1 \times 4 \mu\text{m}^2$  sind die optischen Flächenleistungsdichten schon nahe an der Material-Zerstörungsschwelle. Um die Ausgangsleistung weiter erhöhen zu können, muss die laseraktive Fläche vergrößert werden. Bei Breitstreifen-Halbleiterlasern mit Frontfacetten von typischen Breiten zwischen 100 und  $500 \mu\text{m}$  kann die Ausgangsleistung bis 5 W gesteigert werden. Um noch höhere Leistungen zu erzielen, werden entweder nebeneinander mehrere Breitstreifen auf einem Halbleiterkristall gefertigt (*engl.* laser diode bar), oder wie in einem Array mehrere solcher „Barren“ übereinander (*engl.* laser diode array). Die zwei wesentlichen Nachteile solcher Hochleistungs-Halbleiterlaser sind das nicht beugungsbegrenzte Strahlprofil in lateraler Richtung sowie das Anschwingen vieler unterschiedlicher longitudinaler Moden, sowohl innerhalb eines Emitters, als auch von einem Emitter zum anderen, welches zu einer Emissionslinienbreite von etwa 2 nm (ca. 1000 GHz bei 800 nm) führt. Da eine direkte Kollimation eines solchen Halbleiterlaser-Arrays auf ein Gitter sehr schwer ist, sind die Ergebnisse mit externen Resonatoren noch sehr vorläufig. In [Nag97] wurde ein Breitstreifen-Halbleiterlaser mit bis zu 1 W Ausgangsleistung monomodig ( $\Delta\nu \approx 200$  MHz) und in [Nel00, Zer00] ebenfalls Breitstreifen-Halbleiterlaser mit Ausgangsleistungen bis zu 2,5 W bei Linienbreiten von 20 – 50 GHz betrieben. Das Problem der Kollimation kann durch Aufsetzen je einer Lichtleitfaser direkt auf die Emitter (*engl.* pig tail), Bündelung aller Einzelfasern und Einkopplung in einen Lichtleiter mit großem Kerndurchmesser (ca. 1 mm) gelöst werden. Von einer Rückkopplung

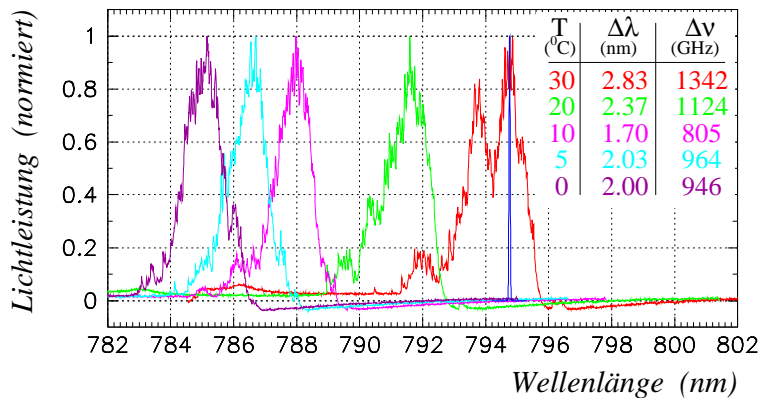


Abbildung 4.7.:

Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge der Halbleiter-Laserlinie. Mit steigender Temperatur verschiebt sich das Emissionsspektrum zu höheren Wellenlängen. Bei 794,8 nm ist eine 20 GHz Gaussskurve als Rb-Absorptionslinie gezeichnet.

durch solch eine Glasfaser hindurch mittels externen Resonator wurde vom Hersteller (COHERENT) abgeraten, da ein Teil des zurückgekoppelten, unpolarisierten Lichts in der Laserdiode zu starker Erwärmung und somit Zerstörung führen könnte.

Die etwa 50-fach breitere Laserlinie der kommerziell erhältlichen Hochleistungs-Halbleiterlaser gegenüber der Rb-Absorptionslinie bei Gasdrücken von einer Atmosphäre hat deren Einsatz nicht sehr effektiv erscheinen lassen. Mit einem Leihgerät der Firma COHERENT (FAP-System, *engl.* Fiber-Array-Packaged) wurden Messungen durchgeführt, um zu klären, ob aufgrund der hohen Lichtleistung dieser Nachteil kompensiert werden kann. Die Halbleiterlaser-Barren in diesen FAP-Systemen sind als Breitstreifen-Quantum-Well-Halbleiterlaser ausgeführt. Auf den 19 Breitstreifen-Emittern ( $150 \times 1 \mu\text{m}$  Frontfacette) ist jeweils eine Glasfaser aufgesetzt, welche in einen SMA-Stecker zusammengeführt werden, von dem aus das Laserlicht in einer Multimodefaser mit einem Kerndurchmesser von  $800 \mu\text{m}$  geführt wird. Am Gehäuse des Gerätes wird wieder über einen SMA-Stecker eine armierte  $800 \mu\text{m}$  Glasfaser angeschraubt. Am Ausgang dieser Glasfaser kann eine Fokussier- Kollimationseinheit angeschraubt werden, die es ermöglicht, je nach Linsenkonfiguration den Laserstrahl nach der Faser zu fokussieren, oder in einem Strahl von etwa 2 cm Durchmesser mit geringer Divergenz zu kollimieren. Da Multimodefasern die Lichtpolarisation nicht erhalten, muss hinter dem Kollimator der Laserstrahl durch einen optischen Aufbau zirkular polarisiert werden (siehe Kap. 4.1.3). Um das Maximum der Laserlinie auf die Absorptionslinie von Rb abzustimmen, kann die Temperatur variiert werden, auf welche der Halbleiter-Laser konstant gehalten wird. Laut Herstellerangaben haben diese Lasersystem einen Temperaturkoeffizient von  $0,28 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ . Abb. 4.7 zeigt die gemessene Temperaturabhängigkeit des Testlaser-Systems. Die Laserlinie verschiebt sich nicht nur unter Temperaturänderung, sondern verändert auch ihre spektrale Form und Breite. Dies Schränkt den Wellenlängenbereich ein, innerhalb dessen ein hinreichend schmales Emissionsspektrum erzielt werden kann. Bei dem Testsystem musste die Laserdiode auf  $30^\circ\text{C}$  gehalten werden, um möglichst viel Laserleistung bei der Rb-Absorptionslinie zu erhalten, wobei sich jedoch das Spektrum stark verbreiterte. Vergleichsmessungen mit dem Titan-Saphir-Laser zeigten, dass sich selbst mit solch einem nicht selektierten Halbleiterlaser ähnliche  $^{129}\text{Xe}$ -Kernspin-Polarisationen erzielen lassen (siehe Kap. 4.4.2), die Handhabung aber bedeutend einfacher und zuverlässiger ist, als dies beim Titan-Saphir-Laser der Fall ist.

Nach den positiven Ergebnissen bei den Messungen mit dem Leihsystem von COHERENT wurde beschlossen, zuerst zwei solche FAP-Systeme (Ausgangsleistung  $> 28 \text{ W}$ , Linienbreite  $< 2 \text{ nm}$ , Zentralwellenlänge =  $794,8 \text{ nm}$ ) zu kaufen und nach der Realisierung der Durchfluss-Apparatur (siehe Kap. 4.5)

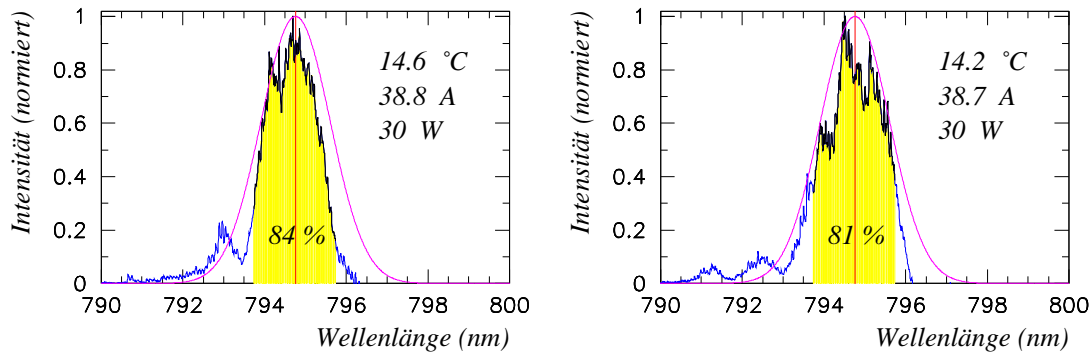


Abbildung 4.8.:

Laserspektren zweier Hochleistungs-Halbleiterlaser (FAP-System Nr. 3 & 4). Gelb (schraffiert) ist die Fläche des  $\pm 1$  nm Bereiches um die Zentralwellenlänge von 794,8 nm einschließlich prozentualer Anteil an der Gesamtfläche. Als Vergleich ist eine Gaussskurve mit FWHM von 2 nm gezeichnet, bei der 76% der Fläche innerhalb der FWHM liegt. Die Parameter rechts oben geben die jeweiligen Einstellungen von Diodentemperatur und -Strom und die resultierende Ausgangsleistung an.

durch zwei weitere Systeme zu ergänzen. Um die Spezifizierung bezüglich der Linienbreite zu überprüfen wurden bei jedem Lasersystem das Emissionsspektrum mit dem Gitterspektrometer vermessen und die relative Lichtleistung innerhalb des Bereiches von  $\pm 1$  nm um die Zentralwellenlänge von 794,8 nm ermittelt. Bei einer Gaussskurve liegt innerhalb des Bereiches der vollen Breite bei halben Maximum (FWHM: *engl. Full Width Half Maximum*) knapp 76% der Gesamtfläche. Demnach sollte die aus der Messung ermittelte relative Lichtleistung  $> 76\%$  sein, nachdem durch Variation der Temperatur und des Laserstroms das Lichtmaximum auf die Zentralwellenlänge abgestimmt und mehr als 28 W Ausgangsleistung erreicht wurde. Es wurde darauf verzichtet, an die gemessenen Spektren Gaussskurven anzupassen und die daraus erhaltene Linienbreite als Maß für die Bandbreite zu nehmen, da bei solchen Spektren teilweise erhebliche Abweichungen von einer GAUSS-förmigen Linienform auftreten. In Abb. 4.8 sind die Spektren zweier FAP-Systeme mit den entsprechenden Auswertungen gezeigt.

#### 4.1.3. Polarisations-Einheiten für das Pumplicht

Wie in Kap. 3.1 ausgeführt ist ein hoher Polarisationsgrad des zirkular polarisierten Pumplichtes sehr wichtig, um die maximal erzielbare Xenon-Polarisation mit der zur Verfügung stehenden Lichtleistung zu erhalten. Jedes absorbierte Photon, welches aufgrund anderer Polarisationsanteile nicht erwünschte optische Übergänge anregt, senkt die Rubidium-Polarisation. Die kommerziell lieferbare Polarisations-Einheit von COHERENT garantiert nur zirkulare Polarisationsgrade von  $> 96\%$ . Da es aber möglich sein sollte, Polarisationsgrade über 99% zu erzielen, wurden zwei eigene Polarisations-Einheiten aufgebaut.

Um einen unpolarisierten Lichtstrahl zirkular zu polarisieren, muss er zunächst linear polarisiert werden, bevor er mittels  $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert wird. Bei der Auswahl der optischen Komponenten muss darauf geachtet werden, dass bei Verwendung der Hochleistungs-Halbleiterlaser Flächenleistungsdichten von bis zu  $20 \text{ W/cm}^2$  auftreten, dennoch Laserstrahlen mit Durchmessern von bis zu 3 cm polarisiert werden müssen. Zur Linear-Polarisierung eignen sich so genannte Polarisations-Strahlteilerwürfel (auch Dünnschicht-Polarisator genannt), welche aus zwei zu einem Würfel zusammengekitteten Prismen bestehen (BERNH. HALLE NACHF.). Ihre dielektrische Teilerschicht besitzt



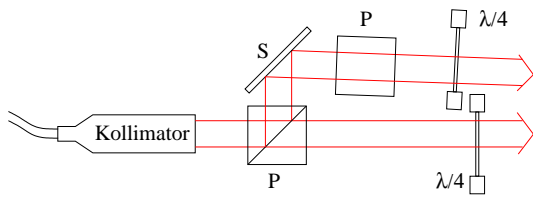


Abbildung 4.9.:

Schema einer der beiden Polarisationseinheiten für das Pumplicht. Das Licht aus der Glasfaser wird mit einem Kollimator gebündelt und durch zwei Polarisations-Strahlteilerwürfel (P) linear polarisiert. Der Spiegel (S) ist so justiert, dass sich die beiden Teilstrahlen am Ort der Pumpzelle überlagern. Die Achsen der  $\lambda/4$ -Plättchen sind ebenso wie die Linearpolarisationen um  $90^\circ$  zueinander gedreht.

eine sehr hohe Transmission für die parallel zur Einfallsebene schwingende Komponente (ca. 97%), wohingegen die Transmission der senkrecht schwingenden Komponente geringer als 0,04% ist (Löschungsverhältniss<sup>2</sup> von 1:2500). Die um  $90^\circ$  reflektierte Lichtwelle hingegen besitzt noch ca. 3% Linearpolarisation in der falschen Ebene, weshalb die kommerziell erhältlichen Polarisations-Einheiten, welche nur einen Strahlteilerwürfel verwenden, Zirkular-Polarisationen von größer 97% nicht erzielen können. Dieser Anteil an unerwünschter Linearpolarisation wird aus dem zweiten Teilstrahl heraus gefiltert, indem nach dem Umlenken mittels eines dielektrischen Spiegels<sup>3</sup> ein zweiter Polarisations-Strahlteilerwürfel eingesetzt wird, bei dem die Einfallsebene um  $90^\circ$  gegenüber dem ersten Würfel gedreht ist. Die beiden Lichtstrahlen mit zueinander um  $90^\circ$  gedrehter Linearpolarisation müssen nun noch durch je eine  $\lambda/4$ -Platte geführt werden, deren Achsen zueinander ebenfalls um  $90^\circ$  gedreht sein müssen, damit die beiden Teilstrahlen dieselbe Zirkularpolarisation besitzen. Für die  $\lambda/4$ -Platten wurden Doppelplatten aus Quarz nullter Ordnung (*engl.* zero order) gewählt (LINOS PHOTONICS), da deren Gangunterschied eine geringere Temperaturabhängigkeit aufweist als der bei Quarz-Einzelplatten höherer Ordnung (*engl.* low order). Die höhere Neigungsabhängigkeit des Gangunterschiedes gegenüber Platten mit höherer Ordnung wirkt sich bei einem fest justierten System nicht negativ aus, vielmehr erlaubt sie bei der Justage durch geringfügiges Kippen der  $\lambda/4$ -Platte eine noch bessere Anpassung auf die verwendete Wellenlänge, ohne dass dadurch merkliche Reflexionsverluste auftreten. In Abb. 4.9 ist schematisch eine der beiden Polarisationseinheiten gezeichnet. Bei der Justage der  $\lambda/4$ -Platten der beiden Polarisations-Einheiten muss noch zusätzlich darauf geachtet werden, dass die Helizität der Laserstrahlen, die aus der entgegengesetzten Richtung auf die Pumpzelle treffen, das entgegengesetzte Vorzeichen haben muss.

Die Charakterisierung und dementsprechend die Messung der Lichtpolarisation kann mit Hilfe der Stokes-Parameter geschehen. Auf Einzelheiten dieses Formalismus soll hier nicht weiter eingegangen werden, dies ist in Lehrbüchern [Hec87] [Jac82], oder zusammenfassend in [Kil97] Kap. 5.2 zu finden. Daraus ergibt sich, dass zur Bestimmung des Polarisationsgrades die Lichtintensität hinter einem drehbaren Linearpolarisator in Abhängigkeit des Drehwinkels gemessen werden muss. Die sich ergebenden Messpunkte müssen auf einer  $\cos^2$ -Kurve liegen. Nach einer Anpassung können die Maximal- und

<sup>2</sup>Das Lösungsverhältnis gibt bei Linearpolarisatoren das Verhältnis der Lichtintensitäten zwischen der falschen und richtigen Polarisationsrichtung des transmittierten Lichtstrahls an.

<sup>3</sup>Dielektrische Spiegel, oder auch nur Glasplatten, können die Lichtpolarisation verändern, weshalb nach den Polarisations-Elementen möglichst wenige optische Elemente stehen sollten.

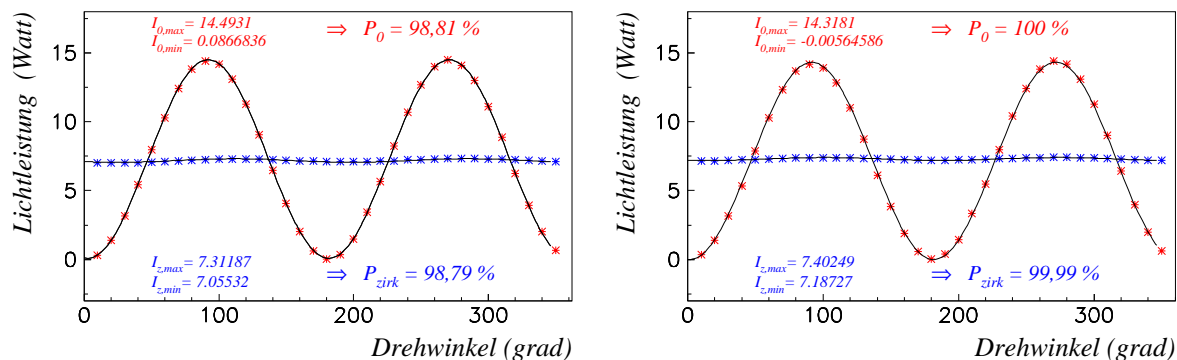


Abbildung 4.10.:

Messungen der Lichtintensität hinter einem drehbaren Linearpolarisator in Abhängigkeit des Drehwinkels und Auswertung der Lichtpolarisation gemessen hinter dem Strahlteilerwürfel-Polarisator ( $\cos^2$ -Kurve mit großer Amplitude, Ergebnisse: oben) und hinter der  $\lambda/4$ -Platte ( $\cos^2$ -Kurve mit kleiner Amplitude, Ergebnisse: unten). Links ist die Messung desjenigen der vier Teilstrahlen mit dem niedrigsten, rechts derjenige mit dem höchsten Polarisationsgrad gezeigt.

Minimalwerte ( $I_{max}$ ,  $I_{min}$ ) ermittelt werden und daraus der Linearanteil der Polarisation gemäß

$$P_{lin} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.1)$$

ermittelt werden. Für eine vollständig linearpolarisierte Lichtwelle würde sich bei solch einer Messung hinter einer  $\lambda/4$ -Platte der Zirkularanteil zu

$$P_{zirk}^{ideal} = \sqrt{1 - P_{lin}} \quad (4.2)$$

ergeben. Da die in den Polarisations-Einheiten verwendeten Polarisations-Strahlteilerwürfel üblicherweise nicht ideal 100% linear polarisiertes Licht erzeugen, muss diese Messung zuerst vor den  $\lambda/4$ -Platten durchgeführt werden und daraus der Polarisationsgrad  $P_0 \leq 1$  gemäß Gl. 4.1 bestimmt werden. Nach optimaler Justage der  $\lambda/4$ -Platten muss diese Messung nochmals hinter jenen durchgeführt werden. Der sich letztlich ergebenden Grad an Zirkularpolarisation errechnet sich zu

$$P_{zirk}^{real} = \sqrt{P_0^2 - \left( \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \right)^2} \leq P_{zirk}^{ideal} \quad (4.3)$$

In Abb. 4.10 sind die Ergebnisse für zwei Teilstrahlen gezeigt. Es ist deutlich zu sehen, dass die letztlich erzielbare Zirkularpolarisation im Wesentlichen vom Grad der Linearpolarisation vor dem  $\lambda/4$ -Plättchen abhängt. Mit dem Eigenaufbau der beiden Polarisations-Einheiten ist es gelungen, die Zirkularpolarisation aller vier Teilstrahlen auf nahezu 99% zu steigern.

## 4.2. Bestimmung der Rubidium-Elektronen-Polarisation

Aus den Ergebnissen in Kap. 3.1 ist ersichtlich geworden, dass die Höhe der Rubidium-Elektronen-Polarisation  $P_{Rb}$  ein ausschlaggebendes Maß für die erzielbare  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation  $P_{Xe}$  ist ( $P_{Xe} \propto P_{Rb}$ ). Wiederum wurde gezeigt, dass die maximal mögliche Rubidium-Polarisation von der Zahl der absor-

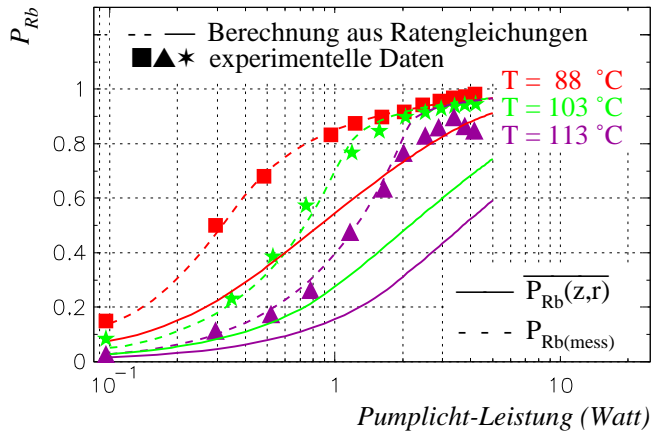


Abbildung 4.11.:

Versuch zur Bestimmung der Rb-Polarisation  $P_{Rb}$  aus Absorptionsmessungen des Probestrahls und Vergleich mit den aus dem Ratenmodell angepassten Daten.

bierbaren Photonen und den Dichteverhältnissen in der Pumpzelle abhängen. Demnach ist es wichtig, die Rb-Teilchendichte in der Pumpzelle genau zu kennen, welche aber nicht allein durch den einstellbaren Parameter der Temperatur bestimmbar ist (vgl. Kap. 3.1.5). Hierfür sind zusätzliche Messmethoden nötig. In den folgenden Unterkapiteln soll auf die möglichen Methoden zur Bestimmung der Rb-Polarisation eingegangen werden.

#### 4.2.1. Messungen mittels Kleinsignal-Absorption

Aus der Kombination der Gleichungen für die Rubidium-Polarisation  $P_{Rb} = \frac{N_2 - N_1}{N} = -\frac{N_1 - N/2}{N/2}$  (vgl. Abb. 3.1) und dem BEERSchen Absorptionsgesetz  $I = I_0 e^{-\alpha l} = I_0 e^{-\sigma(N_g - N_a)l} = I_0 e^{-\sigma^+ N_1 l}$ , wobei das letzte Gleichheitszeichen für das optische Pumpen von Rubidium mit  $\sigma^+$ -Licht gilt und die Besetzungszahl der angeregten Zustände vernachlässigt wird, lässt sich mit drei unterschiedlichen Transmissionsmessungen eines schwachen Probestrahls theoretisch die Rubidium-Polarisation berechnen (experimentelle Realisierung siehe Abb. 4.21). Mit den am Lock-In-Verstärker gemessenen Spannungen

$$\begin{aligned} U_0 &= \text{Transmission auerhalb der Resonanz} && \propto I_0 \\ U_k &= \text{Kleinsignal - Transmission} && \propto I_0 e^{-\alpha_0 l} \\ U_p &= \text{Transmission beim opt. Pumpen} && \propto I_0 e^{-\alpha l} \end{aligned} \quad (4.4)$$

und der Besetzung  $N_1 = \frac{N}{2}$  bei Kleinsignal-Absorption  $\Rightarrow \alpha_0 = \sigma \frac{N}{2}$  folgt letztlich für die messbare Polarisation

$$P_{Rb(mess)} = \frac{\ln\left(\frac{U_p}{U_k}\right)}{\ln\left(\frac{U_0}{U_k}\right)}. \quad (4.5)$$

Mit dieser Messvorschrift wurden u.a. bei unterschiedlichen Temperaturen die  $P_{Rb(mess)}$  für variierende Pumpstrahl-Leistungen bestimmt (siehe Symbole in Abb. 4.11). Bei Laserleistungen oberhalb von drei Watt würde sich die Rb-Polarisation  $> 90\%$  ergeben. Hierbei wurde aber vernachlässigt, dass der Pumpstrahl eine GAUSS-förmige Intensitätsverteilung besitzt und somit die Polarisation auch radial Ortsabhängig ist. So kann gezeigt werden, dass der gemessene Wert  $P_{Rb(mess)}$  i.A. höher ist, als der

Mittelwert  $\overline{P_{Rb}(z, r)}$ . Mittels numerischer Simulationen<sup>4</sup> konnten sowohl die Werte für  $P_{Rb(mess)}$ , als auch für  $\overline{P_{Rb}(z, r)}$  berechnet werden. Durch Variation der Rb-Teilchendichte im Simulationsprogramm konnten die berechneten Werte für  $P_{Rb(mess)}$  den Messwerten angepasst werden und somit die mittlere Rb-Polarisation bestimmt werden (siehe Linien in Abb. 4.11). Bei den hohen Laserleistungen, wie sie beim optischen Pumpen verwendet werden, überschätzt der gemessene Wert  $P_{Rb(mess)}$  grob die mittlere Rb-Polarisation, die wegen des Sättigungsverhaltens von  $P_{Rb(mess)}$  nur sehr ungenau bestimmbar ist.

#### 4.2.2. Vorversuche an einem FARADAY-Polarimeter

In der Literatur werden zur Bestimmung der Rb-Polarisation zwei unterschiedliche Methoden beschrieben. Zum einen die Bestimmung der Alkalimetall-Teilchendichte und -Polarisation über die Rotation der Polarisations Ebene eines Probestrahls nahe der Resonanz aufgrund des FARADAY-Effektes [Dul91, Ste97, Wu86], zum anderen die orts aufgelöste Bestimmung der Rb-Polarisation mittels optisch detektierter Magnet-Resonanz an Hyperfeinzuständen von Rubidium [App99, Bar98a, You97].

Da in [Kil97] bereits Erfahrungen mit dem im Physikalischen Institut 2 (Prof. K. RITH) der Universität Erlangen aufgebauten FARADAY-Polarimeter [Bec95] gesammelt wurden, sollte mit Vorversuchen an einem in Erlangen befindlichen Test-System für Rubidium-Dichte- und -Polarisationsmessungen [Nag98] gezeigt werden, ob eine Übernahme der dortigen Messmethode zur Polarisationsbestimmung an der Apparatur zur Erzeugung von hyperpolarisiertem Xe-Gas möglich wäre. Das in Erlangen entwickelte System wurde für eine optisch gepumpten Spinaustauschquelle [Ste95] (LDS, engl. laser driven source) zur Kernspin-Polarisation von Wasserstoff oder Deuterium entwickelt, welche bei relativ geringen Drücken in der Pumpzelle ( $p_{tot} < 1$  mbar) und relativ hohem Magnetfeld  $\approx 100$  mT arbeitet. Um zu simulieren, ob jenes FARADAY-Polarimeter auch bei Bedingungen, wie sie beim optischen Pumpen von Edelgasen bestehen ( $p_{tot} > 1$  bar,  $B_0 \approx 10$  mT), gut arbeitet, sollten mit diesen Parameter an dem Test-System Messungen durchgeführt werden. Die daraus resultierenden Ergebnisse werden hier mit einigen grundlegenden Erläuterungen gezeigt.

#### Physikalische Grundlagen des FARADAY-Polarimeters

Wird ein linear polarisierter Probe-Laserstrahl parallel zu einem äußeren Magnetfeld  $B_0$  durch Alkalimetall-Dampf geführt, so führt der FARADAY-Effekt, der u.a. auch für den Photonen-HALL-Effekt verantwortlich ist [Rik97], zu einer Drehung der Polarisations Ebene, wenn seine Wellenlänge nahe einer Absorptionslinie ist. Die Stärke dieser doppelbrechenden Eigenschaft hängt von  $B_0$ , von der Flächendichte  $Nl$  (Teilchendichte  $\times$  Wechselwirkungslänge) und von der Wellenlänge  $\lambda$  des Probelasers ab, woraus sich der Drehwinkel  $\vartheta_F$  ergibt

$$\vartheta_F = \frac{\pi l}{\lambda} [n^-(\lambda, B) - n^+(\lambda, B)] = V(\lambda, B) Nl. \quad (4.6)$$

Hier sind  $n^\pm$  die aufgrund der ZEEMAN-Aufspaltung unterschiedlichen Brechungsindizes für die beiden  $\sigma^\pm$ -Komponenten des linear polarisierten Probelaserstrahls.  $V(\lambda, B)$  ist als VERDET-Konstante

<sup>4</sup>Dabei wird in kleinen Scheiben entlang der Pumpzelle für Kreisringe gleicher Fläche die absorbierte Laserleistung und mit Hilfe der Ratengleichungen aus Kap. 3.1.4 die Rb- und Xe-Polarisation berechnet. Diese Rechnungen wurden von Dr. M. Kempe durchgeführt.

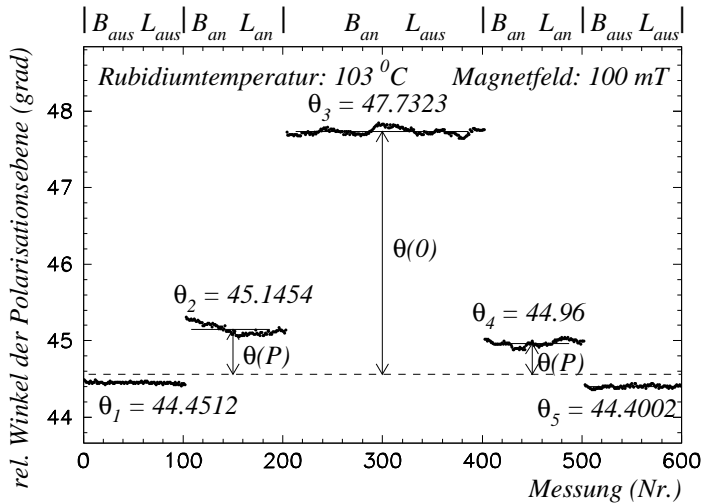


Abbildung 4.12.:

Verwendetes Messschema zur Bestimmung der Rb-Teilchendichte und -Polarisation am Erlangener FARADAY-Polarimeter. Es wurden fünf Messungen mit drei unterschiedlichen Einstellungen gemacht:

- $B_{aus} L_{aus}$  ohne Pumplaser  
ohne Magnetfeld
- $B_{an} L_{an}$  mit Pumplaser & Magnetfeld  
(Messung von  $P_{Rb}$ )
- $B_{an} L_{aus}$  mit Magnetfeld,  
ohne Pumplaser  
(Dichtemessung)

bekannt und lässt sich aus der Theorie berechnen [Dul91]. Sind nun die  $S_{1/2}$ -Grundzustände ungleich besetzt (Elektronenpolarisation  $P_{Alk}$ ) so ändern sich  $n^\pm$  zusätzlich. Mit  $\theta(0)$  für den Drehwinkel ohne Polarisation und  $\theta(P)$  für den mit Polarisation lässt sich Gl. 4.6 umschreiben in

$$\vartheta_F = \theta(0) + P_{Alk} \theta(P) = \theta(0) [1 + P_{Alk} \alpha(\lambda, B)], \quad (4.7)$$

wobei sich  $\alpha(\lambda, B) \equiv \frac{\theta(P)}{\theta(0)}$  (in diesem Zusammenhang als Alphakonstante bezeichnet) ebenfalls aus der Theorie berechnen lässt. Hieraus ergibt sich demnach polarisations- und dichteabhängig der Drehwinkel in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Probelasers und des äußeren Magnetfeldes [Ste97].

### Ergebnisse der Testmessungen

Mit einem festen Messschema (siehe Abb. 4.12) wurden für unterschiedliche Bedingungen die Rb-Dichte und -Polarisation bestimmt (siehe Tab. 4.1). Aus den Messungen ergibt sich eine gute Übereinstimmung der Dichtemessungen bei unterschiedlichen  $B_0$ -Feldstärken. Polarisationswerte konnten nur für Vorvakuumdruck in der Pumpzelle bestimmt werden, was trotz der moderaten Rb-Teilchendichten nicht erklärlich war. Die im Verhältnis zur hohen Rb-Seitenarm-Temperatur von  $141^\circ C$  sehr niedrigen Rb-Teilchendichten waren jedoch einfach zu erklären. Der Seitenarm, in dem sich das Rubidium befand, war durch eine Kapillare ( $\varnothing = 2 \text{ mm}$ ,  $l = 2 \text{ cm}$ ) zur Pumpzelle verbunden, welches ein Diffundieren der Rb-Atome in die Pumpzelle bei höheren Drücken nahezu unmöglich machte. Nach dem Einlassen von  $1 \text{ mbar N}_2$  in die Pumpzelle dauerte es zwei Stunden bevor ein Absorptionssignal gesehen werden konnte. Bei noch höheren Drücken konnte selbst nach Heizen über mehrere Tage keine Absorption gesehen werden und folglich auch keine FARADAY-Messungen durchgeführt werden. Demnach konnte mit diesen Testmessungen nur gezeigt werden, dass das Erlangener FARADAY-Polarimeter-System auch bei  $B_0$ -Feldstärken von  $10 \text{ mT}$  zuverlässig arbeitet, nicht aber wie es sich bei Drücken oberhalb von  $0,2 \text{ bar}$  verhalten würde, ab denen die Druckverbreiterung der dominierende Faktor ist. Es ist jedoch wahrscheinlich, dass auch bei höheren Drücken die Teilchendichte und Polarisation mit Hilfe eines Faraday-Polarimeters bestimmt werden kann. Möglicherweise muss das Programm zur Bestimmung der VERDET- und Alphakonstante für diese Bedingungen angepasst werden.

Tabelle 4.1.: Ergebnisse der Faradaymessungen durchgeführt an der Universität Erlangen

$T$		$B_0 = 10\text{mT}$	$B_0 = 20\text{mT}$	$B_0 = 100\text{mT}$	$p_{N_2}$
80 °C	$\rho_{Rb}$	$0,37 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$0,45 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$0,48 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$< 10^{-3} \text{ mbar}$
	$P_{Rb}$	30 %	30 %	23 %	
103 °C	$\rho_{Rb}$	$2,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$< 10^{-3} \text{ mbar}$
	$P_{Rb}$	6 %	7 %	30 %	
141 °C	$\rho_{Rb}$	$0,77 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$0,89 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$	1 mbar

### 4.3. On-line NMR zur Kontrolle der $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation

Die letztlich wichtigste Größe in der Pumpzelle, auf deren Maximierung hin alle Parameter optimiert werden müssen, ist die erzielte  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation. Um nicht immer die aufwendige Messung am 3-T Tomographen durchführen zu müssen, welche unter Umständen auch falsche Schlüsse zulässt (siehe Kap. 5.2.2), sollte ein *on-line* NMR-Experiment bei 10mT direkt an der Pumpzelle realisiert werden. Die in der Literatur beschriebenen Messungen der Kernspin-Polarisation von  $^3\text{He}$  oder  $^{129}\text{Xe}$  wurden mit vielerlei Methoden durchgeführt. So wird in der Universität PRINCETON die Kernspin-Polarisation indirekt über den durch die Alkalimetall-Absorption induzierten elliptischen Anteil des vor der Zelle linear polarisierten Lichts einer Rb-Resonanzlampe gemessen. Dieses Signal ist proportional zu der Teilchendichte der Spin-polarisierten  $^{129}\text{Xe}$  Atome, da die sehr kurzlebige ( $\approx 1\text{msec}$ ) Rb-Polarisation durch Spinaustausch vom Xenon-Kernspin erzeugt wird [Zen85]. CHUPP et al. haben die Methode des schnellen adiabatischen Übergangs realisiert, um die Kernspin-Polarisation innerhalb ihrer  $^3\text{He}$ -Pumpzelle zu messen [Chu87].

#### 4.3.1. Aufbau des gepulsten *on-line* NMR-Experimentes

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein gepulstes *on-line* NMR-Experiment, wie es auch an Tomographen durchgeführt wird, aufgebaut [Kil99b]. Wegen der niedrigen  $B_0$ -Feldstärke von etwa 10mT beträgt die Resonanzfrequenz des  $^{129}\text{Xe}$ -Kernspins nur 120kHz. In Abb. 4.13 sind die hierfür verwendeten Komponenten gezeigt. Die  $B_0$ -,  $B_1$ - und Empfangs-Spulen sind jeweils senkrecht zueinander ange-

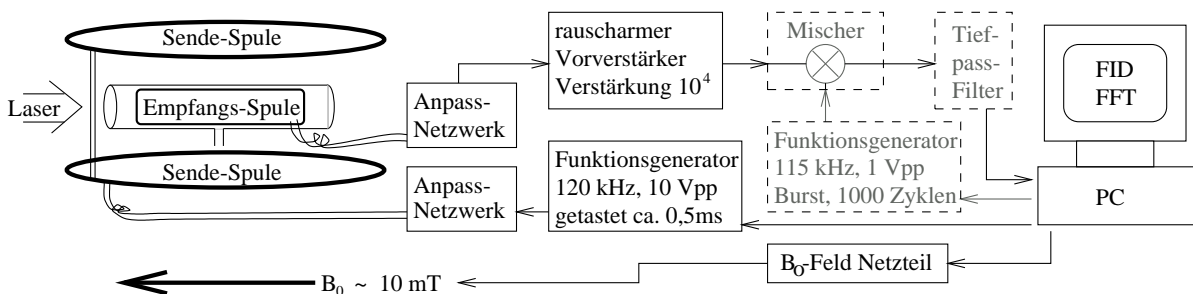


Abbildung 4.13.:

Schematische Darstellung der verwendeten Komponenten für das *on-line* NMR-Experiment. Links ist die gekreuzten NMR-Spulenordnung gezeigt. Die  $B_0$ -Feld-Spule ist nicht dargestellt, nur die Richtung des von ihr erzeugten Feldes (weitere Komponenten siehe Text).

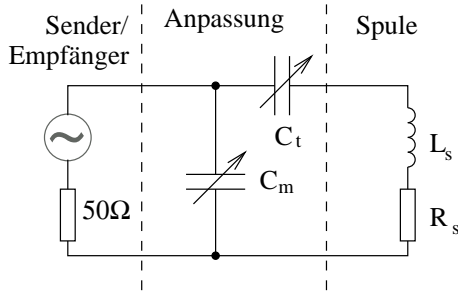


Abbildung 4.14.: Kapazitive Anpassung einer HF-Spule an die jeweilige Frequenz mittels des Kondensators  $C_t$  (Tuning) und an die entsprechende Impedanz (meist  $50\Omega$ ) mittels des Kondensators  $C_m$  (Matching).

ordnet. Sowohl die Sendespule, welche als HELMHOLTZ-Konfiguration ausgeführt ist, als auch die Oberflächen-Empfangsspule<sup>5</sup> müssen auf die Resonanz-Frequenz von 120kHz abgestimmt und an die Impedanz  $Z$  (meist  $50\Omega$ ) des Senders bzw. Empfängers angepasst werden. Dies geschieht üblicherweise über eine kapazitive Anpassung wie in Abb. 4.14 gezeigt. Aus den komplexen Widerständen eines Kondensators  $Z_C = \frac{1}{i\omega C}$  und einer Spule  $Z_L = i\omega L$  ergibt sich für den Betrag der Gesamtimpedanz des Spulen-Anpassungs-Systems

$$|Z| = \frac{\sqrt{\left(\Re R_s - \Im \frac{R_s}{\omega C_m}\right)^2 + \left(\frac{R_s^2}{\omega C_m} + \Re \Im\right)^2}}{R_s^2 + \Im^2}, \quad (4.8)$$

wobei  $\Re = \frac{L_s}{C_m} - \frac{1}{\omega^2 C_t C_m}$  und  $\Im = \omega L_s - \frac{1}{\omega C_t} - \frac{1}{\omega C_m}$  sind. Zur Erzeugung des 120kHz Sendepulses der Länge  $\tau$  wurde ein Funktionsgenerator verwendet, dessen Ausgang mittels eines TTL-Signals gesteuert werden kann (PREMA, Arb1000). Da selbst kleinste Untergrundsignale bei der Resonanzfrequenz die Kernspin-Polarisation zerstören können (siehe Gl. 2.29), genügt es nicht, das Sendesignal mittels Amplituden-Modulation zu unterdrücken, vielmehr muss der Ausgang des Senders wirklich abgeschaltet werden. Das Signal der Empfangsspule wurde mittels eines rauscharmen Vorverstärkers (STANFORD RESEARCH SYSTEMS, SR560) um bis zu  $10^4$  verstärkt. Bei den ersten Messungen des *on-line* Signals wurde das Detektionssignal auf 5kHz herunter gemischt, da nur eine ADC-Karte mit maximaler Abtastfrequenz von 100kHz zur Verfügung stand. Hierzu wurde das Empfangssignal mit einem 115kHz Sinussignal von einem zweiten Funktionsgenerator (STANFORD RESEARCH SYSTEMS, DS345) gemischt und danach zur Unterdrückung der Träger- und Summen-Frequenzen mittels Tiefpass ( $f_g \approx 8\text{kHz}$ ) gefiltert. Nachdem eine ADC-Karte mit maximaler Abtastfrequenz von 2MHz zur Verfügung stand (NATIONAL INSTRUMENTS, DAQ PCI-6110E), konnte auf die Elemente, welche in Abb. 4.13 gestrichelt gezeichnet sind, verzichtet werden und das verstärkte Empfangssignal direkt abgetastet werden. Ein Problem bei der Detektion des NMR-Signals mittels der gekreuzten Spulen-Anordnung ist, dass ein völliges Entkoppeln von Sende- zu Empfangsspule nicht möglich ist. Demnach wird von der Sendespule resonant in die Empfangsspule Leistung vom  $B_1$ -Feld eingekoppelt. Dies führt aufgrund des Nachschwingens der Sendespule zu starken Störsignalen während der Detektionsphase. Da aber dieses durch Übersprechen erzeugte Signal sowie auch das eigentliche NMR-Signal bezüglich aufeinanderfolgender gepulster NMR-Experimente phasenstarr sind, kann durch Subtraktion eines Untergrundsignals  $S_U$  vom eigentlichen NMR-Signal  $S_{\text{NMR}}$  das Überkoppeln nahezu gänzlich unterdrückt werden (siehe Abb B.3). Das Untergrundsignal wird aufgezeichnet indem die  $B_0$ -Feldstärke

<sup>5</sup>Diese Spulen wurden im Rahmen einer Diplomarbeit für ein Protonen-NMR-Experiment gebaut und sind dort näher charakterisiert [Sey97].

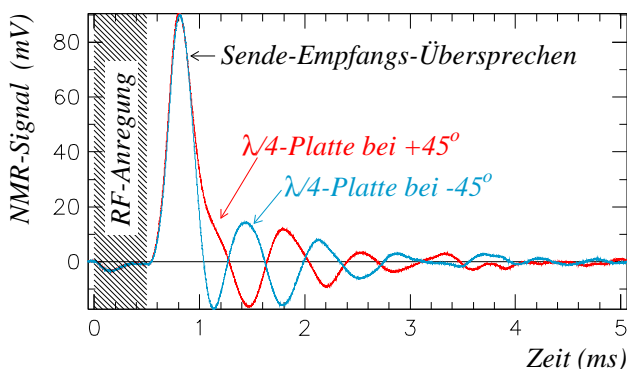


Abbildung 4.15.:  
Signale der *on-line* NMR beim optischen Pumpen des  $\sigma^+$  – und  $\sigma^-$  –Überganges der Rubidium D1-Linie.

soweit geändert wurde, dass die Resonanzfrequenz deutlich von 120 kHz verstimmt wurde.

Zur Steuerung des Sendepulses (Pulslänge  $\tau$ , Pulsamplitude und Pulsabstand), der Variation der  $B_0$ –Feldstärke (neben, auf Resonanz) und der gesamten Datenaufnahme wurde ein LabVIEW<sup>TM</sup>-Programm geschrieben (siehe Anh. B), welches nach einer vorgegebenen Anzahl von Messungen von  $S_{\text{NMR}}$  und  $S_U$  die Differenz  $\overline{S_{\text{NMR}}} - \overline{S_U}$  bildet und das so gewonnene NMR-Signal einer schnellen Fouriertransformation (*engl.* **F**ast **F**ourier **T**ransformation, FFT) unterwirft. Die sich ergebende Signalamplitude bei 120 kHz (5 kHz, bei Demodulation) ist ein direktes Maß für die relative  $^{129}\text{Xe}$  Kernspin-Polarisation.

#### 4.3.2. Messungen mittels *on-line* NMR

Bei den ersten Messungen wurde ein Speicheroszilloskop eingesetzt. Anhand der in Abb. 4.15 gezeigten Messungen, bei denen das Messsignal noch auf 5 kHz demoduliert wurde, sind sehr anschaulich die spezifischen Eigenheiten dieser NMR-Anordnung zu sehen. Während des Anregungspulses wird der Eingang des rauscharmen Vorverstärkers mittels des TTL-Impulses weggeschaltet, welcher die beiden Funktionsgeneratoren zur Erzeugung der Sende- und Demodulations-Signale ansteuert. Danach ist aufgrund des Nachschwingens der Sendespule ein starkes Übersprechsignal zu sehen, das aber für beide Messungen identisch ist. Das eigentliche Signal kann ab etwa 0,5 ms nach dem Ende des Sendepulses direkt beobachtet werden. Dreht man die  $\lambda/4$ -Platte von  $-45^\circ$  auf  $+45^\circ$ , so wechselt man beim optischen Pumpen z.B.<sup>6</sup> vom  $\sigma^+$  – auf den  $\sigma^-$  –Übergang. Die Polarisationsrichtung des Elektronen-Spins wird somit um  $180^\circ$  gedreht und letztlich auch die des  $^{129}\text{Xe}$  Kernspins. Diese Spiegelung der Kernmagnetisierung führt, wie aus Abb. 4.16 zu ersehen ist, zu einer um  $180^\circ$  phasenversetzten Präzession

<sup>6</sup>Abhängig von welcher Richtung aus, bezogen auf das  $B_0$ –Feld, man das Pumplicht einstrahlt.

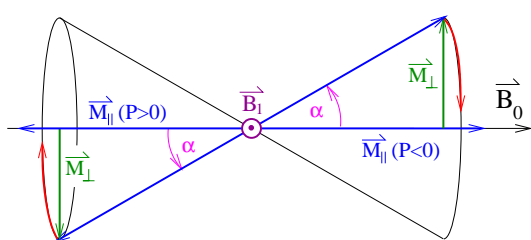
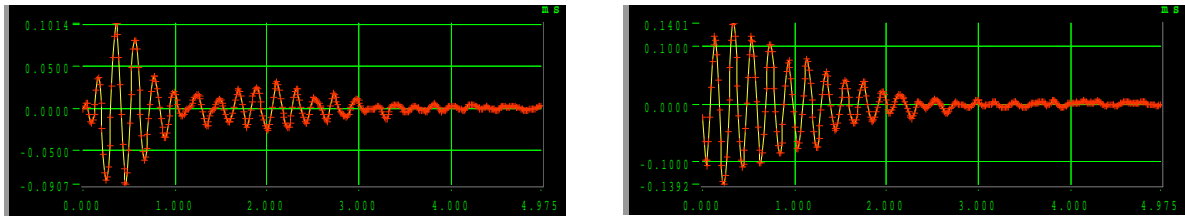


Abbildung 4.16.:

Schema zur Erklärung des  $180^\circ$  –Phasenversatzes des NMR-Signals beim optischen Pumpen des  $\sigma^+$  – oder  $\sigma^-$  –Überganges der Rb-D1-Linie. Gezeigt sind im rotierenden Koordinatensystem die Längsmagnetisierungen ( $\vec{M}_{\parallel}(P \leq 0)$ ) vor dem Anlegen des  $B_1$  –Feldes und die Quermagnetisierungen  $\vec{M}_{\perp}$  danach. Aufgrund des gleichen Drehsinns von  $\vec{M}_{\parallel}$  um  $\vec{B}_1$  sind  $\vec{M}_{\perp}(P < 0)$  und  $\vec{M}_{\perp}(P > 0)$  um  $180^\circ$  phasenversetzt, drehen aber in der gleichen Richtung um  $\vec{B}_0$ .





(a) on-line Signal ohne Zusatzstrom

(b) on-line Signal mit 39 mA Zusatzstrom

Abbildung 4.17.:

Vergleich von *on-line* NMR FIDs ohne und mit Zusatzstrom in einer Teilspule des HELMHOLTZ-Spulenpaares für das  $B_0$ -Feld (Grundstrom  $\approx 1,5\text{ A}$ ).

der Quermagnetisierung  $\vec{M}_\perp$  und demnach auch zu einem um  $180^\circ$  phasenversetzten Detektionssignal in der Empfangsspule.

#### Shim der $B_0$ -Feld-HELMHOLTZ-Spule

Aus Gl. 2.27 geht hervor, dass Feldinhomogenitäten die  $T_2^*$ -Zeit verkürzen, welches zu einem schnelleren Abklingen eines FIDs führt. Am hauseigenen 3-T Tomographen können mit Hilfe von so genannten Shimspulen, Zusatzfelder bis zur vierten Ordnung (bezogen auf eine Entwicklung nach Kugelfunktionen) erzeugt werden, die verbleibende Inhomogenitäten des  $B_0$ -Feldes sehr gut kompensieren [Bau97]. Bei der *on-line* NMR-Messanordnung ist es möglich, durch Aufschalten eines kleinen Zusatzstroms auf eine Teilspule des HELMHOLTZ-Spulenpaares für das  $B_0$ -Feld, einen Gradienten  $G_z = \frac{\partial B_z}{\partial z}$  entlang des  $B_0$ -Feldes ( $z$ -Achse) zu erzeugen. Für den Fall von Asymmetrien entlang des  $B_0$ -Feldes ist es durch die richtige Wahl des Zusatzstroms möglich, das Feld innerhalb des Detektionsvolumens homogener zu machen, wie in Messungen am *on-line* NMR-Aufbau gezeigt werden konnte (siehe Abb. 4.17).

#### Flipwinkel-Kalibration

Da das von der Sendespule erzeugte  $B_1$ -Feld proportional zu der angelegten Spannung  $U_{B_1}$  des Senders (in diesem Fall dem PREMA Funktionsgenerator) ist und das  $B_1$ -Feld proportional zum Flipwinkel (vgl. Gl. 2.29), ergibt sich für die Stärke  $S_{\text{NMR}}$  des Empfangssignals mit Gl. 2.30

$$S_{\text{NMR}} \propto \sin \alpha \quad \text{mit} \quad \alpha \propto \tau U_{B_1}, \quad (4.9)$$

solange während der Anregung nur eine vernachlässigbare Relaxation der Quermagnetisierung stattfindet (d.h.  $T_2^* \gg \tau$ ). Variiert man die Sendespannung und stellt sicher, dass die Magnetisierung  $M_0$  vor jeder Messung gleich ist, so kann der Signal-Spannungs-Verlauf mittels einer Sinuskurve angepasst werden, woraus sich die Flipwinkel für die entsprechenden Sendespannungen ergeben. Des weiteren sollte das Produkt aus  $\tau \cdot U_{\alpha=90^\circ}$  bei Variation der Pulslänge  $\tau$  konstant bleiben.

In Abb. 4.18 ist eine Messung der Signalabhängigkeit von der Sendespannung gezeigt, wobei die Pulslänge  $\tau = 0,5\text{ ms}$  betrug und die Signale bei Pulsamplituden von  $10 - 2\text{ V}_{\text{pp}}$  mit einem Einzelschuss gewonnen wurden. Bei Generatorspannungen von  $0,5\text{ V}_{\text{pp}}$  und  $1\text{ V}_{\text{pp}}$  musste über zehn Anregungen gemittelt werden. Hiermit konnte gezeigt werden, dass mittels dieser Messmethode auch bei Verwen-

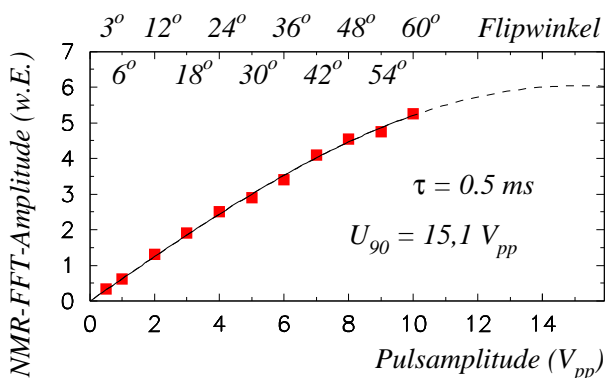


Abbildung 4.18.:

Flipwinkel-Kalibration bei der *on-line* NMR Messung. Die Messfehler liegen innerhalb der Symbole. Die Flipwinkel an der oberen  $x$ -Achse ergeben sich aus der Anpassung mittels einer Sinuskurve (vgl. Gl. 4.9).

dung von kleinen Flipwinkeln ( $\alpha \leq 10^\circ$ ) die relative  $^{129}\text{Xe}$ -Kernspin-Polarisation gemessen werden kann und somit nur kleine Polarisationsverluste durch diese Messung verursacht werden. Bei den Messungen an der Durchfluss-Apparatur wurden immer Flipwinkel von  $\alpha \approx 10^\circ$  verwendet und ein Signal durch Mittelung von zehn Anregungen gewonnen, welches zu einem Polarisationsverlust von ca.  $1 - \cos^{10}(10^\circ) \approx 14\%$  pro Messung führt. Da solch eine Messung aber innerhalb von drei Sekunden durchgeführt wurde und jedes Xe-Atom etwa eine Minute in der Pumpzelle ( $> 2T_1$ ) verweilte, sollte dieser Verlust durch das optische Pumpen wieder kompensiert werden.

Solche Flipwinkel-Kalibrations-Messungen wurden auch für unterschiedliche Pulslängen ( $\tau = 0,5, 0,8, 1$  ms) durchgeführt, woraus sich für das Produkt von  $\tau \cdot U_{\alpha=90^\circ}$  die in Tab. 4.2 gezeigten Werte ergaben. Hieraus ist ebenso, wie aus den Abb. 4.15 und Abb. 4.17, zu erkennen ( $T_2^* \approx 1,5$  ms), dass man bei Anregungszeiten ab  $\approx 1$  ms die Verluste der Quermagnetisierung aufgrund der Spindephasierung nicht mehr vernachlässigen kann. Deshalb wurde dazu übergegangen, mit höheren Sendespannungen und kürzeren Anregungspulsen zu arbeiten ( $\tau = 0,2$  ms,  $U_{B1} = 5 V_{pp}$ ). Um bei diesen kurzen Anregungszeiten noch einen Flipwinkel von  $\alpha = 90^\circ$  zu erzielen, benötigt man Spannungen oberhalb von  $30 V_{pp}$ , welches nur mit einem zusätzlichen Verstärker möglich gewesen wäre. Da die Rauschleistungen von handelsüblichen Verstärkern, deren Ausgang nicht weggeschaltet (*engl.*: blanking) werden kann, auch ohne Eingangssignal eine nicht vernachlässigbare Leistung im Frequenzbereich der 120 kHz Resonanzfrequenz abgeben, sind diese für NMR-Messungen nicht geeignet, da sie die  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation stetig abbauen würden. Spezielle NMR-Verstärkern, deren Ausgangsstufen geschaltet werden können, arbeiten erst ab Frequenzen oberhalb mehrere hundert kHz und konnten deshalb hier nicht eingesetzt werden. Ein, in dem Fachlaboratorium 8.12 der PTB Berlin aufgebauter Verstärker, der die geforderten Bedingungen erfüllt, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr getestet werden.

Tabelle 4.2.:

Abhängigkeit des Produktes  $\tau \cdot U_{\alpha=90^\circ}$  bei Variation von  $\tau$ .

$\tau$ (ms)	0,5	0,8	1
$\tau \cdot U_{\alpha=90^\circ}$ (msV)	6,3	6,7	7,6

### $^{129}\text{Xe}$ Kernspin-Polarisations-Aufbau- und Relaxations-Zeiten

Ein wichtiger Parameter für die Erzeugung großer Mengen von hyperpolarisiertem Xe-Gas ist die Aufbauzeit der  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation (siehe Gl. 3.13). Trotz der Möglichkeit die Aufbauzeit aus den veröffent-

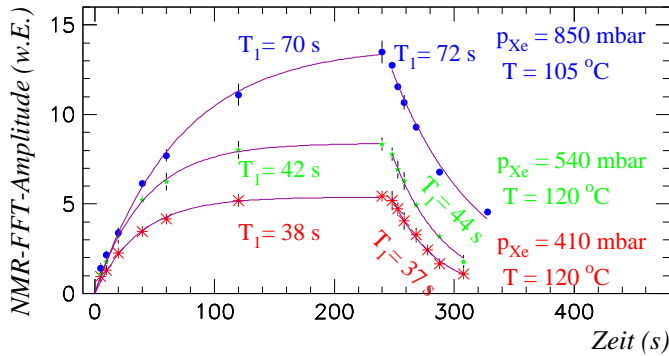


Abbildung 4.19.:

$^{129}\text{Xe}$  Kernspin-Polarisations-Aufbau- und Relaxations-Zeiten gemessen mittels der *on-line* NMR direkt an der optischen Pumpzelle (zyklische Apparatur, befüllt mit  $\approx 200\text{mbar}$   $\text{N}_2$  und Xe; Ti:Sa-Pumplaser).

lichten Raten abzuleiten (gemessen in [Cat92]), ist es wichtig jene direkt an der verwendeten Apparatur zu messen, da sich die apparativen Bedingungen zur Erzeugung großer, hoch polarisierter Gasmengen deutlich von denen unterscheiden, wie sie zur Bestimmung der Raten benutzt wurden.

Abb. 4.19 zeigt solche Messungen der Aufbauzeit der Polarisation, wie sie noch an der Apparatur zum zyklischen Pumpen mit dem Ti:Sa-Laser durchgeführt wurden. Um das System thermisch nicht zu beeinflussen, wurde der Laserstrahl nie unterbrochen. Zur Zerstörung der Kernspin-Polarisation vor jeder Messung wurden zehn Anregungspulse mit maximaler HF-Amplitude ( $\alpha \approx 70^\circ$ ) innerhalb von drei Sekunden eingestrahlt. Danach baut sich die Polarisation wieder auf und kann zu einem bestimmten Zeitpunkt mittels einer Einzelschuss-Messung gemessen werden. Zur Messung der Relaxations-Zeit wurde ebenso zuerst die  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation durch zehn Anregungspulse zerstört, um danach dem System zum Aufpolarisieren 30s Zeit zu geben. Nach Unterbrechung des Laserstrahls wird nach einer bestimmten Zeitspanne eine Einzelschuss-Messung durchgeführt. Dieses Vorgehen ermöglichte es, innerhalb kurzer Zeit viele reproduzierbare Messungen durchzuführen. So wurden je Messpunkt mindestens sieben Messungen durchgeführt. Die so erhaltenen Zeiten liegen in der selben Größenordnung wie bei [Cat92] angegeben, sind aber besonders für die kleinen Drücke fast um den Faktor zwei kürzer. Dies kann durch zusätzliche Relaxationskanäle, wie z.B. erhöhte Wandrelaxation, verursacht sein.

#### Abhängigkeiten von der Rb-Teilchendichte

Da die  $^{129}\text{Xe}$ -Kernspin-Polarisation proportional zur Rb-Polarisation ist, muss die Rb-Teilchendichte in der Pumpzelle durch die Wahl der Pumpzellen-Temperatur so eingestellt werden, dass mit der zur Verfügung stehenden Laserleistung möglichst alle Rb-Elektronen polarisiert werden. Auch hier sollte es für ideale Verhältnisse möglich sein, mittels der bekannten Dampfdruck-Gleichungen (z.B. [Kil26]) die optimale Temperatur zu berechnen. Da aber bei den hier absorbierten Laserleistungen ein nicht unerheblicher Wärmeeintrag direkt auf die Rb-Atome und durch Stöße auch auf die restlichen Gas-Atome stattfindet, ist es durchaus möglich, dass die Gastemperatur nicht der gemessenen Pumpzellen-Temperatur entspricht. Ebenso verändert die Bildung von Rb-Suboxide das Rb-Phasendiagramm (siehe Abb. 3.4) und demnach auch die Dampfdruck-Kurve.

In Abb. 4.20 sind für Xenon-Partialdrücke von 50 – 800 mbar die Temperaturabhängigkeit des *on-line* NMR-Signals gezeigt. Die im Durchflussbetrieb für maximales NMR-Signal um ca.  $30^\circ\text{C}$  höher liegende Temperatur als im statischen Betrieb zeigt, dass im Durchfluss die Rb-Teilchendichte nur durch zusätzliche Wärme von außen aufrecht erhalten werden kann. Ob dies daran liegt, dass die Rb-Atome zu schnell aus der Zelle weggetragen werden, oder sich die reale Gastemperatur in der Zelle

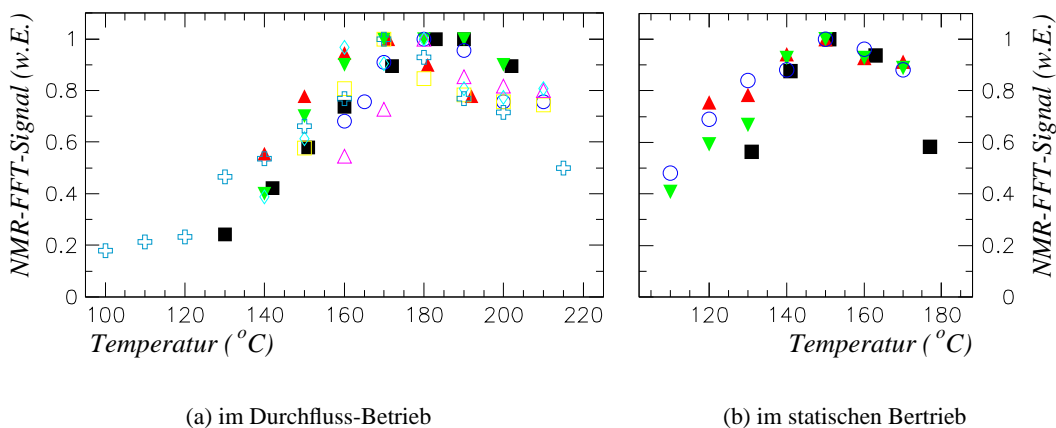


Abbildung 4.20.:

Temperaturabhängigkeit der  $^{129}\text{Xe}$ -Kernspin-Polarisation, gemessen mittels *on-line* NMR (Durchfluss-Apparatur, LD-Pumpleistung  $\approx 55\text{ W}$ ). Die verschiedenen Symbole entsprechen verschiedenen Xe-Partialdrücken.

verringert, konnte nicht geklärt werden. Wobei ersteres, bei den verwendeten mittleren Verweilzeiten der Atome in der Pumpzelle von  $\geq 1\text{ min}$  eher unwahrscheinlich erscheint. Zu erwähnen sei hier noch, dass bei der zuletzt verwendeten Pumpzelle die optimale Temperatur im Durchflussbetrieb (ca.  $100\text{ W}$  Laserleistung) bei ca.  $120^{\circ}\text{C}$  lag. Somit ist eine Messung der Temperatur-Abhängigkeit sehr wichtig zur Erzielung der maximal erreichbaren  $^{129}\text{Xe}$ -Kernspin-Polarisation und muss selbst bei der gleichen Rb-Befüllung öfter durchgeführt werden, um eventuelle Veränderungen des Dampfdruckes durch eine fortschreitende Oxidation des Rubidiums ausgleichen zu können.

#### 4.4. Apparatur zum zyklischen Pumpen

Die ersten Experimente zur Hyperpolarisierung von  $^{129}\text{Xe}$  durch Spinaustausch von optisch gepumpten Alkalimetall-Atomen wurden im Fachlaboratorium 8.12 mittels abgeschmolzenen Glaszellen, gefüllt mit einem Tropfen Rubidium, wenigen mbar  $\text{N}_2$  und etwa  $250\text{ mbar}$  nat. Xe durchgeführt. So wurden an einer derartigen Glaszelle erste Absorptionsmessungen während des optischen Pumpens mittels eines Probestrahls und NMR-Messungen im Tomographen gemacht. Um dem Ziel der Akkumulation von hyperpolarisiertem Xenon näher zu kommen, wurde in der ersten Hälfte dieser Arbeit die Apparatur zum zyklischen Pumpen stetig erweitert, bis sie den in Abb. 4.21 gezeigten Stand erreichte.

Die grün gezeichnete Glasapparatur besteht hauptsächlich aus der Pumpzelle (Fa. HELMA, Zylinder  $l = 10\text{ cm}$ ,  $r = 0,9\text{ cm}$ ) mit einem einzigen Ein- und Auslassstutzen. Die Fenster der Zellen besitzen optische Qualität. Vor dem Einbau der Glaseinheit mit der Pumpzelle wurde in diese Rubidium eingebracht. Hierzu wurde in einem Kunststoffbeutel mit Innenhandschuhen (*engl.* glove-bag) unter Stickstoff-Atmosphäre gearbeitet. Das in einer geöffneten Ampulle befindliche Rubidium wurde mittels eines kleinen Elektroofens erhitzt und ein Teil in ein dünnes Glasröhrchen (Pipette) eingesogen. Diese Pipette wurde durch das Einlass-Ventil der Pumpzelle (aus dem der Stempel geschraubt wurde und in das nach Möglichkeit noch ein Innenröhrchen zum Schutz vor Rb-Verschmutzungen eingebracht wurde) in diese geführt und darin das Rubidium ausgetropft. Für die gesamte Handhabung ist

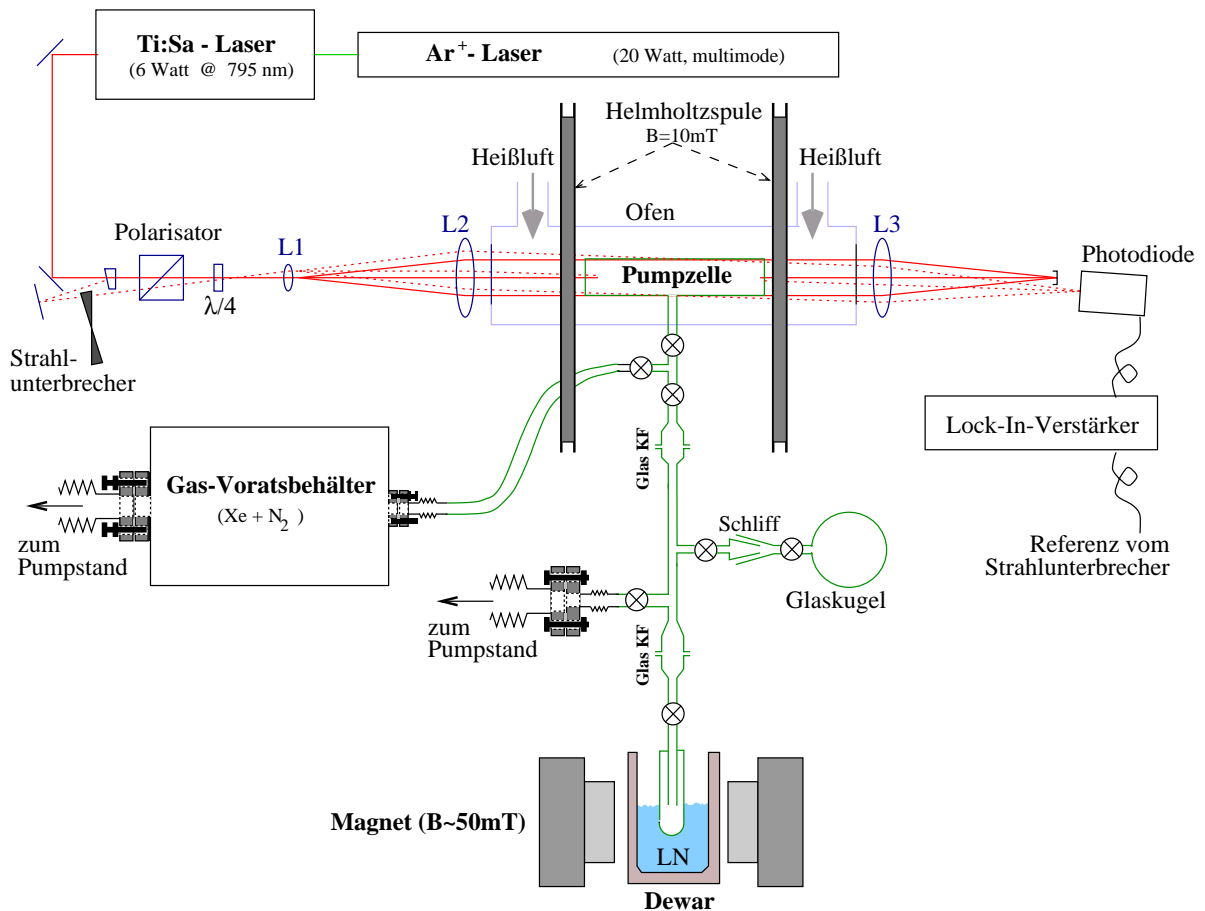


Abbildung 4.21.: Schema des Aufbaues zum zyklischen Pumpen von  $^{129}\text{Xe}$ .

die Reinheit der verwendeten Utensilien innerhalb der Glovebag sehr wichtig.

In die, mit einem Tropfen Rb befüllte Pumpzelle konnte nach dem Evakuieren aus einem mit natürlichem Xenon und Stickstoff vorbefülltem Gas-Vorratsbehälter ( $V \approx 5,31$ )<sup>7</sup> das Gasmisch eingelassen werden. Nach dem optischen Pumpen konnte man das Gasmisch entweder in eine evakuierte, abnehmbare Glaskugel, oder in das evakuierte Ausfrier-Gefäß expandieren lassen. Mit dem hyperpolarisierten  $^{129}\text{Xe}$ -Gas in der Glaskugel konnten Experimente im 3-T Tomographen (vgl. Kap. 5.2) oder aber in der magnetisch geschirmten Kabine (vgl. Kap. 6.1 bis Kap. 6.3) durchgeführt werden.

Zur Erzeugung eines ausreichenden Rb-Dampfdruckes innerhalb der Pumpzelle wurde diese in einem Teflonofen mittels Heißluft auf Temperaturen zwischen 90 und 140 °C aufgeheizt. Das magnetische Haltefeld von etwa 10mT wurde von einem HELMHOLTZ-Spulenpaar ( $I \approx 1,5\text{ A}$ ) mit dem Spulenradius  $r \approx 20\text{ cm}$  und einem analog programmierbaren DC-Stromnetzteil (HP-6555A) erzeugt. In Abb. 4.21 ist noch der von einem  $\text{Ar}^+$ -Laser (COHERENT Innova) gepumpte Titan-Saphir-Laser (siehe Kap. 4.1.1) gezeigt. Sowohl der starke Pumpstrahl (rot durchgezogene Linien), als auch der schwache Probestrahl (rot gepunktete Linie) gingen durch den polarisierenden Strahlteilerwürfel, die  $\lambda/4$ -Platte und die beiden Linsen (L1 und L2) zur Strahlaufweitung. Hinter dem Ofen wurde nach der Fokussierung durch die Linse L3 der Pumpstrahl geblockt und der Probestrahl mittel einer Photodiode

<sup>7</sup>Das mindestens 170-fache Volumen des Vorratsbehälters gegenüber dem der Pumpzelle, erlaubte es einem viele Befüllungen durchzuführen, ohne merkliche Druckunterschiede in der Pumpzelle zu erhalten.

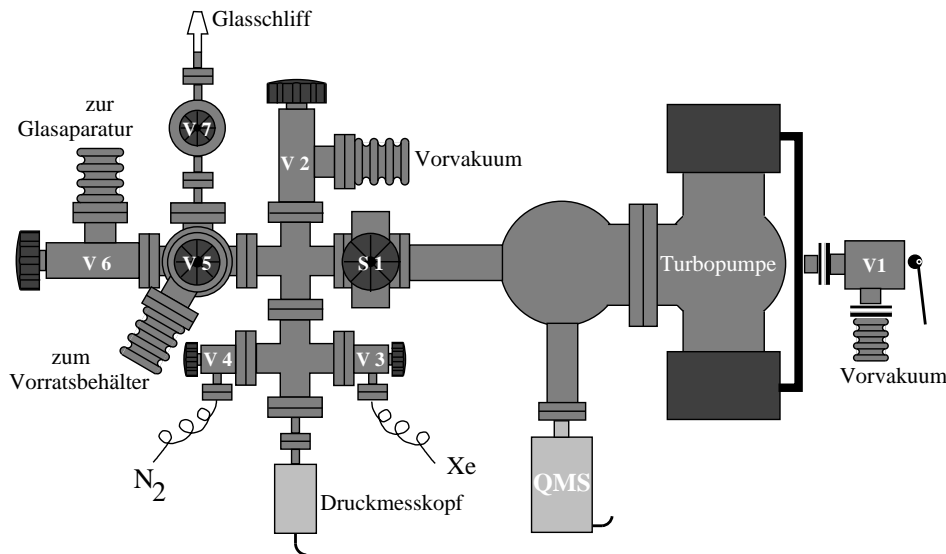


Abbildung 4.22.:  
Schema des  
Vakuumpumpensystems

detektiert. Um Streulichteinflüsse zu unterdrücken, wurde der Probestrahl vor dem Ofen periodisch mittels rotierendem Strahlunterbrecher an und aus geschaltet und mittels Lock-In-Technik phasenrichtig verstärkt (ITHACO, Dynatrac 399).

Der in Abb. 4.22 gezeichnete Vakuumpumpensystem bestand hauptsächlich aus einer (nicht gezeichneten) Drehschieberpumpe (PFEIFFER, Duo 010 M), die als Vorpumpe für die doppelflügelige Turbomolekularpumpe (PFEIFFER, TPH 200 S) diente. Zur Druckmessung diente im Niederdruckbereich ( $p < 10^{-4}$  mbar) ein Partial- und Totaldruck-Messgerät (BALZERS, QMG 064) und im Bereich bis 1,1 bar ein Kapazitätsmembran-Manometer (BALZERS, ACR261) mit einem Mess- und Steuergerät (BALZERS, TPG 251). Alle Absperrungen (Schieber S1, Ventile V1 - V7) wurden von Hand betätigt. Der Gaseinlass aus den Druckflaschen erfolgte zur Flussbegrenzung über Kapillaren.

#### 4.4.1. Untersuchungen zur Akkumulation des hyperpolarisierten Xenons

Neben den in Kap. 5.2, Kap. 6.2 und Kap. 6.2.3 näher beschriebenen Untersuchungen, wurde an der Apparatur zum zyklischen optischen Pumpen noch zwei weitere, sehr wichtige Erfahrungen gewonnen, auf die in diesem und dem folgenden Unterkapitel eingegangen werden soll.

Die Möglichkeit, hyperpolarisiertes  $^{129}\text{Xe}$ -Gas auszufrieren und ohne große Polarisationsverluste wieder aufzutauen (vgl. Kap. 4.5.2), hat die Möglichkeit eröffnet, mittels optischen Spinaustauschpumpens von Xenon-Gas bei niedrigen Partialdrücken in Puffergasen ausreichend große Volumina von hoch polarisiertem  $^{129}\text{Xe}$  zur Untersuchung der menschlichen Lunge erzeugen zu können. Es wurde in der Literatur über zyklisch (statisch) arbeitende Systeme berichtet, bei denen durch das Ausfrieren und wieder Auftauen von Xe nur geringe [Ros99], oder sogar keinerlei Polarisationsverluste [Rut99] auftraten. Im Gegensatz zu der im Rahmen dieser Arbeit realisierten Apparatur, waren jene Systeme in unmittelbarer Nähe eines NMR Tomographen aufgebaut, so dass das Streufeld als Führungsfeld diente und die Magnetfeld-Gradienten, durch die das hyperpolarisierte Xe-Gas strömte, nicht zu stark waren.

In unserem Aufbau, der unabhängig von einem MR-Tomographen betrieben werden sollte, war es erforderlich, neben der HELMHOLTZ-Spule für das Haltefeld in der Pumpzelle, noch einen zweiten Magneten für das Haltefeld im Ausfrieren einzusetzen. Da aber die  $T_1$ -Relaxationszeiten im gefrorenen

Tabelle 4.3.: Vergleiche von Polarisationsverlusten bei mehreren Pumpzyklen

	Tag #1	Tag #2		Tag #3			
Pumpzyklen	1	1	3	1	2	3	15
Pol.-Verluste	33 %	70 %	54 %	75 %	65 %	70 %	80 %

renen Zustand stark magnetfeldabhängig sind und erst oberhalb von 50 mT niedrige  $T_1$ -Relaxationsraten auftreten, muss dieser Ausfriermagnet ein relativ starkes Feld erzeugen, welches mit starken Gradienten im Außenraum verbunden ist. Mit dem Aufbau zum zyklischen Pumpen wurde anfänglich, wie in Abb. 4.21 gezeichnet, ein relativ großer Doppelspulen-Magnet mit Polschuhen mit variablem Abstand (BRUKER, Magnet B-E 10) verwendet. Es hatte sich gezeigt, dass die Magnetfeldrichtung des Ausfriermagneten sehr starken Einfluss auf die Polarisationsverluste während des Ausfrierens hat. Dies war das erste Indiz für nichtadiabatische, die Kernspin-Polarisation zerstörende, Prozesse (vgl. Kap. 6.1.2) beim Überströmen des Gases von der Pumpzelle in die Ausfrierzelle. Zeigten die beiden Magnetfelder in die gleiche Richtung, so war nach dem Auftauen kaum mehr Signal vom  $^{129}\text{Xe}$ -Gas im 3-T Tomographen messbar. Standen die Felder antiparallel, so ergaben sich die Polarisationsverluste wie in Tab. 4.3 für Messungen an drei unterschiedlichen Tagen gezeigt, wobei an Tag #1 nicht am Pumpstand ausgefrozen wurde, sondern direkt am 3-T Tomographen. Dieser Verlust von 33 % beim einmaligen Einfrieren und Auftauen im sehr hohen Magnetfeld zeigt, dass die damals verwendete Methode des Auftauens, durch langsames Erwärmen der Zelle an der Raumluft, selbst noch starke Verluste in sich barg. Mit  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisationen von 4 – 8 % und Verlusten von über 70 % erschien es nicht möglich, 0,51 Xenon-Gas (@ 1 bar) mit mindestens 1 % Polarisation herstellen zu können.

Um weiter die Polarisationsverluste zu verstehen, wurden mit einem kleineren Einzelspulen-Magneten, in dessen freier Öffnung der Ausfrier-Dewar stand, weitere Testmessungen vorgenommen. Bei dieser Anordnung hatte das Umpolen des Magnetfeldes keinerlei Auswirkung, wie sich bei einer Messreihe zeigte, bei der zuerst das polarisierte Xe-Gas aus der Pumpzelle in die ungekühlte Ausfrierzelle und anschließend der Rest in die abnehmbare Kugel expandiert wurde. Danach wurden von beiden Gefäßen die NMR-Signale im 3-T Tomographen aufgezeichnet. Wurde das Verhältnis der beiden Signalamplituden bei ausgeschalteten Ausfriermagneten auf eins gesetzt, so ergab sich bei eingeschaltetem Ausfriermagneten unabhängig von seiner Polung, nur noch ein Signalverhältnis von 0,5. Demnach wurde ein starker Polarisationsverlust alleine durch das schnelle Strömen des Xe-Gases in das Magnetfeld des Ausfriermagneten verursacht.

Mit diesen Ergebnissen wurde klar, dass in einem System mit relativ kleinen, getrennten Magneten für das Haltefeld in der optischen Pumpzelle und für das Ausfrier-Magnetfeld die Feldgradienten so stark sind, dass Kernspins beim schnellen Strömen in evakuierte Gefäße den lokalen Magnetfeldern nicht adiabatisch folgen können.

#### 4.4.2. Vergleichsmessungen zum optischen Pumpen mittels Ti:Sa-Lasers und Hochleistungshalbleiterlaser

Wie in Kap. 4.1 erwähnt und in Abb. 4.21 gezeichnet, wurde zu Beginn dieser Arbeit mit einem Ti:Sa-Lasersystem das optische Pumpen durchgeführt. Mit der Überlegung, auf ein Durchfluss-System umzustellen, wurde die Frage nach einer geeigneten optischen Pumpquelle wieder aufgeworfen. Hier

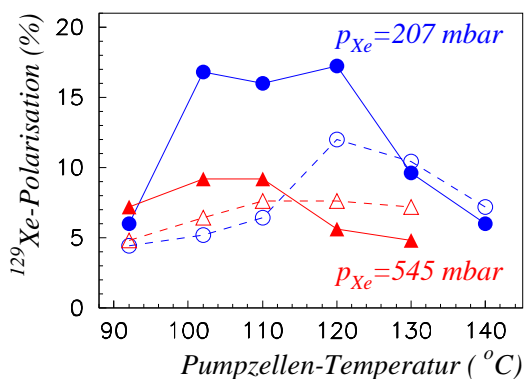


Abbildung 4.23.: Vergleich der  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation beim optischen Pumpen mittels Ti:Sa-Laser ( $P_{\text{Licht}} \approx 5 \text{ W}$ , volle Symbole) und Hochleistungs-Halbleiterlaser ( $P_{\text{Licht}} \approx 12 \text{ W}$ , offene Symbole). Zusätzlich zum Xe-Gas war jeweils noch  $\approx 200 \text{ mbar}$   $\text{N}_2$  in der Pumpzelle.

war es sehr hilfreich, dass die Fa. COHERENT anbot, mit einem Testsystem, welches auf die Rb-Absorptionswellenlänge abstimbar war, erste Vorversuche noch an der Apparatur zum zyklischen Pumpen durchzuführen [Kil99a].

Das Laserdioden-Array von diesem FAP-System (siehe Kap. 4.1.2) musste bei relativ hohen Temperaturen betrieben werden, um die maximal mögliche Laserintensität bei  $794,8 \text{ nm}$  zu erzeugen. Dies hatte aber zur Folge, dass das emittierte Spektrum sehr breit wurde (siehe Abb. 4.7) und die Intensität innerhalb der zu erwartenden Rb-Absorptionslinie von  $20 \text{ GHz}$  weniger als  $2\%$  der Gesamt-Ausgangsleistung von  $30 \text{ W}$  betrug. Da der Heißluft-Ofen nicht auf die Strahleigenschaften des Hochleistungs-Halbleiterlasers hinter der Kollimationseinheit ausgelegt war, konnte von jeder Seite nur je ein polarisierter Teilstrahl des Halbleiter-Laserlichtes in die Pumpzelle eingekoppelt werden. Aufgrund der Divergenz des Halbleiter-Laserstrahls gelangten von der einen Seite nur etwa  $12 \text{ Watt}$  und von der entgegengesetzten Seite nur noch fünf Watt in die Pumpzelle.

Bei ersten Testmessungen wurden temperaturabhängig die erzielten Polarisationen beim optischen Pumpen mittels Ti:Sa-Laser ( $6 \text{ Watt}$  Ausgangsleistung) und mittels FAP-System für zwei unterschiedliche Befüllungen (Gasgemische) des Vorratsbehälters verglichen. Wie aus Abb. 4.23 ersichtlich, verschiebt sich die Temperatur für die maximal erreichbare  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation bei Verwendung des breitbandigeren Halbleiterlasers um etwa  $15^{\circ}\text{C}$  nach oben. Des weiteren war auf den ersten Blick erstaunlich, dass die Polarisationen beim optischen Pumpen durch den sehr breitbandigen Halbleiterlaser nicht wesentlich kleiner waren, als die mit dem Ti:Sa-Laser erzielten.

Um zu beurteilen, was eine zusätzliche Druckverbreiterung der Rb-Absorptionslinie durch Zugabe von  $^4\text{He}$  als Puffergas an Gewinn für die  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation bringen könnte, wurden bis zum maximal möglichen Druck für die zyklische Apparatur von  $1,1 \text{ bar}$  Gesamtdruck Messungen durchgeführt (siehe Abb. 4.24). Beim einseitigen Pumpen mit  $12 \text{ Watt}$  Lichtleistung scheint bereits bei  $0,8 \text{ bar}$  ei-

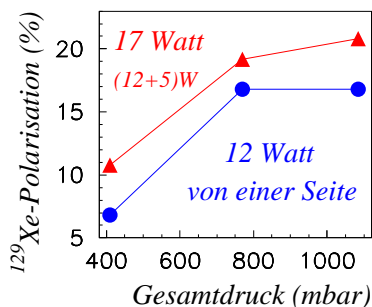


Abbildung 4.24.:  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation erzielt beim optischen Pumpen mittels Test-FAP-System ( $p_{\text{Xe}} = 205 \text{ mbar}$ ,  $p_{\text{N}_2} = 205 \text{ mbar}$ ,  $T_{\text{Zelle}} \approx 115^{\circ}\text{C}$ ). Zur Erhöhung des Gesamtdruckes und damit zur Verbreiterung der Rb-Absorptionslinie wurde  $^4\text{He}$  als Puffergas eingelassen.



Tabelle 4.4.: Vergleich der Verhältnisse von  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation zu absorbierte Laserleistung

	Lichtleistung (W)				$P_{Xe}$	$\frac{P_{Xe}}{P_{abs}}$
	$P_{Zelle}$	$P_{neben}$	$P_{auf}$	$P_{abs}$		
Ti:Sa	4,4	3,4	1,6	2,4	5%	2,1
LD	12	10	8,9	1,3	3%	2,3
LD	12+5	10	8,9	1,9	4%	2,1

ne Sättigung einzutreten, wohingegen beim Pumpen von beiden Seiten mit nur wenig mehr Leistung (12+5 Watt) bei 1,1 bar Gesamtdruck noch nicht die maximal mögliche  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation erreicht zu sein scheint. Dies lässt schließen, dass beim Pumpen von einer Seite der Spektralbereich des Laserlichtes, der absorbiert werden kann, schon weit vor dem Ende der Pumpzelle absorbiert wurde und somit die Rb-Polarisation innerhalb der Pumpzelle sehr inhomogen war. Durch ein Pumpen von beiden Seiten kann die zentrale Absorptionslinie längs der gesamten Pumpzelle gesättigt werden, wodurch sich der Effekt der Sättigungsverbreiterung noch stärker bemerkbar machen kann.

Dass beim Pumpen mittels des Hochleistungs-Halbleiterlasers Sättigungsverbreiterung auftreten muss, wurde aus zwei verschiedenen Messungen ersichtlich. Zum einen wurde mit einem Leistungsmessgerät (Fieldmaster, Fa. COHERENT) die relative absorbierte Laserleistung bestimmt. Dieses erfolgte durch Messung der transmittierten Leistung hinter der Pumpzelle mit auf die Resonanz abgestimmter ( $P_{auf}$ ) und verstimmter ( $P_{neben}$ ) Laserwellenlänge. Durch Messung der in die Pumpzelle eintretenden Laserleistung  $P_{Zelle}$  wurde die absolut absorbierte Leistung  $P_{abs}$  ermittelt (siehe Tab. 4.4). Die beobachtete Absorption von  $\approx 10\%$  war 5 mal höher, als aus der Bandbreite des Lasers und einer Absorptionslinienbreite von 20GHz aufgrund einer Druckverbreiterung abgeschätzt wurde. Aus den erwartungsgemäß gleichen Verhältnissen von  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation zu absorbierte Laserleistung für die drei Experimente erklärt sich, dass hohe Polarisationen bei Verwendung des FAP-Systems zu erzielen sind (Abb. 4.23 und Abb. 4.24). Um nun tatsächlich die effektive Rb-Absorptionslinienbreite zu bestimmen, wurden mit dem Spektrometer die Laserlinien vor und hinter der Pumpzelle vermessen

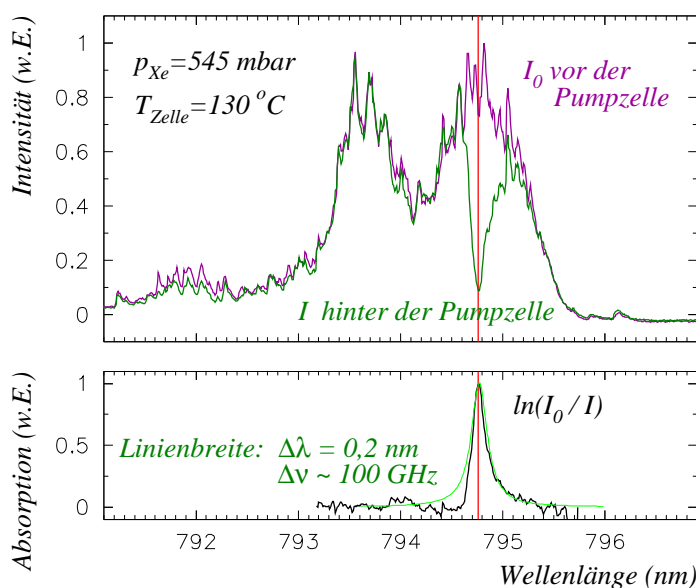


Abbildung 4.25.:

Messung der Laserlinien des Hochleistungs-Halbleiterlasers vor und hinter der optischen Pumpzelle (oben) und daraus Bestimmung der effektiven Rb-Absorptionslinienbreite (unten).

(siehe Abb. 4.25). Aus einer Anpassung einer LORENTZ-Kurve an den Logarithmus des Kehrwertes der Transmission  $Tr = \frac{I}{I_0}$  ( $\alpha \propto \ln Tr^{-1}$ ) konnte die Absorptionslinienbreite zu  $\approx 100$  GHz bestimmt werden. Dieses Ergebnis erklärt die um den Faktor 5 höhere absorbierte Leistung, als ohne Sättigungsverbreiterung zu erwarten wäre.

Um abzuschätzen, ob dieser Faktor fünf an Linienverbreiterung durch den in Kap. 2.1.3 beschriebenen Effekt der Sättigungsverbreiterung erklärbar ist, kann mit Hilfe der Besetzungszahlen des Rb-4-Niveau-Systems (siehe Abb. 3.1) die Besetzungsdifferenz  $\Delta N = \frac{\Delta N_0}{1+S} = N_1 - N_3$  aus Gl. 2.17 durch die Rb-Polarisation  $P_{Rb} = \frac{N_2 - N_1}{N}$  ausgedrückt werden, wobei  $\Delta N_0 = \frac{N}{2}$  für den nicht gesättigten (= unpolarisierten) Fall gilt. Hieraus ergibt sich  $S = \frac{P_{Rb}}{1-P_{Rb}}$  und mit Gl. 2.18 müsste  $P_{Rb} = 0,96$  sein, um eine Verbreiterung um den Faktor fünf zu erhalten. Rb-Polarisationen oberhalb von 90 % sind nach den Messungen und Simulationen aus Kap. 4.2.1 auf jeden Fall zu vermuten. Somit scheint ein Faktor zwischen drei und fünf für die Linienverbreiterung aufgrund der Sättigung als realistisch.

## 4.5. Durchfluss-Apparatur

Nach den Erfahrungen, die mit der zyklisch betriebenen Pumpapparatur, insbesondere bezüglich der Polarisationsverluste durch Expandieren in Gegenwart von Feldgradienten, gewonnen wurden, wurde beschlossen eine Apparatur aufzubauen, bei der das Gas durch die Pumpzelle stetig langsam strömt, eine Durchfluss-Apparatur. Bezüglich der Dimensionierung konnte sowohl auf die bis dahin selbst gewonnenen Erfahrungen (Aufbauzeiten vgl. Kap. 4.3.2, S. 54) als auch auf Daten in den Veröffentlichungen von [Dri96] und [Cat97] zurückgegriffen werden.

Das in Abb. 4.26 gezeigte Schema stellt die Gasleitungskomponenten der Durchfluss-Apparatur dar. Die von beiden Seiten auf die Pumpzelle treffenden Laserstrahlen zum optischen Pumpen sind nicht gezeigt (Näheres zum Aufbau der Strahlformung siehe Kap. 4.1.3). Im Gegensatz zu den uns bekannten Durchfluss-Apparaturen wurde in unserem System nicht mit einer vorgemischten Gasfüllung aus einer Druckflasche gearbeitet, sondern, wie in der Abbildung links unten zu sehen, mit drei Druckflaschen mit den jeweils hochreinen (5.0) Gasen (nat. Xe, N<sub>2</sub>, <sup>4</sup>He). Die gewonnene Flexibilität bezüglich der Gasmischung in der Pumpzelle, rechtfertigt den Mehraufwand durch die zwei zusätzlichen Flussregler, wie sich im Laufe des Betriebes gezeigt hat. Die Gase werden über Edelstahlrohre (schwarze Striche) durch die Gasreiniger (Oxisorb der Fa. MESSER, zur Filterung von O<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>O), die digitalen Flussregler (MFC, engl. **mass flow controller**, Fa. BRONKHORST - Näheres in Kap. 4.5.1) und nach dem Mischen in die Glasapparatur (grün gezeichnet) geleitet. Die als schwarze Kreise mit weißem Kreuz gezeichneten Glasventile (Fa. HI-VAC, valve with glass plug) besitzen Glasstempel mit O-Ringe aus Ethylene-Propylene zur Abdichtung und sollten nur eine vernachlässigbare Kernspin-Relaxation verursachen. Nach dem Durchströmen der optischen Pumpzelle (Sonderanfertigung der Fa. HELLMA, Zylinder der Länge 7 cm, Innendurchmesser 3,76 cm mit optischen Fenstern und Bruchsicherheit bis zu 5 bar Druckdifferenz), gelangt das Gasgemisch in die Ausfrierzelle (runde Kugel im Dewar), in der das Xenon bei der Temperatur von flüssigem Stickstoff (LN) zu Eis / Schnee gefriert und somit von den restlichen Gasen getrennt werden kann (Näheres in Kap. 4.5.2). Die Restgase (N<sub>2</sub> und <sup>4</sup>He) werden, nach dem Durchströmen des Druckaufnehmers und Regelventils (P502, F001 Fa. BRONKHORST) in die Außenluft abgegeben. Die Glasapparatur ist zweigeteilt, angedeutet in Abb. 4.26 durch den kurzen, senkrechten, grünen Strich rechts neben dem Ofen. So kann die relativ handliche Einheit mit der

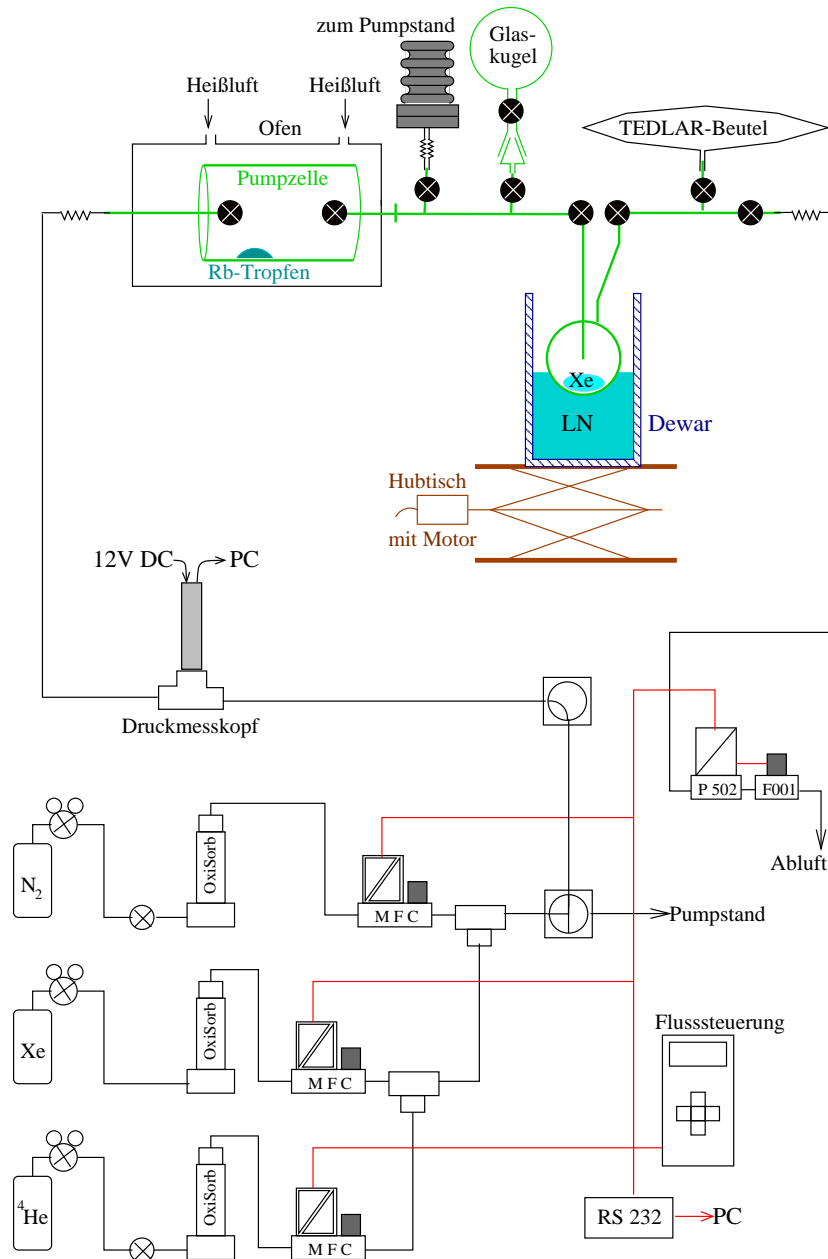


Abbildung 4.26.: Schema der Gasleitungskomponenten des Fluss-Systems (Erklärungen siehe Text).

Pumpzelle (ca.  $40\text{ cm} \times 20\text{ cm}$  Grundfläche) zur Befüllung mit Rubidium (Beschreibung siehe S. 56) leicht ausgebaut werden.

Nachdem genügend polarisiertes  $^{129}\text{Xe}$  akkumuliert wurde, kann der Xe-Schnee aufgetaut und das Gas in den TEDLAR-Beutel (GSTP001-0707, Fa. JENSEN INERT PRODUCTS) expandiert werden. Das hyperpolarisierte Gas steht dann für Messungen am 3-T Tomographen oder SQUID Messungen in den magnetisch geschirmten Kabinen zur Verfügung. Diese Beutel eines amerikanischen Herstellers, gefertigt aus dem Material TEDLAR, verursachen [Nac99] die geringste Kernspin-Relaxation (siehe auch Messungen in Kap. 5.2.3). Zur Messung der Absolutpolarisation kann man nach Auftauen und Expansion des Xenons in den TEDLAR-Beutel das restliche Gas aus der Ausfrierkugel weiter in eine evakuierte, abnehmbare Glaskugel expandieren lassen und aus dem Signal am 3-T Tomographen die

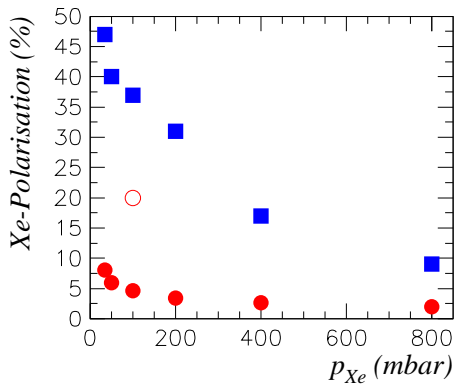


Abbildung 4.27.:

Abhängigkeit der  $^{129}\text{Xe}$ -Kernspin-Polarisation vom Xe-Partialdruck  $p_{Xe}$ . Die ausgefüllten Messpunkte wurden mit ca. 55 W Laserleistung und einem Totaldruck von  $p_{tot} = 4,5$  bar erzielt (Rechtecke für den statischen Betrieb, Kreise für den Durchfluss-Betrieb -  $\phi_{Xe} = 8$  mln/min). Der offene Kreis zeigt die zuletzt standardmäßig erzielte Polarisation im Fluss-Betrieb, nach Akkumulation von ca. 0,51 Xe-Gas, mit ca. 100 W Laserleistung in der Pumpzelle und einem Totaldruck von  $p_{tot} = 5$  bar.

Polarisation bestimmen (siehe Kap. 5.2.2). Zur Messung der Absolutpolarisation im Falle des statischen optischen Pumpens wird das Gas aus der Pumpzelle direkt in die evakuierte, abnehmbare Glaskugel expandiert.

Die mit dieser Apparatur erzielten  $^{129}\text{Xe}$ -Kernspin-Polarisationen sind in Abb. 4.27 gezeigt. Mit den letztlich zur Verfügung gestandenen vier FAP-Systemen konnte ca. 100 W Lichtleistung in die Pumpzelle eingekoppelt werden und bei einem Gesamtdruck von 5 bar in der Durchfluss-Apparatur ( $\phi_{Xe} = 8$  mln/min,  $\phi_{N_2} = 16$  mln/min,  $\phi_{He} = 339$  mln/min) innerhalb einer Stunde 480 mln von hyperpolarisiertem nat. Xe-Gas mit 15 – 23 %  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation produziert werden.

#### 4.5.1. Die Fluss- und Druckregelung

Wie bereits erwähnt, sollte für jedes der drei Gase ein eigener Flussregler verwendet werden, um flexibel in den Partialdruck-Verhältnissen innerhalb der Pumpzelle zu bleiben. Um den Druck in der Pumpzelle ebenso geregelt zu halten, genügte es nicht, mittels Nadelventil den Gasabfluss zu stellen, vielmehr musste dieser mittels eines Vordruckreglers überwacht werden. Letztlich wurde sich für die digitalen Regler der Firma BRONKHORST entschieden, da deren Regler völlig autark arbeiten und dennoch von einer Steuereinheit oder auch über RS232-Schnittstelle und mit der mitgelieferten FLOWDDE-Software von einem PC aus kontrolliert werden können. Zur Kontrolle des Drucks vor der Pumpzelle wurde ein Piezo-Druckaufnehmer (BALZERS, APR 266) verwendet, dessen Ausgangssignal mittels ADC-Wandlung im Steuer-PC in den entsprechenden Druck umgerechnet wurde und als Überdrucküberwachung diente.

Die Anforderung, im Bereich von 1-5 bar den Vordruck konstant zu halten, stellte für die Spezifizierung eines Vordruckreglers (aufgebaut aus digitalem Druckaufnehmer Typ-P502 und Regelventil Typ-F001) kein Problem dar. Ganz anders verhielt es sich bei der Spezifizierung der von den Flussreglern zu regelnden Flüsse. Da bei allen bekannten Flussreglern der minimale Regelbereich 2 % des Maximalflusses beträgt, musste genau bedacht werden, welche Partialdruckverhältnisse im Flussbetrieb, bei welchen mittleren Aufenthaltszeiten in der optischen Pumpzelle, gewährleistet werden sollten. Für die Xenon- und Stickstoff-Flussregler (Typ F-201C-RA-31-V) ergab sich der Flussbereich zu  $\phi_m = 1 - 50$  mln/min und für den Helium-Flussregler (Typ F-201C-RA-33-V) zu  $\phi_m = 20 - 1000$  mln/min.

Da diese Flussregler den Massendurchfluss  $\phi_m$  aus einer Temperaturdifferenz-Messung vor und hinter einer Heizstrecke ermitteln ( $\Delta T \propto c_p \rho \phi_V \propto c_p \phi_m$ , mit der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$ , der Dichte  $\rho$ , dem Volumendurchfluss  $\phi_V$  und dem Massendurchfluss  $\phi_m$ ) und auf Normalbedingung (273 K

und 1013 mbar) genormt sind, ergibt sich der reale Volumendurchfluss  $\phi_V(\text{Gas})$  im Experiment mit dem Partialdruck  $p_{\text{Gas}}$  und der aktuellen Temperatur  $T \approx 20^\circ\text{C}$  zu

$$\phi_V(\text{Gas}) = \{\phi_m\} \frac{1013 \text{ mbar}}{p_{\text{Gas}}} \frac{T}{273 \text{ K}} \frac{\text{cm}^3}{\text{min}} \approx \{\phi_m\} \frac{1084 \text{ mbar}}{p_{\text{Gas}}} \frac{\text{cm}^3}{\text{min}}. \quad (4.10)$$

Hier gibt  $\{\phi_m\}$  nur den Zahlenwert des Massendurchflusses an. Soll nun die Verweilzeit  $\tau_{\text{Zelle}} = \frac{V_{\text{Zelle}}}{\phi_V(\text{Gas})}$  in der Pumpzelle mit dem Volumen  $V_{\text{Zelle}}$  neben dem Partialdruck als Sollgröße vorgegeben werden, so ergibt sich der Regelparameter  $\{\phi_m\}$  (dessen Einheiten  $\frac{\text{mln}}{\text{min}}$  ist) für die jeweiligen Flussregler zu

$$\{\phi_m\} = \frac{V_{\text{Zelle}} p_{\text{Gas}}}{\tau_{\text{Zelle}}} \frac{\text{min}}{1084 \text{ mbar cm}^3}. \quad (4.11)$$

In der realisierten Computersteuerung werden demnach für die Flussregelung drei Drücke (von den vier Drücken  $p_{\text{Xe}} + p_{\text{N}_2} + p_{\text{He}} = p_{\text{tot}}$ ), das Zellenvolumen  $V_{\text{Zelle}}$  und die Aufenthaltsdauer  $\tau_{\text{Zelle}}$  abgefragt (siehe Anh. B).

#### 4.5.2. Die Akkumulationseinheit

Um das hyperpolarisierte Xe-Gas von den restlichen Prozessgasen zu trennen und zu akkumulieren, kann es bei Temperaturen unterhalb  $-112^\circ\text{C}$  (Xe-Gefrierpunkte) ausgefroren werden. Hierfür wird am einfachsten eine Kühlfalle in flüssigem Stickstoff (Siedetemperatur =  $-196^\circ\text{C}$ ) eingetaucht. In dieser schlägt sich das Xenon wie in einer Kryopumpe an der Oberfläche nieder, wohingegen Stickstoff und Helium gasförmig bleiben und abgepumpt werden können. Die Effektivität dieser Kryopumpe ist jedoch von der Verweildauer der einzelnen Xenonatome in der Kühlfalle  $\tau_{\text{Falle}} = \frac{V_{\text{Falle}}/\text{cm}^3}{\{\phi_m(\text{Xe})\}} \frac{p_{\text{Xe}}}{1084 \text{ mbar}} \text{min}$ , der mittleren Diffusionslänge während dieser Zeit  $\left(\overline{x_{\text{Falle}}^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{6D\tau_{\text{Falle}}}$  und dem Radius der Kühlfalle  $r_{\text{Falle}} \approx 2,1 \text{ cm}$  abhängig. Bei einem Volumen von  $V_{\text{Falle}} \approx \frac{4}{3} (2,1 \text{ cm})^3 \pi \approx 39 \text{ cm}^3$ , einem Xe-Fluss von  $\phi_m(\text{Xe}) = 8 \text{ mln/min}$  und einem Xe-Partialdruck von  $p_{\text{Xe}} = 100 \text{ mbar}$  ergibt sich eine Verweildauer von etwa  $\tau_{\text{Falle}} \approx 0,5 \text{ min}$ . Mit dem Diffusionskoeffizienten von Xenon in Helium<sup>8</sup>  $D = D_0 \frac{p_0}{p} \approx 0,1 \text{ cm}^2/\text{s} * 1,013/4,5 \approx 0,02 \text{ cm}^2/\text{s}$  ergibt sich eine mittlere Diffusionslänge von  $\overline{x_{\text{Falle}}} \approx 1,9 \text{ cm}$ , welches der Fallendimension entspricht. Dies sollte ein Akkumulieren des gesamten durchströmenden Xenongases ermöglichen. Messungen, bei denen mit einem Xe-Fluss von  $\phi_m(\text{Xe}) = 8 \text{ mln/min}$  nach einer Stunde Akkumulation ein Volumen von etwa 430 ml Xenon in dem Tedlarbeutel erzielt wurde, spiegeln dies wieder. Nach einer Stunde Akkumulation sollte 480 mln Xenon durch die Apparatur strömen; nach dem Auftauen des ausgefrorenen Xenons hat das Gas das Volumen der Kühlfalle ( $\approx 40 \text{ ml}$ ) und des Tedlarbeutels bei Normaldruck zur Verfügung, welches der gesamten durchströmten Menge entspricht.

Ein weiteres Problem beim Ausfrieren besteht darin, dass der flüssige Stickstoff, welcher sich in einem Edelstahldewar befindet, innerhalb von einer Stunde merklich abdampft und somit der  $\text{N}_2$ -Flüssigkeitsspiegel stetig sinkt. Experimentell wurde jedoch gefunden, dass es zur Vermeidung hoher Polarisationsverluste essentiell ist, den  $\text{N}_2$ -Flüssigkeitsspiegel sehr konstant zu halten. So wurden sehr hohe Polarisationsverluste gemessen, sobald sich Xe-Eis am Einlassrohr niederschlägt und dieses somit

<sup>8</sup>Nach Fig 1. von [Wat65] ist es sehr schwer einen genauen Wert für den effektiven Diffusionskoeffizienten von wenigen Volumenprozent Xe in He anzugeben. Gemessen wurde dort bei 20 % Xenon ein Diffusionskoeffizient von  $1,1 \text{ cm}^2/\text{s}$ .

verstopft. Um die Höhe des Stickstoffdewars nachzuregulieren, wurde ein Thermoelement (Typ K) an der Kühlfalle befestigt, das an ein Temperaturmessgerät mit Relais-Regelung (Newport Electronics, Modell INFCT) angeschlossen ist. Beim Eintauchen des Thermoelements in flüssigen Stickstoff wird der eingestellte Grenzwert von  $-183\text{ °C}$  unterschritten und das Relais geöffnet, wodurch der Motor getriebene Hubtisch, auf dem der Stickstoffdewar steht, anhält. Dampft Stickstoff ab und taucht das Thermoelement nicht mehr in den flüssigen Stickstoff ein, so steigt die gemessene Temperatur über  $-183\text{ °C}$  und das Relais schließt solange, bis der Hubtisch den Stickstoffdewar wieder ausreichend weit angehoben hat. Durch diesen einfachen Aufbau war es möglich, die Schwankung des Flüssigkeitsspiegels auf etwa einen Millimeter zu beschränken und damit zusätzliche Polarisationsverluste zu vermeiden.

Der Prozess des Auftauens kann ebenso zu sehr großen Polarisationsverlusten führen. Langsames Auftauen des Xe-Eises wirkte sich sehr negativ aus, wie auch von anderen Gruppen berichtet wurde. Da hier die Zeit sehr lang ist, während der Xe-Druck kleiner als eine Atmosphäre ist, sind die Diffusionsgeschwindigkeiten der Xe-Atome hoch und führen wegen vorhandener magnetischer Feldgradienten zu Polarisationsverlust (vgl. Kap. 6.1.2). Des Weiteren ist die Adsorption von kaltem Xenon auch ein potentieller Depolarisationsmechanismus. Beim langsamen Auftauen können Xenonatome vom Eis abdampfen, kurz diffundieren, wieder adsorbiert werden und erneut abdampfen. Solche Adsorptionsprozesse an Oberflächen sind vielfach bekannt dafür, Spinpolarisation zu zerstören. Vor allem in dem Artikel von Driehuys et al. [Dri95] wird gezeigt, dass Relaxationen an Silicon beschichteten Wänden stark vom Magnetfeld und von der Temperatur abhängen. Bei niedrigen Gastemperaturen steigen die Relaxationsraten exponentiell an, welches durch das einfache Modell aus Kapitel 3.1.3 erklärt werden kann, jedoch weitere Bindungsmechanismen neben der reinen Adsorption benötigt. Driehuys et al. nennen hier den Effekt von käfigartigen Einschlüssen, welches zu längeren Aufenthaltszeiten auf der Oberfläche führt. Um die Zeit des Auftauens so kurz wie möglich zu halten, wird der Stickstoffdewar entfernt und die Kühlfalle in ein mit heißem Wasser gefülltes Becherglas getaucht. Da bei zu großer Temperaturdifferenz zwischen Glas und Xe-Eis sich unterhalb des Eises ein Dampfkissen bildet, wie bei einem Wassertropfen auf der Herdplatte, somit den Wärmeeintrag in das Eis reduziert und damit die Auftauzeit wieder verlängert, darf nicht mit kochendem Wasser aufgetaut werden. Da die Vermeidung von Polarisationsverlusten beim Auftauen experimentelle Erfahrung voraussetzt, ist dies sicherlich noch kein optimales Verfahren.

Wie in Kap. 3.1.6 beschrieben, bedarf es noch zusätzlich eines magnetischen Haltefeldes von  $> 50\text{ mT}$ , um die Kernspinrelaxation im Xe-Eis zu minimieren. Solche Feldstärken in einer freien Bohrung von mehr als 9 cm (Durchmesser des Edeldewars) zu erzielen ist nicht mehr ganz einfach. Prinzipiell stehen hierfür zwei Möglichkeiten der Realisierung zur Verfügung. Zum einen der „einfache“ Elektromagnet, wie er trotz seiner im Nachfolgenden beschriebenen Nachteile realisiert wurde. Eine andere Realisierung wäre ein Permanentmagnet in Ausführung eines HALLBACH-Zylinders. Ein solcher Permanentmagnet hat gegenüber dem Elektromagneten den Vorteil des geringen Gewichtes und des Wegfallens des Netzteiles. Da aber bei jenem das Magnetfeld senkrecht zur freien Öffnung steht und im Eintrittsbereich die Feldgradienten, die Polarisationsverluste induzieren können, größer sind, als bei einem Spulenmagneten, wurde vom Einsatz eines Permanentmagneten Abstand genommen.

Um einen Elektromagneten ohne Wasserkühlung über mehr als eine Stunde betreiben zu können, sollte laut Auskunft von Spulenhherstellern die Flächenstromdichte im Spulendrat  $2\text{ A/mm}^2$  nicht über-

steigen. Mit dieser Vorgabe und der Formel für das Magnetfeld einer realen Spule

$$B = \mu_0 \frac{IN}{\sqrt{4r^2 + l^2}}, \quad (4.12)$$

mit dem Spulenstrom  $I$ , der Windungszahl  $N$ , dem effektive Spulenradius  $r \approx (\text{Außenradius} + \text{Innenradius})/2$  und der Spulenlänge  $l$ , ergibt sich letztlich, dass bei der benötigten Feldstärke und demnach auch Stromstärke nur Cu-Flachdraht (3 mm  $\times$  2 mm Querschnitt) verwendet werden kann, da bei Runddraht entweder der Spulenradius ( $\Rightarrow$  Verringerung von  $B$ ) oder die Flächenstromdichte ( $\Rightarrow$  Kühlung) zu groß werden würde. Die letztlich gefertigte Spule hatte bei einem freien Innendurchmesser von 9,2 cm und ca. 1500 Windungen (37 Windungen und 41 Lagen) einen Außendurchmesser von etwa 26 cm bei einer Länge von 11,5 cm und wog etwa 50 kg. Betrieben wurde sie mit 10 A, welches nach Gl. 4.12 ein Magnetfeld von ca. 88 mT erzeugen sollte. Dieser Wert konnte mit Hilfe eines Teslameters in etwa bestätigt werden. Da der Gesamtwiderstand der Spule bei Zimmertemperatur schon 2,5  $\Omega$  beträgt, werden in der Spule mindestens 250 Watt in Wärme umgesetzt. Dies führt nach einer Stunde Dauerbetrieb zu einer Temperaturerhöhung auf fast 100 °C und dadurch auch zu einer Erhöhung des Widerstandes auf etwa 3,4  $\Omega$ . Um diese Temperaturerhöhung zu verlangsamen und ein schnelleres Abkühlen zu erzielen, wurden auf die radiale Außenfläche Kühlkörper aufgebracht, so dass auch nach einem mehrere Stunden dauernden Betrieb die Spulentemperatur nicht über 80 °C ansteigt und innerhalb von einer halben Stunde nach dem Ausschalten der Stromversorgung wieder unter 40 °C absinkt.

## 4.6. Testmessungen zum optischen Pumpen einer Xe-Entladung

Zu Beginn dieser Arbeit wurde überlegt, weiter zu untersuchen, ob es möglich ist hyperpolarisiertes  $^{129}\text{Xe}$  im Grundzustand mittels optischen Pumpens des metastabilen Zustandes zu erzeugen, da dies nach der uns zugänglichen Literatur bisher noch nicht gelungen ist. Aufgrund der zunehmenden Fortschritte bei den Experimenten mittels optischen Spinaustausch-Pumpens mussten diese Untersuchungen nach einigen Vorversuchen eingestellt werden. Dennoch sollen in diesem Kapitel die bis dahin erzielten Ergebnisse aufgezeigt werden, um eventuell weiterführende Experimente anregen zu können.

### 4.6.1. Erzeugung einer HF-Entladung

Zur Erzeugung von Entladungen wird prinzipiell zwischen Systemen mit Elektroden direkt im Entladungsvolumen (z.B. Leuchtstoffröhre, Ionen-Laser) und so genannten elektrodenlosen Systemen unterschieden. Im letzteren Fall wird ein HF-Feld entweder kapazitiv oder induktiv eingekoppelt [Fre93].

Da bei der Erzeugung von hyperpolarisierten Gasen jegliche Verunreinigung (sowohl im Sinne von Fremdatomen und -oberflächen, als auch in der Form von Magnetfeldern) im Gasvolumen vermieden werden muss, kommt beim optischen Pumpen des metastabilen Zustandes nur ein elektrodenloses System in Frage. Für die geplanten Experimente war es ebenfalls wichtig, die Glaszelle schnell aus der Entladungseinheit herausnehmen zu können, um eventuelle Messungen am 3-T Tomographen durchführen zu können. Aus diesem Grunde konnten aufgeklebte Elektroden auf der Glaszelle nicht verwendet werden. Wie in Abb. 3.5 gezeigt, beträgt die Anregungsenergie für den metastabilen Zustand etwa 8,3 eV, welches in der Größenordnung der benötigten Energie zur Dissoziation von  $\text{H}_2$  (4,75 eV) liegt.

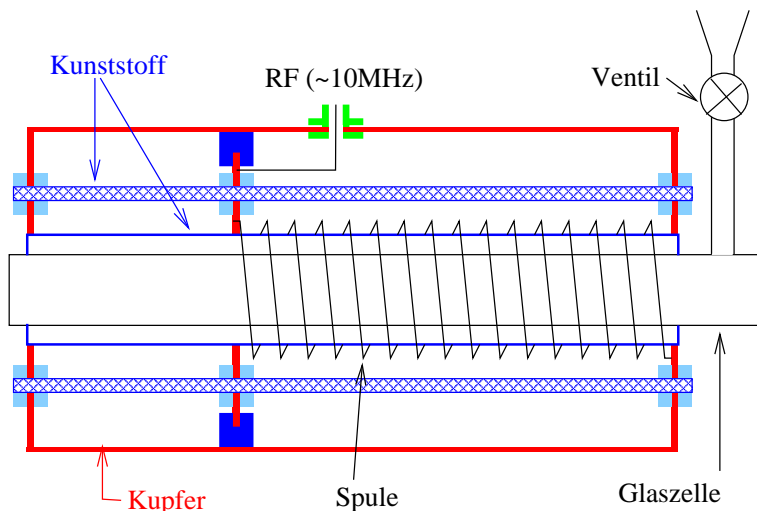


Abbildung 4.28.:  
Schema des RF-Resonators zur Erzeugung einer Xenon-Gasentladung mit der herausnehmbaren Glazelle.

Da der in [Koc95] realisierte Dissoziator versprach, nach leichten Modifikationen, wie in Abb. 4.28 gezeigt, die erwünschten Eigenschaften zu erfüllen, wurde diese Variante einer kombiniert kapazitiven und induktiven Einkopplung realisiert. Zur Ansteuerung wurde ein 10 MHz Sinus-Signal eines Funktionsgenerators nach einem stellbaren Abschwächer um 46 dB verstärkt (Firma DRESSLER, ALPHA 250/30), so dass maximal 15 W in die Gasentladung eingekoppelt wurde. Zur Kontrolle der Anpassung mittels Serien- und Reihen-Kapazität (siehe auch Abb. 4.14) wurde zwischen dem Verstärker und dem Anpassglied ein einfaches Steh-Wellen-Reflektometer (SWR-Wattmeter, CONRAD) aus dem Amateurfunkbereich geschaltet, mit dem die (zu minimierende) reflektierte Leistung angezeigt werden kann. Nach dem Zünden der Entladung ändern sich die induktiven und kapazitiven Verhältnisse in dem System aus Resonator und Entladung, so dass die Anpassung nachgestellt werden muss.

Mit dieser Anordnung war es möglich, schon mit wenigen Watt HF-Leistung die Entladung zu zünden und über lange Zeit stabil zu betreiben. Mit Hilfe eines motorisierten, Computer gesteuerten Monochromators wurde die Lichtemission der Xenon-Gasentladung in einem Wellenlängenbereich von 350 – 900 nm vermessen und mit Referenz-Daten vom ASTRONOMICAL DATA CENTER (USA) verglichen. Wie in Abb. 4.29 zu sehen, ist nach Normierung auf die stärkste Linie bei 822,5 nm ( $6p[3/2]_2-6s[3/2]_2$ -Übergang) auch die gemessene Intensität der zweitstärksten Linie bei 827,5 nm ( $6p[1/2]_0-6s[3/2]_1$ -Übergang) fast so groß wie nach den Literaturdaten zu erwarten. Die nach den

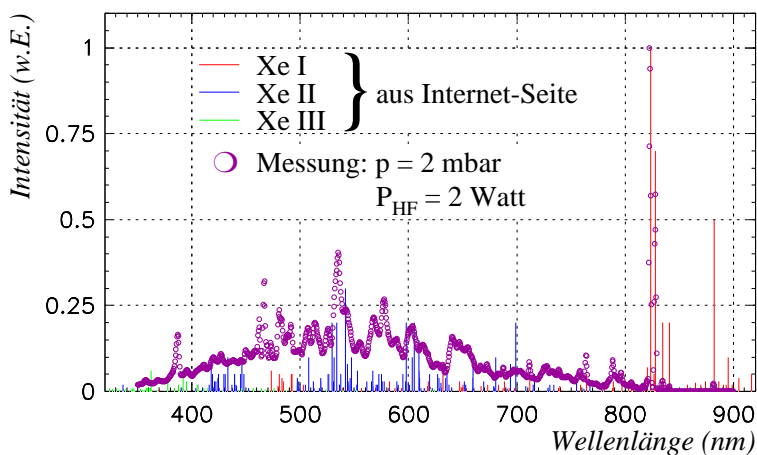


Abbildung 4.29.:  
Messung der Lichtemission der Xenon-Entladung ( $\circ$ ). Die Linien sind Emissionslinien wie sie das Astronomical-Data-Center auf ihrer Internet-Seite veröffentlicht [Bla01] (XeI = Xenon mit einem, XeII mit zwei und XeIII mit drei angeregten Elektronen).



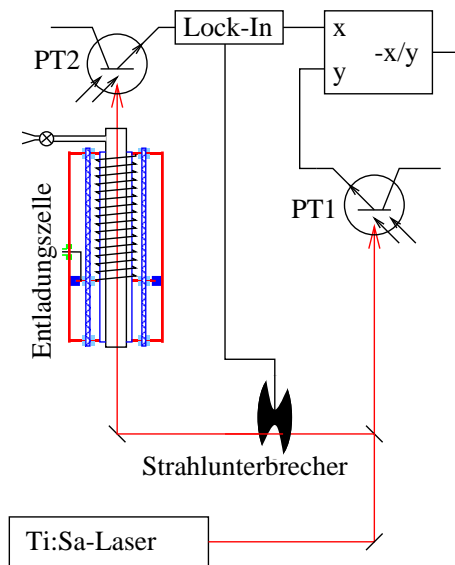


Abbildung 4.30.:

Schema des Aufbaues zur Messung der Absorptionslinien am metastabilen Xenon. Die Lichtleistungen wurden mit schnellen Phototransistoren (PT1, PT2) gemessen. Um Streulicht-Einflüsse hinter der Entladungszelle auszuschließen wurde der transmittierte Lichtstrahl Phasen-empfindlich mittels Lock-In-Technik detektiert. Um Intensitätsschwankungen des Ti:Sa-Lasers auszugleichen, wurde das Transmissions-signal durch die aktuelle Laserintensität dividiert.

Referenz-Daten als drittstärkste Linie bei 881,5 nm ( $6p[5/2]_3-6s[3/2]_2$ -Übergang) angegeben, ist in dieser Messung jedoch nur sehr schwach zu erkennen, welches von der exponentiell abfallenden Quantenausbeute des zur Detektion verwendeten Photomultipliers oberhalb von 810 nm herrührt. Die breiten Linien bei niedrigeren Wellenlängen lassen vermuten, dass die Zelle nicht ausreichend gereinigt war und noch andere Atome und Moleküle angeregt wurden.

#### 4.6.2. Spektroskopische Untersuchungen am $6s[3/2]_2-6p[5/2]_3$ -Übergang

Für diese Untersuchungen wurde der Ti:Sa-Laser anfangs im linearen Mode mit einer Bandbreite von ca. 13 GHz (vgl. Abb. 4.3) betrieben, wodurch es nicht möglich war die Hyperfeinlinien einzeln aufzulösen, da deren Abstand nur wenige GHz beträgt (für  $^{129}\text{Xe}$  siehe Abb. 3.6). Aus der Intensitätsabhängigkeit der Absorption konnte jedoch die Besetzungsdichte des metastabilen Xe-Zustandes  $6s[3/2]_2$  abgeschätzt werden. Um die Hyperfeinlinien aufzulösen, wurde der Ti:Sa-Laser im Ring-Mode mit beiden Etalons betrieben. Mit der daraus resultierenden Linienbreite von weniger als 10 MHz und einer Resonator-Modenseparation von ca. 180 MHz (stellbar mittels des dicken Etalons) waren die ca. 0,4 GHz breiten Hyperfeinlinien auflösbar.

Der prinzipielle Messaufbau für beide Absorptions-Messmethoden ist in Abb. 4.30 gezeigt. Die Datenaufnahme erfolgte entweder direkt mit Hilfe eines  $t-y$ -Schreibers, an dessen  $y$ -Kanal das, durch Analogdivision auf Laserleistungs-Schwankungen korrigierte, Signal gelegt wurde, oder aber durch Aufzeichnung der Signale vom Lock-In-Verstärker und von der Photodiode PT1 mittels ADC-Karte in einem PC.

#### Absorption des multimodigen Ti:Sa-Laserstrahls

Für die Wellenlängenvariation im Multimode-Betrieb wurde ein stark untersetzter Motor mittels Keilriemen an die Mikrometerschraube des Lyotfilters gekoppelt und kontinuierlich während der Datenaufnahme betrieben. Aufgrund des in guter Näherung linearen Zusammenhangs von Mikrometerschraubens-tellung und Wellenlänge (siehe Abb. 4.2) kann die Zeitachse in eine Wellenlängenachse überführt werden. Abb. 4.31 zeigt rechts die Absorptionsmessung wie sie sich mittels des  $t-y$ -Schreibers bei

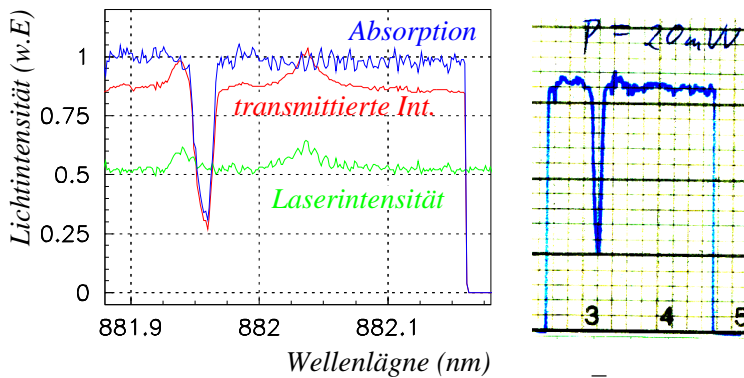


Abbildung 4.31.:

Messung der  $6s[3/2]_2$ - $6p[5/2]_3$ -Absorptionslinie am metastabilen Xenon mittels breitbandigem Ti:Sa-Laser der Leistung  $P_{TiSa} = 20\text{mW}$  (links Messung mittels ADC-Karte im Computer, rechts mittels t-y-Plotter).

einer Laserleistung von 20mW vor der Entladungszelle ergibt. Zu Beginn und am Ende der Messung wurde der transmittierte Strahl geblockt, um die Nulllinie zu erhalten. Im linken Bild sind die mittels ADC-Karte eingelesenen Messwerte gezeigt. Hieraus wird deutlich, warum auf die absolute Laserintensität normiert werden muss. Aus beiden Graphen ergibt sich die Transmission, aus dem Verhältnis von Intensität neben der Linie zu Intensität auf der Linie, zu etwa 30 %.

Variiert man die Laserleistung und bestimmt jeweils die Transmission, so ergaben sich Werte wie in Abb. 4.32 gezeigt. Für kleine Laserleistungen ist ein linearer Anstieg der Transmission zu erkennen, wohingegen bei größeren Leistungen eine Sättigung eintritt, welches durch die so genannte Sättigungsintensität  $I_s$  charakterisierbar ist

$$Tr = \frac{I}{I_0} = e^{-\sigma(I)Nz} = e^{-\alpha(I)z} \quad \text{mit} \quad \alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}}, \quad (4.13)$$

wobei  $\alpha_0$  der Absorptionskoeffizient für den Kleinsignal-Fall  $I \ll I_s$  ist.  $\alpha_0$  ergibt sich aus dem Wert der Transmissions  $Tr(I = 0)$  zu

$$\alpha_0 = \frac{1}{z} \ln \frac{1}{Tr_0}. \quad (4.14)$$

Aus dem klassischen Modell atomare Absorption von Licht mittels gedämpften Oszillators, ergibt sich der Absorptionskoeffizient  $\alpha_0 = \frac{4\pi\kappa}{\lambda}$  aus dem Imaginärteil  $\kappa = \frac{Ne^2}{8\epsilon_0 m_e \omega_0} \frac{\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma/2)^2}$  des komplexen Brechungsindex  $n = n' - i\kappa$  bei  $\omega = \omega_0$  zu

$$\alpha_0 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e c} \frac{f_{ik}}{2\pi\Delta\nu}, \quad (4.15)$$

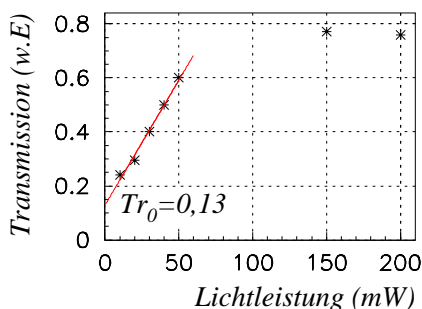


Abbildung 4.32.:

Leistungsabhängigkeit der Transmission des breitbandigen Ti:Sa-Laser am  $6s[3/2]_2$ - $6p[5/2]_3$ -Übergang des metastabilen Xenons. Aus dem Wert  $f(x = 0) \equiv Tr_0 = 0,13$  der Anpassgeraden für die Transmissionswerte kleiner Lichtleistungen, kann die Zahl der Xenon-Atome im metastabilen  $6s[3/2]_2$ -Zustand abgeschätzt werden.

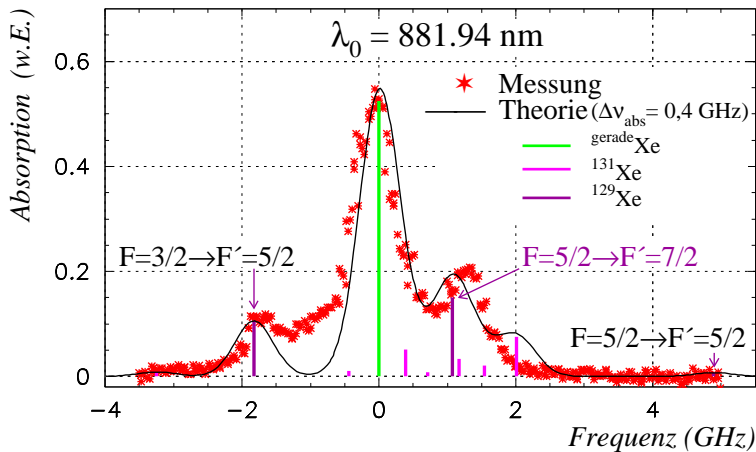


Abbildung 4.33.:

Messung der  $6s[3/2]_2$ - $6p[5/2]_3$ -Absorptionslinie vom metastabilen Xenon mittels monomodigem Ti:Sa-Laser der Leistung  $P_{TiSa} = 0,4 \text{ mW}$ .

wobei der Faktor  $f_{ik} = 0,49$  für  $6s[3/2]_2 \rightarrow 6p[5/2]_3$  als Oszillatorstärke berücksichtigt, dass aus dem  $6s[3/2]_2$ -Niveau noch weitere Linien angeregt werden können. Mit der Dopplerbite  $\Delta\nu \approx 0,4 \text{ GHz}$ , der Zellenlänge  $z = 20 \text{ cm}$  und der Transmission  $Tr_0 = 0,13$  ergibt sich demnach die Teilchendichte im  $6s[3/2]_2$ -Niveau zu  $N_{6s_2} \approx 4,9 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ . Mit der Gesamt-Teilchendichte von etwa  $N_{tot} \approx 2,2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  bei einem Druck von  $p = 8,3 \text{ mbar}$  ergibt sich demnach ein Verhältnis von etwa  $\frac{N_{6s_2}}{N_{tot}} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ . Dies liegt knapp zwei Größenordnungen unter den Werten, die für die Besetzung des metastabilen Zustands von Helium in der Literatur [Nac85] angegeben werden. Dass nur solch relativ geringen Besetzungsdichten erreicht wurden, mag zum einen an den im Gas befindlichen Verunreinigungen liegen, die durch Stöße den metastabilen Zustand stärker entvölkern. Zum anderen liegen sicherlich in der Wahl der HF-Leistung und -Frequenz, ebenso wie in der Optimierung von induktiver und kapazitiver Einkopplung Möglichkeiten die Besetzungszahl des metastabilen Zustandes zu erhöhen.

### Absorption des monomodigen Ti:Sa-Laserstrahls

Für die Wellenlängenselektion im Monomode-Betrieb des Ti:Sa-Lasers wurde der Kippwinkel des dicken Etalons von Hand möglichst kontinuierlich verstellt. Zu Beginn und am Ende der Datenaufnahme durch einen Computer wurde die Wellenlänge mittels eines Wavemeters (BURLEIGH) gemessen und der Verlauf während der Messung als linear angenommen. Bei diesen Messungen ergaben sich ähnliche Absorptionskurven wie in Abb. 4.31, jedoch mit drei deutlich unterscheidbaren Linien.

Um diese Linien den Hyperfeinkomponenten der einzelnen Isotope zuordnen zu können, wurden sowohl die Linienverschiebungen der einzelnen Hyperfeinübergänge, sowie deren relative Intensitäten  $S(IJ_1F_1, IJ_2F_2)$  mittels [Kop56, Sob79]

$$S(IJ_1F_1, IJ_2F_2) = \frac{(2F_1 + 1)(2F_2 + 1)}{2I + 1} \left\{ \begin{array}{ccc} J_1 & F_1 & I \\ & F_2 & J_2 & 1 \end{array} \right\}^2 \quad (4.16)$$

berechnet. Aus der Summe dieser Übergänge mit einer Dopplerverbreiterung von  $0,4 \text{ GHz}$  ergibt sich die theoretisch zu erwartende Absorptionslinie (Abb. 4.33 durchgezogene Linie). Die Sternchen ergeben sich aus dem Logarithmus des Kehrwertes der Messwerte ( $\alpha \propto \ln Tr^{-1}$ ). Trotz der relativ einfachen Versuchsdurchführung, ist eine prinzipiell gute Übereinstimmung zu erkennen. Die Ungenauigkeiten in der Frequenzachse rühren von dem, im spektroskopischen Sinne sehr mangelhaften Vorgehen, die Wel-

lenlänge per Hand über das Etalon zu verstimmen, ohne jeweils die entsprechende Wellenlänge eines Messpunktes zu bestimmen. Da jedoch zweifelsfrei der gesuchte  $6s[3/2]_2 F = 5/2 \rightarrow 6p[5/2]_3 F' = 7/2$ -Übergang für das optische Pumpen ebenso wie der  $6s[3/2]_2 \rightarrow 6p[5/2]_2$ -Übergang für den „optischen Schalter“ gefunden werden konnte, war ein genaueres Vorgehen nicht nötig.

#### 4.6.3. Mögliche Weiterführung

Der erste Schritt wäre nun, nach gründlichem Reinigen der Entladungszelle (vgl. [Col63]), diese in ein schwache Magnetfeld zu bringen, so dass entlang der Feldlinien mit z.B.  $\sigma^+$ -Licht der  $6s[3/2]_2 F = 5/2 \rightarrow 6p[5/2]_3 F' = 7/2$ -Übergang gepumpt werden kann. Da das Signal vom thermisch polarisierten  $^{129}\text{Xe}$  mit dem 3-T Tomograph beobachtet werden kann (siehe Kap. 5.2.2), sollte eine eventuell erzielte, noch so geringe Erhöhung der Polarisation durch das optische Pumpen messbar sein. Die bisher auf diesem Gebiet durchgeführten Experimente wurden, nach unserem Wissen, mit weit weniger empfindlichen Methoden zum Nachweis der  $^{129}\text{Xe}$ -Polarisation des Grundzustandes durchgeführt.

Unabhängig von dem Ergebnis des ersten, relativ einfach durchführbaren Experimentes, wäre der Versuch des „optischen Schalters“ mittels eines zweiten Lasers durchzuführen. Dieses würde jedoch noch zusätzliche Überlegungen und Vorexperimente bezüglich der zu verwendenden Lichtintensitäten voraussetzen, um den metastabilen Zustand ausreichend zu polarisieren und dennoch effektiv über die zweite Lichtabsorption in den Grundzustand zu überführen. Demzufolge wäre dieses Experiment mit erheblich größerem Aufwand verbunden.