

Konstruktion und Inbetriebnahme eines kompakten ^3He -Polarisators

Dissertation

zur Erlangung des Grades

„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik

der Johannes Gutenberg-Universität

in Mainz



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Christian Mrozik

geb. in Königstein im Taunus

Mainz, Juli 2014

D77

Datum der mündlichen Prüfung: 14.07.2014

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Erzeugung von Kernspinpolarisation	6
2.1.1	Spinaustauschpumpen	7
2.1.2	Metastabiles optisches Pumpen	7
2.1.3	Quantitative Beschreibung	10
2.1.4	Spintemperaturgleichgewicht	14
2.1.5	Einfluss der „falschen“ Zirkularkomponente	15
2.2	Relaxationsmechanismen	17
2.2.1	Gradientenrelaxation	18
2.2.2	Wandrelaxation	19
2.2.3	Dipol-Relaxation	19
2.2.4	Relaxation durch Gasentladung (Hellrelaxation)	20
3	Die bisher bestehende Infrastruktur	21
3.1	Vorbetrachtungen	21
3.2	Aufbau des bestehenden Polarisators	21
3.2.1	Gasreservoir und Gasreinigung	23
3.2.2	Optisches Pumpvolumen	24
3.2.3	Kompressionseinheit und Gastransportzelle	25
3.2.4	Optischer und magnetischer Polarisationsnachweis	26
3.3	Transport des hyperpolarisierten Gases	29
3.3.1	Transportboxen	30
3.4	Applikation des polarisierten Gases	31
3.5	Rückgewinnung von benutztem Gas für erneute Polarisierung	32
3.6	^3He -Versorgungskonzept und neuer kompakter Polarisator	33
4	Konzepte für eine kompakte Polarisationsanlage	37
4.1	Magnetisches Führungsfeld	38

4.1.1	Magnetisch abgeschirmte Solenoiden	39
4.2	Neues Konzept der Laserstrahlführung	41
4.2.1	Optisches Strahlführungskonzept	41
4.2.2	Optisches Pumpvolumen	46
4.3	Antrieb des Kompressors	49
4.4	Steuerung des Polarisators	51
4.5	Realisierung der neuen Konzepte	51
4.5.1	Generelle Konstruktion	51
4.5.2	Realisierung des homogenen Magnetfeldes	53
4.5.3	Realisierung des Konzepts für die Strahlführung	63
4.5.4	Realisierung des elektrisch getriebenen Kompressors	66
4.5.5	Realisierung der Polarisatorsteuerung	70
5	Leistungsdaten des kompakten Polarisators	77
5.1	Polarisationsgrad	77
5.1.1	Gleichgewichtspolarisation	79
5.1.2	Polarisation im Polarisationszyklusbetrieb	85
5.2	Polarisationsverluste	89
5.2.1	Charakterisierung der Relaxationseigenschaften von Kompressorrohr und Pufferzelle im kompakten Polarisator	90
5.2.2	Polarisationsverlust bei der Gaskompression aus dem Pumpvolumen in die Pufferzelle	91
5.2.3	Polarisationsverlust bei der Gaskompression aus der Pufferzelle in die Transportzelle	95
5.2.4	Nutzbare Polarisation	97
6	Zusammenfassung	101
A	Betriebsanleitung für den kompakten Polarisator	103
A.1	Das Steuerungsprogramm	103
A.1.1	Reiter <i>Helium polarisieren</i>	103
A.1.2	Reiter <i>Transportzelle füllen</i>	105
A.1.3	Reiter <i>Gas in Reservoir zurückführen</i>	106
A.1.4	Reiter <i>Manueller Zugriff</i>	106
A.1.5	Reiter <i>OPN-Kalibration</i>	108
A.2	Anleitung für das Benutzen der Apparatur	110
A.2.1	Gas polarisieren	110
A.2.2	Transportzelle füllen	113
A.2.3	Gas aus Speicherzelle in Reservoir zurückführen	114

A.2.4	Gas aus Transportzelle in Reservoir zurückführen	114
A.2.5	Neues ^3He in die Reservoirs füllen.	115
A.3	Weitere Hinweise	117
A.3.1	Ein- und Ausschalten des Lasers	117
A.3.2	Steuerungsprogramm zurücksetzen, wenn es nicht mehr reagiert . . .	118
A.3.3	OPN-Einheit kalibrieren	119
A.3.4	Tausch des SAES-Getters	120
Literaturverzeichnis		123

Tabellenverzeichnis

4.1	Auszug der Materialdaten von NILOMAG 77	53
5.1	Änderung der mittleren Produktionsrate	89
5.2	Polarisationstransfer beim Komprimieren in Pufferzelle inklusive Relaxation in Pufferzelle	94
5.3	Polarisationstransfer beim Komprimieren in Pufferzelle ohne Relaxation in Pufferzelle	95

Abbildungsverzeichnis

1.1	Erste MRT Aufnahme der menschlichen Lunge mit ^3He	3
2.1	$2^3S \rightarrow 2^3P$ -Übergang im ^3He	9
2.2	Schematische Darstellung des metastabilen optischen Pumpprozesses	10
2.3	Benennung der Besetzungszahlen der einzelnen Zeeman-Niveaus	11
2.4	Simulation der zeitlichen Entwicklung der Polarisierung im Spintemperaturgleichgewicht	16
2.5	Relative Besetzungszahlen der Zeeman-Unterniveaus im Spintemperaturgleichgewicht für $x = 4$	17
3.1	Vergleich von Protonen-MRT der Lunge mit ^3He -MRT der Lunge	22
3.2	Schematische Darstellung des bestehenden ^3He -Polarisators	23
3.3	Niveauschema des $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$ -Übergangs mit aufgrund von Kernspinpolarisation ungleich besetzten 3^1D_2 -Zeeman-Niveaus	26
3.4	Aufbau für die optische Polarisationsmessung	27
3.5	Prinzip des magnetischen Polarisationsnachweises	29
3.6	Geöffnete Transportbox mit drei im Inneren versteckten Transportzellen . .	31
3.7	Applikatorsystem	32
3.8	^3He -Rückgewinnungsanlage	33
3.9	^3He -Versorgungszyklus	34
4.1	Magnetischer Kurzschluss	39
4.2	Vergleich des Spulendurchmessers im bisherigen und neuen Polarisator . . .	40
4.3	Erzeugungsprinzip der zirkularen Polarisierung für das optische Pumpen . .	42
4.4	Ursprüngliches Strahlführungskonzept	43
4.5	Messung der Polarisierung in einer Pumpzelle und Auftreten falscher Zirkularpolarisation	44
4.6	Erzeugung von falscher Zirkularpolarisation	45
4.7	Strahlführung im kompakten Polarisator	46
4.8	Technik des Fensterklebens	48

4.9	Schnittansicht der Klebeverbindung zwischen Zellenfenster und Flansch . .	49
4.10	Linearantrieb	50
4.11	Gestell des kompakten Polarisators	52
4.12	Vergleich verschiedener mit NILOMAG geschirmter Solenoiden	54
4.13	Simulationen des relativen Feldgradienten G_r im Solenoiden	55
4.14	Herstellung des magnetischen Kontakts zwischen Endplatten und Zylinder mit Hilfe von Bajonettverschlüssen	56
4.15	Prinzipskizze des geschirmten Solenoiden	58
4.16	Modell des kompakten Polarisators	58
4.17	Vorrichtung zur Vermessung des Magnetfelds im Inneren des Solenoiden . .	60
4.18	Relativer Magnetfeldgradient im Inneren des Solenoiden	62
4.19	Bestimmung der T_1 -Zeit von polarisiertem ^3He innerhalb des geschirmten Solenoiden	63
4.20	Aufbau im Inneren des Solenoiden	64
4.21	Anordnung im Inneren des Solenoiden	65
4.22	Position des Linearantriebs	66
4.23	Totvolumen und Kompressionsverhältnis des Kompressors	68
4.24	Ausgestoßene Gasmenge des Kompressors	69
4.25	Polarisatorskizze des für den Polarisationsbetrieb relevanten Bereichs	70
4.26	Ventilinsel zur Ansteuerung der pressluftbetriebenen Ventile	73
4.27	Kontrolle der Ventilstellungen	73
4.28	Schnittstelle zwischen Software und Steuerungshardware	74
4.29	Bedienoberfläche des Steuerungsprogramms	76
5.1	Aufbau des Pumpvolumens und des OPN	77
5.2	Effekt der Diffusionssperre auf die Durchmischung des Gases in beiden Teil- pumpvolumina	78
5.3	Zeitliche Entwicklung der Polarisation in OPV 1	79
5.4	Messung der Hellrelaxation zur Unterscheidung verschiedener Gasentla- dungsstärken	81
5.5	Messung der Gleichgewichtspolarisation	82
5.6	Messung der Aufpolarisationszeit t_{90}	83
5.7	Vergleich verschiedener Aufpolarisationskurven	84
5.8	Messung der Gleichgewichtspolarisation in Abhängigkeit des Drucks	85
5.9	Zeitliche Entwicklung der Polarisation in allen Zellen im Zyklusbetrieb . . .	86
5.10	Erreichbare Polarisation bei verschiedenen Zykluszeiten und Drücken	87
5.11	Produktionsrate des kompakten Polarisators in Abhängigkeit von Polaris- ationsgrad und Zyklusdauer	88

5.12	Messung des Polarisationsstransfers vom Pumpvolumen in die Pufferzelle . .	92
5.13	Messung des Polarisationsstransfers bei der Gaskompression von der Puffer- zelle in die Transportzelle	96
5.14	Erreichbarer Polarisationsgrad bei Polarisieren von $1 \text{ bar} \cdot \ell \text{ } ^3\text{He}$	97
5.15	Erreichbarer Polarisationsgrad bei Polarisieren von $3 \text{ bar} \cdot \ell \text{ } ^3\text{He}$	98
5.16	In Transportzelle nutzbare Polarisation in Abhängigkeit von der Produk- tionsrate	99
A.1	Oberer Rand der graphischen Oberfläche	103
A.2	Oberfläche für die Steuerung des Polarisationsprozesses	104
A.3	Oberfläche für das Füllen der Transportzelle	105
A.4	Oberfläche für die Rückführung von ^3He in die Reservoirs	106
A.5	Oberfläche für den manuellen Zugriff auf alle Teile der Apparatur	107
A.6	Oberfläche für die Kalibration der OPN-Einheiten	109
A.7	Übersicht über den Polarisator	110
A.8	Position der Transportzellenhalterung	112
A.9	Heliumeinlass	115
A.10	Lasersystem des kompakten Polarisators	117
A.11	Resetknopf der Steuerungshardware	118
A.12	SAES-Getter	120

Zusammenfassung

Im Jahr 1996 wurde die erste Aufnahme der menschlichen Lunge in einem Kernspintomographen unter Benutzung des hyperpolarisierten Edelgases ^3He als Kontrastgas veröffentlicht. Es folgten zahlreiche medizinische Studien mit diesem neuen Lungenbildgebungsverfahren. Als Konsequenz aus dem steigenden Bedarf an hyperpolarisiertem ^3He wurde am Institut für Physik der Universität Mainz ein ^3He -Polarisator entwickelt, der die Versorgung dieser Studien mit polarisiertem Gas gewährleistet. Für den Fall jedoch, dass die Lungenbildgebung mit hyperpolarisiertem ^3He in die medizinische Praxis übernommen wird, wären die Produktionskapazitäten der bestehenden Anlage nicht mehr ausreichend. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein kompaktes System zum Polarisieren von ^3He direkt am Einsatzort entwickelt, welches als eine Art Industrieprodukt in beliebiger Stückzahl nachgebaut werden kann. So steht nun ein kompakter, mobiler ^3He Polarisator zur Verfügung, dessen Produktionsrate in der Größenordnung eines Standardliters (1 ℓ , 1 bar, Raumtemperatur) pro Stunde bei einer Polarisation von $> 60\%$ liegt.

Abstract

In the year 1996 the first image of the human lung, acquired by magnetic resonance imaging with usage of the hyperpolarized noble gas ^3He as contrast agent, was published. This publication was followed by numerous clinical studies, using this new method of lung imaging. In order to satisfy the rising need of hyperpolarized ^3He , a polarizing unit for the production of large quantities of the polarized gas was developed at the University of Mainz. If however this technique of lung imaging is used in medical routine and not only in clinical studies, the production capacity of the current polarizing facility in Mainz would be exceeded by far. Therefore a compact polarizing apparatus for the production of hyperpolarized ^3He directly where the gas is needed has been developed in this thesis. Now a compact and mobile polarizer with a production rate in the order of one standard liter (1 ℓ , 1 bar, room temperature) per hour at a polarization degree of $> 60\%$ can be used. As a kind of industry product, it can be rebuilt in any quantity.

Kapitel 1

Einführung

Kernspinpolarisierte Edelgase, wie beispielsweise das Isotop ^3He , finden in zahlreichen physikalischen Experimenten im Rahmen der Grundlagenforschung eine Anwendung. So macht man sich beispielsweise die Tatsache, dass der Spin eines ^3He -Kerns fast ausschließlich vom Neutron getragen wird, dahingehend zu Nutze, dass kernspinpolarisiertes ^3He als effektives polarisiertes Neutronentarget benutzt wird. Ein solches Target findet beispielsweise bei Experimenten zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons $G_{e,n}$ am Mainzer Mikrotron¹ eine Anwendung ([Mey94], [Roh99], [Kri09]). Die hierfür benötigten Gasmengen betragen typischerweise 2-3 Standardliter².

Durchlaufen kalte und thermische Neutronen polarisiertes ^3He -Gas, so ist die Transmission der Neutronen durch das Gas stark von der Spineinstellung der Neutronen im Vergleich zum ^3He abhängig. Begründet ist dies in unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten der Reaktion $^3_2\text{He} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^3_1\text{H} + ^1_1\text{p}$. So unterscheidet sich bei dieser Reaktion der Wirkungsquerschnitt bei antiparalleler Spineinstellung zwischen ^3He und Neutron vom Wirkungsquerschnitt bei paralleler Spineinstellung. Polarisiertes ^3He -Gas kann daher als sogenannter Neutronenspinfilter eingesetzt werden, welcher in der Lage ist, einen unpolarisierten Neutronenstrahl zu polarisieren, indem er nur eine Spineinstellung transmittieren lässt und Neutronen der anderen Spineinstellung gemäß obiger Reaktion stark absorbiert ([Sur95], [Sur97]). Anwendungen für polarisierte Neutronenstrahlen finden sich beispielsweise in der Festkörperphysik im Rahmen der Untersuchung magnetischer Materialeigenschaften. Typische Mengen an benötigtem ^3He sind hier 1-3 bar $\cdot\ell$.

In einem äußeren Magnetfeld können die polarisierten ^3He -Kerne durch Einstrahlen eines Radiofrequenzpulses zum Präzidieren gebracht werden. Diese Präzession findet mit der Larmorfrequenz $\nu_L = \gamma/2\pi \cdot B$ statt, welche proportional zum bekannten gyromagnetischen

¹MAMI

²1 Liter bei Raumtemperatur und Atmosphärendruck, ab jetzt: bar $\cdot\ell$

Verhältnis γ der Heliumkerne und zur magnetischen Flussdichte B ist. Da die Larmorfrequenz ν_L mit sehr hoher Präzision gemessen werden kann, eignet sich die Präzession der Heliumkerne zur präzisen Messung magnetischer Flussdichten. Solche ^3He -Magnetometer können überall dort eingesetzt werden, wo hochpräzise Magnetfeldmessungen von Nöten sind. In [Gem10] wurde mit Hilfe solcher Magnetometer eine Präzision von $\delta B = 5 \text{ fT}$ bei einer Messdauer von $T = 200 \text{ s}$ erreicht. Diese Technik der Feldmessung wird beispielsweise im Rahmen der Bestimmung des elektrischen Dipolmoments des Neutrons am Paul Scherrer Institut in der Schweiz eingesetzt, wo eine genaue Kenntnis über die Stärke des mittleren Magnetfeldes von $B = \mathcal{O}(1 \text{ } \mu\text{T})$ über die Dauer eines sogenannten Ramsey-Zyklus ($\approx 200 \text{ s}$) benötigt wird.

Beobachtet man die Präzession von ^3He und dem Edelgasisotop ^{129}Xe , die sich im selben Volumen befinden, so handelt es sich um ein Co-Magnetometer, mit welchem sich der Effekt zeitlicher Magnetfeldänderungen durch Bilden einer gewichteten Frequenzdifferenz $\Delta\omega = \omega_{\text{He}} - \frac{\gamma_{\text{He}}}{\gamma_{\text{Xe}}} \omega_{\text{Xe}}$ eliminieren lässt. Derartige Co-Magnetometer kommen beispielsweise bei Uhrenvergleichsexperimenten zu Tests fundamentaler Theorien zum Einsatz [Hei13], da man mit der Observablen $\Delta\omega$ nur auf nichtmagnetische Kopplungen des Spins empfindlich ist. Die Magnetometrie benötigt geringere Gasmengen als die vorigen Beispiele, da hier in der Regel im Druckbereich von $p = \mathcal{O}(1 \text{ mbar})$ gearbeitet wird.

Eine tragende Rolle spielen präzidierende Kernspins im Bereich der medizinischen Bildgebung, was eine wesentliche Motivation für den Bau eines kompakten und mobilen ^3He Polarisators war. Dieses etablierte bildgebende Verfahren ist in der Lage, nahezu alle Organe des menschlichen Körpers abzubilden. Der Grund hierfür ist, dass durch das Vorhandensein von Wasser in biologischem Gewebe die Kernspindichte ausreichend hoch ist, um ein für den Tomographen detektierbares Signal zu generieren. Dies gilt allerdings nicht für die Lunge, die im Wesentlichen mit Gas gefüllt ist. Die Protonendichte ist in diesem Bereich um etwa einen Faktor 10-20 kleiner, als beispielsweise im Muskelgewebe. Hinzu kommen Suszeptibilitätsartefakte an Gewebe-Luft-Grenzflächen, die eine Protonen-MRT der Lunge praktisch unmöglich machen. Um dieses Problem zu umgehen, werden seit Mitte der 1990er Jahre Kontrastgase für die Lungenbildgebung im Rahmen der MRT eingesetzt, mit Hilfe derer die luftgefüllten Räume der Lunge dargestellt werden können. Bei diesen Kontrastgasen handelt es sich um hyperpolarisierte, nicht-radioaktive, chemisch inerte Edelgase. So wurden im Jahre 1994 die ersten MRT-Aufnahmen der Lunge einer Maus veröffentlicht, bei der hyperpolarisiertes ^{129}Xe als Kontrastgas verwendet wurde [Alb94]. Ein Jahr später wurde eine Meerschweinlunge mit hyperpolarisiertem ^3He sichtbar gemacht [Mid95]. Im Jahr 1996 schließlich wurden die ersten in-vivo MRT-Aufnahmen der menschlichen Lunge publiziert [Ebe96] (siehe Abbildung 1.1). Dieses zu diesem Zeitpunkt



Abbildung 1.1: **links:** MRT-Aufnahme des menschlichen Brustkorbs. Aufgrund der geringen Protonendichte in der Lunge ist diese nicht zu erkennen. Bei der innerhalb der Lunge sichtbaren Struktur handelt es sich um große Blutgefäße, die sich in der Lunge verästeln. **rechts:** Erste veröffentlichte MRT-Aufnahme der menschlichen Lunge aus dem Jahr 1996, bei der kernspinpolarisiertes ^3He als Kontrastgas verwendet wurde [Ebe96].

völlig neue diagnostische Verfahren fand rasch großes Interesse in der Pneumologie³. Es wurde daher notwendig, große Präparationskapazitäten zu schaffen, um ausreichende Mengen an kernspinpolarisiertem ^3He für derartige Forschung gewinnen zu können. Typische Gasmengen für eine MRT-Anwendung an einem Patienten liegen bei 1-2 bar $\cdot\ell$.

Unsere Arbeitsgruppe beteiligt sich seit der Anfangszeit der medizinischen Lungenuntersuchungen mit polarisiertem ^3He an diesem Forschungsgebiet. So wurden und werden durch unsere Arbeitsgruppe medizinische Studien und Untersuchungen, die weltweit durchgeführt werden, mit polarisiertem Gas versorgt. Aktuell sind lediglich in Mainz die Kapazitäten für die Präparation von ausreichenden Mengen des polarisierten Gases für große Studien vorhanden. Die hierfür nötige Infrastruktur besteht im Wesentlichen aus einem ^3He -Polarisator, einem Transportsystem, einem medizinischen Applikator, sowie einer Recyclinganlage. Der Polarisator liefert über den Prozess des metastabilen optischen Pumpens (siehe Abschnitt 2.1) kernspinpolarisiertes ^3He -Gas (siehe Abschnitt 3.2). Die Produktionsrate ist polarisationsabhängig und beträgt beispielsweise für medizinische Anwendungen bei $P \approx 65\%$ etwa 2 bar $\cdot\ell$ /h. Mit wachsender Polarisation sinkt diese Rate. Das Transportsystem besteht aus relaxationsarmen Transportzellen [Sch06b] und speziellen Transportboxen [Hie10], in denen das polarisierte Gas ohne vollständigen Verlust der Polarisation zum Nutzer zu transportiert werden kann (siehe Abschnitt 3.3). Der Applikator (siehe Abschnitt 3.4) dient der kontrollierten Gabe von polarisiertem Gas während einer

³Lungenheilkunde

MRT-Untersuchung. In einer Recyclinganlage kann ^3He aus dem bei Untersuchungen gesammelten ^3He -Atemluft-Gemisch zurückgewonnen werden [Sal12], um erneut polarisiert werden zu können (siehe Abschnitt 3.5).

Eine klare Verbesserung dieses Versorgungskonzeptes wäre, den Nutzern des polarisierten Gases die Möglichkeit zu geben, ^3He am Nutzungsort polarisieren zu können. Dies würde zum Einen lange Transportwege, auf denen ein Teil der Polarisation aufgrund verschiedener Relaxationsmechanismen zerfällt, ersparen, zum Anderen stünde dem Nutzer das Gas flexibel zur Verfügung, da ein Transport nicht Tage im Voraus organisiert werden müsste. Zwingend nötig ist diese Maßnahme, wenn sich die medizinische Bildgebung mit polarisiertem ^3He in der medizinischen Praxis etabliert. In diesem Fall reicht die Mainzer Infrastruktur nämlich nicht aus, um eine flächendeckende Versorgung mit dem polarisierten Gas zu ermöglichen. Ein exakter Nachbau des bestehenden Polarisators wäre zwar zur Eigenversorgung möglich, jedoch ist die aktuelle Konstruktion für den Einsatz in Kliniken vor Ort vor allem aufgrund ihrer Größe ungeeignet. Darum wurde beschlossen, ein kompaktes System zu entwickeln. Dieses System soll bei geringerem Platzbedarf ähnliche Produktionsraten wie die des bestehenden Systems aufweisen. Darüber hinaus soll das System einfach bedient werden können, so dass kein Fachpersonal für den Betrieb der Apparatur benötigt wird.

Diese Anforderungen erfordern innovative Konstruktionskonzepte für die Realisierung des neuen Polarisators, der im Rahmen dieser schriftlichen Arbeit vorgestellt wird, da die benötigten Randbedingungen für das metastabile optische Pumpen stets erfüllt sein müssen. In Bezug auf angestrebte Kompaktheit (der Polarisator soll durch eine Einfachtür passen) und erwünschte Produktionsrate ($\mathcal{O}(1 \text{ bar} \cdot \ell/\text{h})$) stellt dies eine besondere Herausforderung dar.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Kapitel 2 werden physikalische Grundlagen über Kernspinpolarisation, deren Erzeugung, sowie Prozesse, die zum Zerfall der Polarisation führen, beleuchtet. Kapitel 3 stellt die bestehende Infrastruktur zur weltweiten Versorgung von Nutzern mit polarisiertem ^3He vor. In Kapitel 4 werden die für den kompakten Polarisator neu entwickelten Konzepte sowie deren Umsetzung in die Realität dargelegt, während in Kapitel 5 die Leistungsdaten des neuen Polarisators aufgeführt werden.

Kapitel 2

Grundlagen

Ein großer Teil der im Weltall sichtbaren Materie wird von Atomen gebildet. Diese Atome setzen sich aus den elementaren Elektronen, die die Atomhülle bilden, und aus Protonen und Neutronen, welche den Atomkern bilden, zusammen. Seit 1925 ist bekannt, dass das Elektron eine intrinsische quantenmechanische Eigenschaft besitzt, die *innerer Drehimpuls* oder *Spin* genannt wird [Uhl25]. Im Jahr 1927 wurde diese Eigenschaft auch für das Proton gezeigt [Den27]. Auch das Neutron, das im Jahr 1932 entdeckt wurde [Cha32], besitzt diese Eigenschaft. Dieser Spin ist vom Betrag her für Proton, Neutron und Elektron gleich und nimmt den Wert $s = \frac{\hbar}{2}$ an.

Eine direkte Folge des Spins ist die Existenz eines magnetischen Moments der einzelnen Atombausteine, welches durch

$$\vec{\mu} = g \cdot \mu \cdot \frac{\vec{s}}{\hbar} \quad (2.1)$$

gegeben ist. Bei g handelt es sich um den g-Faktor für jeweils Proton, Neutron oder Elektron, μ ist für Proton und Neutron das Kernmagneton, beziehungsweise beim Elektron das Bohr'sche Magneton. Auch ein ^3He -Kern, dessen Spin im Wesentlichen vom Neutron getragen wird, ist ein Spin-1/2 Teilchen mit einem solchen magnetischen Moment. Ein magnetisches Moment führt zu einer potentiellen Energie in einem Magnetfeld, die durch

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.2)$$

gegeben ist. Genau wie der quantenmechanische Bahndrehimpuls ℓ nimmt die auch Ausrichtung des Spins in einem Magnetfeld diskrete Werte an. Befindet sich ein ^3He -Atom im Grundzustand, so existieren zwei unterschiedliche Zustände ($J = 0$, $I = 1/2 \rightarrow F = 1/2$, $m_F = \pm 1/2$), die sich energetisch um

$$|\Delta E| = |g_{^3\text{He}}| \mu_K \cdot B \quad \text{mit} \quad g_{^3\text{He}} = -4,25525 \quad (2.3)$$

unterscheiden. Im thermischen Gleichgewicht kommt es zu einer Ungleichbesetzung der beiden m_F -Niveaus, gemäß der Boltzmann-Statistik. Der $m_F = -1/2$ - Zustand ist dabei

energetisch günstiger gelegen. Für das Verhältnis der Besetzung der beiden Zustände gilt

$$\frac{N_{-1/2}}{N_{+1/2}} = \exp\left(\frac{|\Delta E|}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{|g_{^3\text{He}}| \cdot \mu_K \cdot B}{k_B T}\right) \quad (2.4)$$

Als Polarisation eines ^3He Teilchenensembles definiert man nun die Ungleichbesetzung der Niveaus, die durch die Gleichung

$$P = \frac{N_{-1/2} - N_{+1/2}}{N_{-1/2} + N_{+1/2}} \quad (2.5)$$

gegeben ist.

2.1 Erzeugung von Kernspinpolarisation

Für verschiedene kernphysikalische Experimente, sowie in der medizinischen Magnetresonanztomographie⁴ ist die Polarisation von Kernspins von Interesse. Unter Benutzung von Gleichung 2.4 lässt sich der Ausdruck für die Polarisation aus Gleichung 2.5 zu

$$P = \frac{\exp\left(\frac{|\Delta E|}{k_B T}\right) - 1}{\exp\left(\frac{|\Delta E|}{k_B T}\right) + 1} \quad \text{mit} \quad |\Delta E| = |g_{^3\text{He}}| \cdot \mu_K \cdot B \quad (2.6)$$

umformen. Aus dieser Gleichung geht hervor, dass ein Teilchenensemble allein aufgrund seiner thermischen Energie bei Anwesenheit eines Magnetfeldes polarisiert ist. Diese Polarisation wird Boltzmann-Polarisation P_B genannt. Unter Bedingungen, wie sie beispielsweise im Rahmen der medizinischen MRT vorherrschen ($T \approx 300 \text{ K}$, $B = \mathcal{O}(1 \text{ T} \dots 3 \text{ T})$) ist $P_B = \mathcal{O}(10^{-6})$. Für viele kernphysikalische Experimente, wie auch für MRT-Bildgebung an der Lunge ist diese Polarisation nicht ausreichend groß. Die beiden offensichtlichen Stellschrauben an der Boltzmann-Polarisation sind Magnetfeld und Temperatur. Technisch ist man allerdings bei der Stärke des erreichbaren Magnetfeldes beschränkt. Eine signifikante Erhöhung der Boltzmann-Polarisation lässt sich prinzipiell auch durch Absenken der Temperatur erreichen, allerdings ist dies insbesondere bei der medizinischen MRT nicht möglich. Es ist daher von Nöten, die Polarisation künstlich über das Niveau der Boltzmann-Polarisation anzuheben, und idealerweise in Regionen von $P = \mathcal{O}(1)$, wo man von *Hyperpolarisation* spricht, vorzudringen. Es gibt zwei optische Pumpmethoden, mit denen ^3He hyperpolarisiert werden kann. Es handelt sich um

1. Spinaustauschpumpen
2. metastabiles optisches Pumpen

⁴im Folgenden mit *MRT* bezeichnet

2.1.1 Spinaustauschpumpen

Beim Spinaustauschpumpen⁵ wird ^3He bei einem Druck von einigen bar gemeinsam mit einer kleinen Menge eines Alkalimetalls in ein Pumpvolumen abgefüllt. Durch Erhitzen des Volumens wird der Sättigungsdampfdruck des Alkalimetalls (meist Rubidium) auf typische Werte von $p = \mathcal{O}(0,1 \text{ mbar})$ erhöht. Durch optisches Pumpen mit resonantem, zirkular polarisiertem Laserlicht auf der D1-Linie von Rubidium bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{Rb}}=795 \text{ nm}$ werden die Spins der Valenzelektronen des Rb-Dampfes zu einem hohen Grad polarisiert. Mittels sogenannter Spinaustauschstöße zwischen den so polarisierten Rb-Atomen und den unpolarisierten ^3He -Atomen kann der Spin des Valenzelektrons eines Rb-Atoms über die Hyperfeinwechselwirkung (Fermi-Kontakt-Wechselwirkung) an den Kernspin des ^3He -Atoms koppeln. Dabei treten gegenseitige Spinklapps auf. Im Rahmen dieser Spinaustauschstöße wird die Polarisation der Rb-Atome auf die Kerne der ^3He -Atome übertragen. Weitere Details über diese 1960 vorgestellte Methode finden sich in [Bou60], [Gam65], [Chu87] und [Lar91].

2.1.2 Metastabiles optisches Pumpen

Etwa zur gleichen Zeit fanden F. D. Colegrove und P. A. Franken eine Methode, die Elektronenhülle von ^4He ohne die Anwesenheit eines Puffergases zu polarisieren [Col60]. Im Rahmen dieser Methode werden die Heliumatome, durch eine Gasentladung in den metastabilen 2^3S_1 -Zustand versetzt, von wo aus sie mit resonantem Laserlicht der Wellenlänge $\lambda_{\text{He}}=1083 \text{ nm}$ optisch gepumpt werden. Kurz darauf gelang es, die Kernspins von ^3He mit Hilfe dieser Methode, dem sogenannten metastabilen optischen Pumpen⁶, zu polarisieren [Col63].

Prinzip des MEOP

^3He befindet sich bei einem Druck von $p_{\text{He}} = \mathcal{O}(1 \text{ mbar})$ in einem Pumpvolumen, welches sich in einem schwachen Magnetfeld von einigen Gauß⁷ befindet. Dieses Magnetfeld dient als Quantisierungsachse für die Spins, sowie als Haltefeld für die Polarisation. Eine schwache Gasentladung regt etwa 1 ppm der Atome aus dem Grundzustand in den metastabilen 2^3S_1 -Zustand an, der wegen des Interkombinationsverbots zwischen Singulett- und Triplettzuständen nicht durch Strahlungsübergänge zerfallen kann. Der optische Pumpprozess findet von diesem metastabilen Niveau aus statt, dessen Lebensdauer durch Stöße der metastabilen Atome mit der Wand des Pumpvolumens auf $\tau_{\text{MS}} = \mathcal{O}(1 \text{ ms})$ begrenzt ist [Wol04]. Mit Hilfe von zirkular polarisiertem, resonantem Laserlicht der Wellenlänge

⁵Spin Exchange Optical Pumping, SEOP

⁶Metastability Exchange Optical Pumping, MEOP

⁷1 G=10⁻⁴ T

$\lambda_{He}=1083\text{ nm}$ werden Übergänge in die $2^3P_{0/1/2}$ -Zustände induziert. Zwischen diesen Linien existieren insgesamt neun verschiedene Übergänge, die gemäß einer in [Nac85] eingeführten Konvention nach aufsteigender Energie von C_1 bis C_9 durchnummeriert werden. Für das Hyperpolarisieren der ^3He -Atome eignen sich aufgrund der in [Wol04] angestellten und dargelegten Überlegungen die Übergänge C_8 und C_9 besonders gut. Der wesentliche Grund hierfür liegt darin, dass für ein effizientes optisches Pumpen möglichst viele Geschwindigkeitsklassen im Bereich des resonanten Laserlichts liegen müssen. Um dies zu gewährleisten, benutzt man einen spektral breitbandigen Laser, dessen Breite in der Größenordnung der Dopplerbreite der einzelnen Übergänge liegt. Für die vorliegenden Bedingungen sind dies etwa 2 GHz. Dies führt dazu, dass sich die energetisch dicht beieinander liegenden Übergänge C_{1-7} nicht getrennt innerhalb der dopplerverbreiterten Linie auflösen lassen. Problematisch hierbei ist, dass die Übergänge C_1 und C_3 in die entgegengesetzte Richtung wie alle anderen Linien pumpen, was dem Aufbau von Polarisation entgegen wirken würde. Aus diesem Grund verwendet man für das optische Pumpen lediglich die Linien C_8 und C_9 , die sich einzeln mit dem zu benutzenden Laser auflösen lassen. Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Hyperfeinaufspaltung der betroffenen Energieniveaus und die möglichen Übergänge C_{1-9} .

Das angelegte Magnetfeld führt zu einer Zeeman-Aufspaltung der einzelnen Hyperfeinzustände nach den m_F -Quantenzahlen. Ist das Laserlicht zirkular polarisiert, so finden aufgrund der Drehimpulserhaltung nur Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$ statt, wobei für σ^+ -Polarisation $\Delta m_F = +1$ und für σ^- -Polarisation $\Delta m_F = -1$ gilt. Während der Lebensdauer des 2^3P_0 -Zustands von $\tau = 97,8\text{ ns}$ führen gaskinetische Stöße zwischen den Atomen zu einer näherungsweisen Gleichbesetzung der 2^3P -Niveaus. Durch dieses sogenannte „collisional mixing“ findet die Abregung der 2^3P -Niveaus nahezu isotrop in alle Zeeman-Niveaus des 2^3S -Zustands statt. Hierbei wird im Mittel kein Drehimpuls übertragen. Strahlt man nun resonantes, entweder rechts- oder linkszirkulares Licht ein, so wird bei der Absorption der Laserphotonen ein richtungsmäßig definierter Drehimpuls auf die Atomhüllen der ^3He -Atome übertragen, der durch die isotrope Abstrahlung bei der Abregung das Atomensemble nicht wieder verlässt. Ein Benutzen von beispielsweise σ^- -Pumplicht führt also zu einer Entleerung der Zeeman-Niveaus mit hohen m_F -Quantenzahlen zugunsten der Niveaus mit niedrigeren Quantenzahlen. Die Folge ist eine Polarisation der Elektronenhüllen entlang der Feldlinien des angelegten Magnetfeldes. Durch die Hyperfeinwechselwirkung im 2^3S_1 -Zustand sind Hüllen- und Kernspin aneinander gekoppelt. Im Rahmen dieser Wechselwirkung mit einer charakteristischen Zeitdauer von $\tau_{HF} = 2,23 \cdot 10^{-10}\text{ s}$ [Ros70] kommt es zu einer Übertragung dieser Polarisation auf den Kern. Zurück in den 1^1S_0 -Grundzustand gelangen die so kernspinpolarisierten ^3He -Atome durch metastabile Austauschstöße. Bei diesen handelt es sich um Stöße zwischen Atomen im Grundzustand und im metastabilen 2^3S_1 -Zustand, bei denen sich kurzzeitig ein

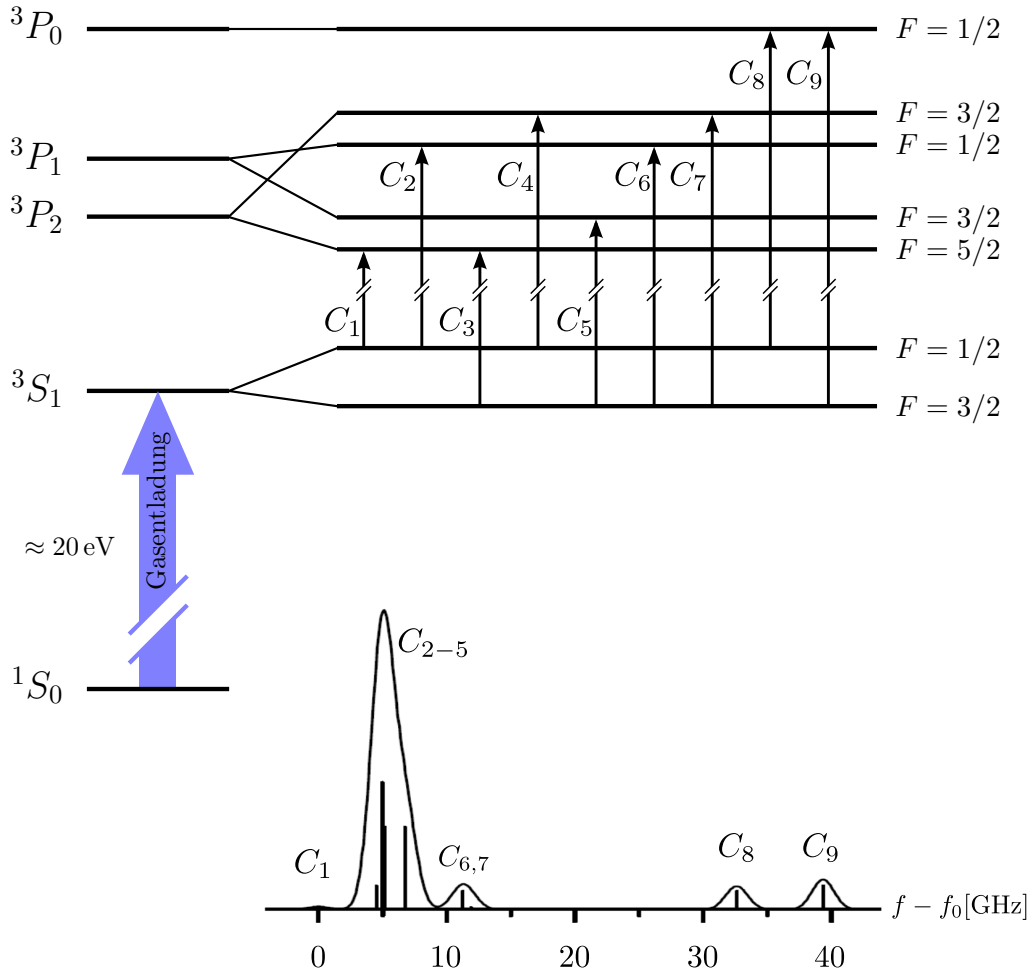


Abbildung 2.1: Termschema des $2^3S \rightarrow 2^3P$ -Übergangs inklusive der möglichen Übergänge C_{1-9} zwischen den Hyperfeinniveaus. Die bei Raumtemperatur dopplerverbreiterten Linien sind inklusive ihrer relativer Oszillatorenstärke abzüglich der Frequenz des C_1 -Übergangs von $f_0 = 276679,65$ GHz dargestellt. Eine Besetzung des metastabilen 2^3S_1 -Zustands wird über eine Gasentladung erreicht.

Molekül bildet. Die Lebensdauer dieser Moleküle beträgt der Stoßzeit entsprechend etwa 1 ps [Hap72]. Durch die Ununterscheidbarkeit der Kerne während dieses Prozesses besteht die Möglichkeit, dass es zu einem Austausch der Kerne kommt. Nach einem solchen Austauschstoß befindet sich das kernspinpolarisierte Atom also im Grundzustand, während sich der Stoßpartner im 2^3S_1 -Zustand befindet, und am Pumpprozess teilnehmen kann.

In Abbildung 2.2 ist der Prozess des metastabilen optischen Pumpens schematisch dargestellt. In dieser Abbildung wird σ^- -Licht für den Polarisationsprozess benutzt, der MEOP-Prozess funktioniert jedoch genauso für σ^+ -Licht. Unterschied ist nur, dass in diesem Fall Zeeman-Niveaus mit niedrigen m_F -Quantenzahlen zugunsten der Niveaus mit höheren Quantenzahlen entleert werden. In diesem Fall richten sich die Kernspins umgekehrt im Vergleich zum Pumpen mit σ^- -Licht am Magnetfeld aus.

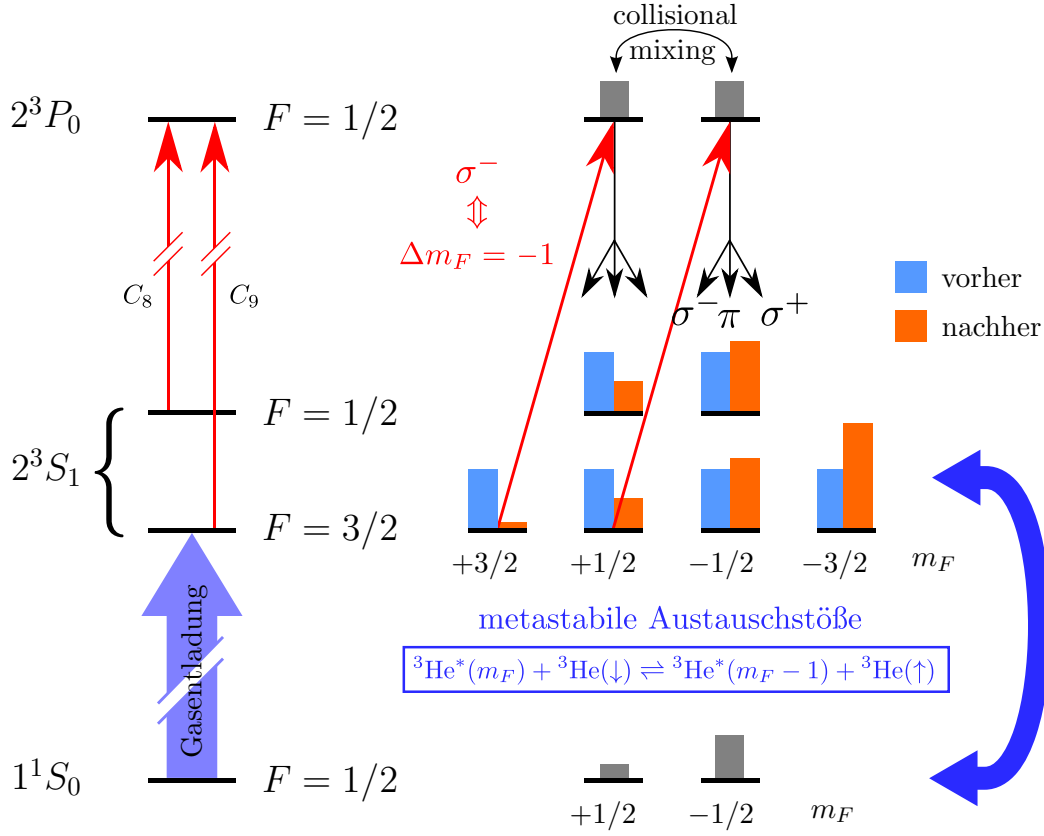


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des metastabilen optischen Pumpprozesses auf der C_9 -Linie am Beispiel der Verwendung von σ^- -Pumplicht.

2.1.3 Quantitative Beschreibung

Um das MEOP quantitativ beschreiben zu können, werden die Besetzungszahlen der einzelnen Zustände analog zu [Nac85] folgendermaßen bezeichnet:

- $G_{1/2}$: Atome in den Zeeman-Niveaus des 1^1S_0 -Grundzustands
- A_i ($i = 1 \dots 6$): Atome in den Zeeman-Niveaus des metastabilen 2^3S_1 -Zustands
- B_j ($j = 1 \dots 18$): Atome in den Zeeman-Niveaus der 2^3P -Zustände

Mit $g_{1/2}$, a_i , b_j werden die zugehörigen Teilchendichten beschreiben. So bezeichnet beispielsweise der Ausdruck

$$n_m = \sum_{i=1}^6 a_i \quad (2.7)$$

die Dichte der für den Pumpprozess zur Verfügung stehenden Teilchen im metastabilen 2^3S_1 -Zustand, die sogenannte Metastabilendichte.

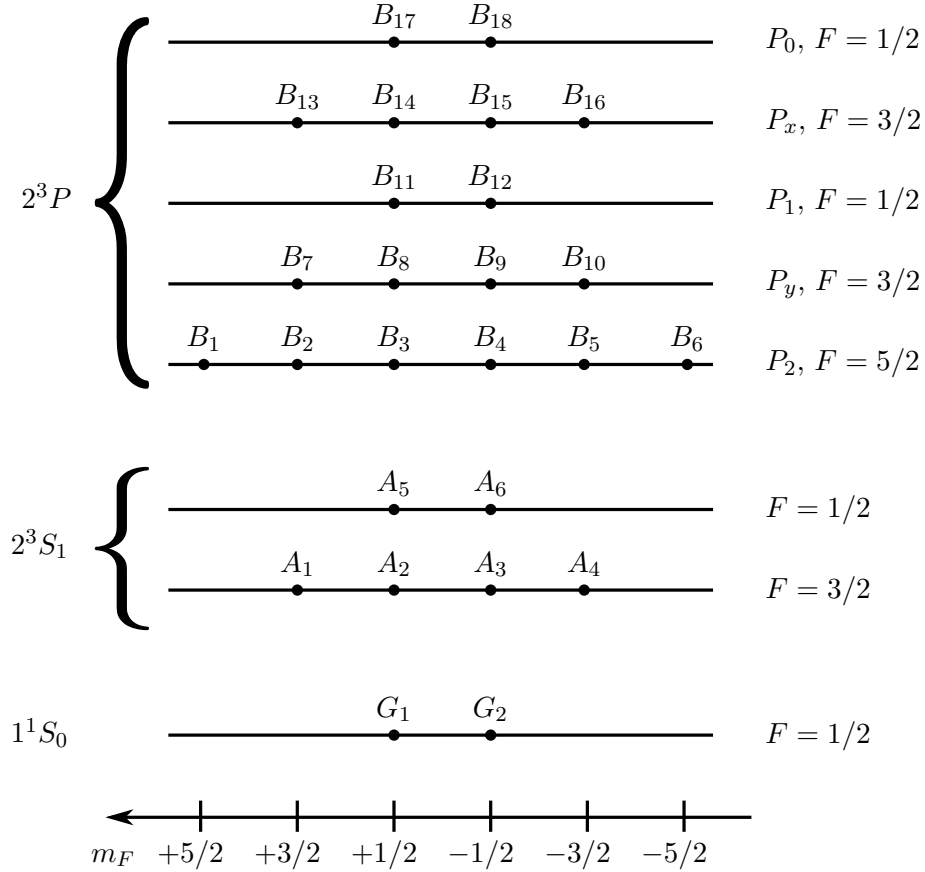


Abbildung 2.3: Benennung der Besetzungszahlen der einzelnen Zeeman-Niveaus nach [Nac85].

Ratengleichungen

In [Wol04] wurden vier Ratengleichungen aufgestellt, die alle relevanten Prozesse des metastabilen optischen Pumpens von ^3He enthalten. Diese sollen kurz beleuchtet werden. Zunächst werden die metastabilen Atome im 2^3S_1 -Zustand mit den Teilchendichten a_i betrachtet. Verschiedene Prozesse können hier zu Änderungen dieser Dichten führen. Bei diesen Prozessen handelt es sich um An- und Abregungsprozesse zwischen 1^1S_0 -Zustand und 2^3S_1 -Zustand durch Gasentladung und Wandstöße, um Übergänge zwischen den A_i - und den B_j Niveaus, sowie die metastabilen Austauschstöße. Bei der Dynamik der laserinduzierten Übergänge von A_i nach B_j ist die Dopplerverbreiterung der einzelnen Linien zu beachten. So kann es Geschwindigkeitsklassen geben, die nicht am Pumpprozess teilnehmen. Die metastabilen Atome können also in eine mit dem Laserlicht wechselwirkende Gruppe mit der Dichte a_i^* und eine nicht mit dem Laserlicht wechselwirkende Gruppe mit der Dichte a_i^0 unterteilt werden. Der Anteil der mit dem Licht wechselwirkenden Atome ist dann

$$\beta = \frac{n_m^*}{n_m^* + n_m^0} = \frac{n_m^*}{n_m} \quad (2.8)$$

Die erste Ratengleichung beschreibt die Dynamik der nicht mit dem Laserlicht wechselwirkenden Atome.

$$\dot{a}_i^0 = \underbrace{\frac{1}{\tau_r} \left(\frac{1}{6} \sum_{j=1}^6 a_j^0 - a_i^0 \right)}_{\text{(I)}} + \underbrace{\frac{1}{\tau_c} ([1 - \beta] a_i^* - \beta a_i^0)}_{\text{(II)}} + \underbrace{\frac{1}{\tau_e} \sum_{l=1}^6 (E_{il} + F_{il} P) a_l^0}_{\text{(III)}} \quad (2.9)$$

(I) beschreibt den Ausgleich der Teilchendichten in den A_i -Niveaus durch Stöße der Atome untereinander und mit der Wand. Solche Stöße können zu einer Abregung führen. Da die Gesamtzahl der metastabilen Atome bei einer konstanten Gasentladungsstärke konstant ist, werden die durch Stöße abgeregten Atome durch neu angeregte, nicht polarisierte Atome aus dem Grundzustand ersetzt. Da die Anregung unpolarisierter Atome nicht selektiv in alle A_i -Niveaus erfolgt, stellt sich eine Gleichbesetzung ein. Dies geschieht mit der charakteristischen Rate $1/\tau_r$.

(II) beschreibt den Austausch von Geschwindigkeitsklassen im Rahmen geschwindigkeitsverändernder Stöße zwischen Atomen mit der Rate $1/\tau_c$. Im Wesentlichen handelt es sich hier um die metastabilen Austauschstöße, bei denen neben der Anregungsenergie auch die Geschwindigkeitsklassen der Stoßpartner getauscht werden können.

(III) spiegelt die Kinetik der metastabilen Austauschstöße wider. $1/\tau_e$ ist die Stoßrate der metastabilen Austauschstöße, die Matrizen E und F [Nac85] errechnen sich aus den relativen Übergangswahrscheinlichkeiten durch metastabile Austauschstöße. Eine Beispielrechnung findet sich in [Wol04].

Die zweite Ratengleichung beschreibt die Dynamik der mit dem Licht wechselwirkenden Atome. Hier treten die gleichen Effekte wie bei den nicht wechselwirkenden Atomen auf, zusätzlich muss hier allerdings dem Einfluss der einfallenden Photonen Rechnung getragen werden. Analog zu Gleichung 2.9 gilt

$$\begin{aligned} \dot{a}_i^* = & \frac{1}{\tau_r} \left(\frac{1}{6} \sum_{j=1}^6 a_j^* - a_i^* \right) + \frac{1}{\tau_c} (\beta a_i^0 - [1 - \beta] a_i^*) + \frac{1}{\tau_e} \sum_{l=1}^6 (E_{il} + F_{il} P) a_l^* \\ & + \underbrace{\sum_{k=1}^{18} T_{ik} \left(\left[\langle \gamma_{ik} \rangle_\beta + \frac{1}{\tau} \right] b_k - \langle \gamma_{ik} \rangle_\beta a_i^* \right)}_{\text{(IV)}} \end{aligned} \quad (2.10)$$

$\langle \gamma_{ik} \rangle_\beta$ in (IV) ist hierbei die Photonenabsorptionsrate der mit dem Laserlicht wechselwirkenden Gruppe und T_{ik} das Übergangsmatrixelement zwischen den Zuständen A_i und B_j . Die Summanden mit b_k beschreiben Emission von B_k nach A_i mit der mittleren Lebensdauer τ der 2^3P -Zustände, die Summanden mit a_i^* beschreiben analog die Photonenabsorption in den A_i -Zuständen.

Um ein möglichst effizientes optisches Pumpen zu erreichen, muss der Anteil der mit dem Licht wechselwirkenden metastabilen ^3He -Atome möglichst groß sein. Dies realisiert man durch den Einsatz eines spektral breitbandigen Lasers mit einer spektralen Breite von $L \approx 2 \text{ GHz}$. Diese Breite entspricht in etwa der Dopplerverbreiterung der einzelnen Übergänge, was ein Wechselwirken des Lichts mit nahezu Geschwindigkeitsklassen der Gasatome ermöglicht. Es gilt also $\beta \approx 1$.

Die dritte Ratengleichung beschreibt die zeitliche Entwicklung der Besetzung der 2^3P -Zustände. Sie lautet

$$\dot{b}_k = \sum_{i=1}^{18} T_{ik} \left(\langle \gamma_{ik} \rangle_{\beta} a_i^* - \left[\langle \gamma_{ik} \rangle_{\beta} + \frac{1}{\tau} \right] b_k \right) + \underbrace{\frac{1}{\tau_{dep}} \left(\frac{1}{18} \sum_{l=1}^{18} b_l - b_k \right)}_{(V)} \quad (2.11)$$

Das Vorzeichen des ersten Terms dieser Ratengleichung ist umgekehrt zum Vorzeichen des Terms (IV), was darin begründet ist, dass eine Entvölkerung der B_j -Niveaus zu einer Bevölkerung der A_i -Niveaus führt. Term (V) beschreibt das collisional mixing der 2^3P -Zeeman-Niveaus mit einer Zeitkonstante von $\tau_{dep} \approx 30 \text{ ns}$ bei einem fürs optische Pumpen typischen Druck von $p = \mathcal{O}(1 \text{ mbar})$. Diese Zeitkonstante ist deutlich kürzer, als die Lebensdauer der betreffenden 2^3P -Niveaus mit $\tau = 97,8 \text{ ns}$, weswegen beim Pumpprozess von einer nahezu völligen Gleichbesetzung der B_j -Niveaus ausgegangen werden kann.

Die vierte Ratengleichung beschreibt die zeitliche Entwicklung der Polarisation P im Grundzustand und ist gegeben durch

$$\dot{P} = -\frac{P}{T_1} + \frac{1}{T_e} \left(\frac{1}{n_m^* + n_m^0} \sum_{i=1}^6 \lambda_i [a_i^0 + a_i^*] - P \right) \quad (2.12)$$

$1/T_1$ ist hierbei die Gesamtrelaxationsrate (siehe Abschnitt 2.2), $1/T_e$ ist die metastabile Stoßrate der Grundzustandsatome. Die über metastabile Austauschstöße in den Grundzustand übertragene Polarisation wird über die Koeffizienten λ_i mit der Besetzung der A_i -Niveaus verknüpft.

Arbeitet man mit hohen Laserleistungen, bei denen Sättigungseffekte auftreten, so ist eine Beschreibung des Pumpprozesses über diese Ratengleichungen möglich. Dieser Fall ist in [Wol04] weitergehend analysiert worden. Für unsere Anwendungen genügt es, den im folgenden Abschnitt vorgestellten Grenzfall des Spintemperaturgleichgewichts zu betrachten. Dieses Spintemperaturgleichgewicht ergibt sich für den Fall, dass die optische Pumprate $\langle \gamma_{ik} \rangle_{\beta}$ viel kleiner ist, als die metastabile Austauschrate $1/\tau_e$ und viel kleiner als $1/\tau$ aus Term (IV) ist, aus einer dann gültigen Vereinfachung der Ratengleichungen. Die Vereinfachung ermöglicht die Angabe analytischer Lösungen.

2.1.4 Spintemperaturgleichgewicht

Ist die mittlere Photonen-Absorptionsrate sehr klein gegenüber $1/\tau_e$ und $1/\tau$, so liegt der Spezialfall des Spintemperaturgleichgewichts vor. Die Besetzung des 2^3P -Niveaus kann hier näherungsweise vernachlässigt werden, weil das Niveau durch spontane Emission viel schneller entleert wird, als es durch Absorption von Laserlicht aus dem metastabilen Grundzustand besetzt wird. Bei erhaltenem Drehimpuls sind also näherungsweise nur S -Zustände besetzt. Hierdurch vereinfacht sich Gleichung 2.10 zu

$$\dot{a}_i = \frac{1}{\tau_e} \sum_{l=1}^6 [E_{il} + F_{il}P] a_l \quad (2.13)$$

Dieses System strebt in einen Gleichgewichtszustand mit $\dot{a}_i = 0$. Weil es sich um ein abgeschlossenes System handelt, in dem der Drehimpuls erhalten ist, hat dieser Gleichgewichtszustand die Form eines Boltzmann-Gleichgewichts. Er kann als ein dynamisches Drehimpuls-Boltzmann-Gleichgewicht der m_F -Zustände aufgefasst werden, welches mit der Gleichgewichtspolarisation des Teilchenensembles verbunden ist. Die Lösungen des Systems ergeben sich zu

$$a_2 = a_5 \quad , \quad a_3 = a_6 \quad , \quad \frac{a_1}{a_2} = \frac{a_2}{a_3} = \frac{a_3}{a_4} = \frac{g_1}{g_2} = \frac{1+P}{1-P} \equiv x \quad (2.14)$$

oder über die m_F -Quantenzahlen ausgedrückt⁸ [Eck92]

$$\frac{n(m_F - 1)}{n(m_F)} = \frac{1+P}{1-P} \equiv x \quad (2.15)$$

Das Verhältnis der Besetzungszahlen sowohl im Grundzustand als auch im metastabilen Zustand lässt sich allein durch diesen Parameter x ausdrücken. Für die Polarisation gilt entsprechend

$$P = \frac{x-1}{x+1} \quad (2.16)$$

Drückt man den Parameter x nun als Exponentialfunktion aus, so erhält man $x = \exp \xi$ und damit für die Besetzung eines Zeeman-Unterniveaus den Ausdruck

$$n(m_F) \sim e^{\xi m_F} \quad (2.17)$$

Da diese Schreibweise stark an eine Boltzmann-Verteilung erinnert, bezeichnet man $\frac{1}{\xi}$ auch als Spintemperatur und den Gleichgewichtszustand als Spintemperaturgleichgewicht. Die Spintemperatur hat jedoch nichts mit der thermodynamischen Temperatur zu tun, da die Spintemperatur beispielsweise durch Besetzungsinversion negativ werden kann. Die Spintemperatur ist darüber hinaus nicht mit einer Teilchenbewegung verbunden. Zudem ist

⁸Gleichung 2.15 gilt Für Pumpen mit σ^- -Licht. Wird mit σ^+ -Licht gepumpt, werden die Zeeman-Niveaus umgekehrt besetzt und es gilt $\frac{n(m_F)}{n(m_F-1)} = \frac{1+P}{1-P} \equiv x$.

die thermodynamische Boltzmann-Verteilung eine Folge der Energieerhaltung, während die Verteilung des Spintemperaturgleichgewichts eine Konsequenz der Erhaltung des Gesamtdrehimpulses ist. Wie in [Eck92] gezeigt, lässt sich die zeitliche Entwicklung der Polarisation beim metastabilen optischen Pumpen auf den Linien C_8 und C_9 mit Hilfe des Parameters x durch die Gleichungen

$$\dot{P}_{C_8} = 2 \frac{\gamma_{abs}^0}{N} \frac{3x}{1 + 2x + 2x^2 + x^3} - \frac{P}{T_1} \quad (2.18)$$

$$\dot{P}_{C_9} = \frac{3}{2} \frac{\gamma_{abs}^0}{N} \frac{9 + x}{1 + 2x + 2x^2 + x^3} - \frac{P}{T_1} \quad (2.19)$$

ausdrücken. Die Größe γ_{abs}^0 bezeichnet hierbei die Photonenabsorptionsrate bei $P = 0$ und ist proportional zur absorbierten Pumplichtleistung, N ist die Atomzahl in der Pumpzelle und T_1 die Relaxationszeit (siehe Abschnitt 2.2). Aus diesen Größen lässt sich der sogenannte Pumpparameter A als

$$A = \frac{\gamma_{abs}^0 T_1}{N} \quad (2.20)$$

definieren. Drückt man die Polarisation gemäß Gleichung 2.16 durch den Parameter x aus, so ergibt sich für die Gleichgewichtspolarisation bei Pumpen auf C_8 ($\dot{P}_{C_8} = 0$) folgender Ausdruck, der den Pumpparameter A mit x und damit mit der Polarisation verbindet:

$$A = \frac{x^3 - 1}{6x} \quad (2.21)$$

Für Pumpen auf der C_9 -Linie erhält man

$$A = \frac{2}{3} \frac{x^3 - 1}{9 + x} \quad (2.22)$$

Anhand dieser Gleichungen lässt sich der Unterschied zwischen MEOP auf den Linien C_8 und C_9 erkennen: Bei gleichem Pumpparameter A ist die Größe x , und damit die Gleichgewichtspolarisation bei Benutzen von C_8 größer als bei C_9 . Aus Gleichungen 2.18 und 2.19 lässt sich zudem erkennen, dass $\dot{P}$ bei kleinen Polarisationen ($P \approx 0 \Leftrightarrow x \approx 1$) bei Benutzen von C_9 größer ist, als bei Benutzen von C_8 . Die Polarisation baut sich bei MEOP mit C_9 zunächst also schneller auf, als bei MEOP mit C_8 (siehe Abbildung 2.4).

2.1.5 Einfluss der „falschen“ Zirkularkomponente

Bei der Aufpolarisation mit zirkular polarisiertem Licht ist die Reinheit der zirkularen Polarisation von entscheidender Bedeutung. Schon eine kleine Beimischung der „falschen“ Zirkularkomponente hat einen großen Einfluss auf die Gleichgewichtspolarisation, da sie den Polarisationsprozess genau umkehrt. Der Intensitätsanteil der „falschen“ Zirkularkomponente sei gegeben durch

$$\varepsilon = \frac{I_{\sigma^{falsch}}}{I_{ges}} \quad (2.23)$$

Eine Beimischung solchen Lichts modifiziert die Gleichungen 2.18 und 2.19 zu [Kro02]

$$\dot{P}_{C_8} = 2 \frac{\gamma_{abs}^0}{N} \frac{3x}{1 + 2x + 2x^2 + x^3} (1 - \varepsilon x) - \frac{P}{T_1} \quad (2.24)$$

$$\dot{P}_{C_9} = \frac{3}{2} \frac{\gamma_{abs}^0}{N} \frac{9 + x}{1 + 2x + 2x^2 + x^3} (1 - \varepsilon x) - \frac{P}{T_1} \quad (2.25)$$

Die Gleichungen 2.21 und 2.22 für die Gleichgewichtspolarisation werden entsprechend zu

$$A = \frac{x^3 - 1}{6x - \varepsilon(6x - 6x^2)} \quad (2.26)$$

$$A = \frac{3}{2} \frac{x^3 - 1}{9 + x - \varepsilon(9 + x + x^2 + 9x^3)} \quad (2.27)$$

modifiziert. Abbildung 2.4 zeigt eine Simulation der zeitlichen Entwicklung der Polarisation mit und ohne Beimengung „falscher“ Zirkularkomponente.

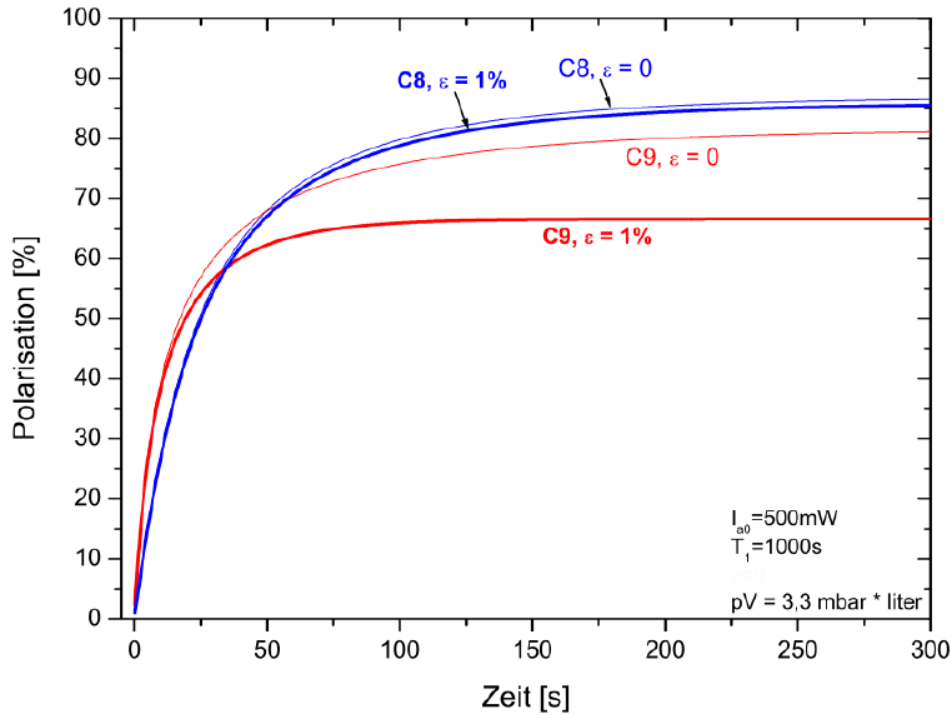


Abbildung 2.4: Simulation der zeitlichen Entwicklung der Polarisation mit und ohne Beimengung einer „falscher“ Zirkularkomponente (aus [End11]).

Deutlich zu erkennen ist das unterschiedliche Verhalten der Polarisationsentwicklung beim optischen Pumpen auf den unterschiedlichen Linien, sowie dass bereits kleine Beimengungen der „falschen“ Zirkularkomponente einen gravierenden Einfluss auf die Gleichgewichtspolarisation haben. Insbesondere, erkennt man, dass der Einfluss einer „falschen“ Zirkularkomponente beim optischen Pumpen auf C_9 deutlich größer als bei C_8 ist. Dies ist in der stärkeren Absorption von C_9 im Vergleich zu C_8 begründet, da das Zeeman Niveau

mit $m_F = -3/2$ um den Faktor x höher besetzt ist, als das Niveau mit $m_F = -1/2$, wenn mit σ^- gepumpt wird⁹. Abbildung 2.5 zeigt die Besetzung der Zeeman-Unterniveaus für $x = 4$, was einer Polarisation von $P = 60\%$ entspricht.

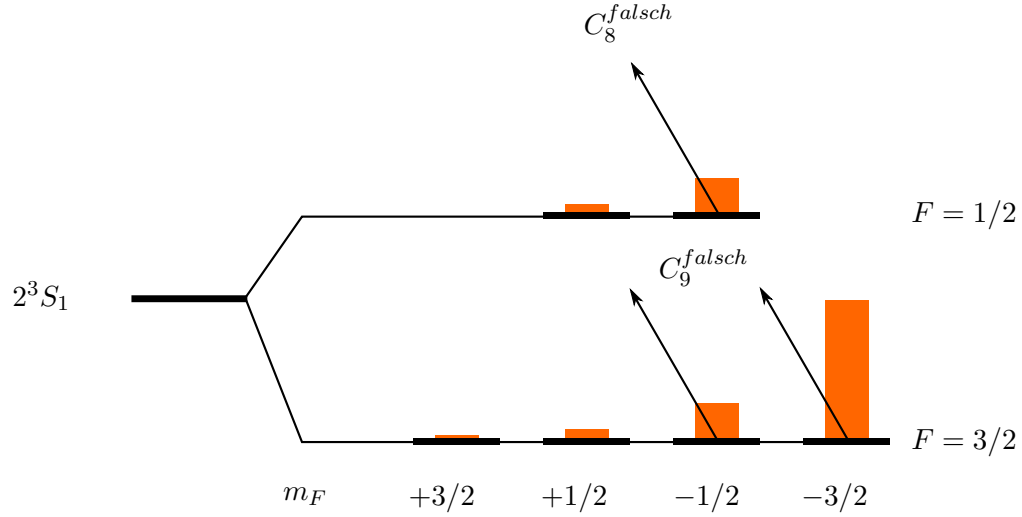


Abbildung 2.5: Relative Besetzungszahlen der Zeeman-Unterniveaus für $x = 4$. Durch die höhere Teilchendichte im Niveau mit $m_F = 3/2$ im Vergleich zum Niveau mit $m_F = 1/2$ ist die optische Dichte und damit die Absorption für die falsche Polarisation von C_9 größer als für C_8 .

In diesem Zusammenhang sei insbesondere auch erwähnt, dass bei größer werdender ^3He -Polarisation die Absorption der falschen Zirkularkomponente durch die wachsende Besetzung der entsprechenden Niveaus immer mehr zunimmt. Gleichzeitig wird das Gas für den eigentlichen Pumpstrahl durch Entvölkerung der Niveaus mit $m_F = +3/2$ und $m_F = +1/2$ zunehmend transparent. Während bei konstanter Laserleistung die Pumprate der „richtigen“ Zirkularkomponente also immer kleiner wird, wächst die Pumprate der „falschen“ Zirkularkomponente immer weiter an. Dies bedeutet, dass sich die Anwesenheit einer falschen Zirkularkomponente bei wachsender Polarisation immer stärker auswirkt.

2.2 Relaxationsmechanismen

Die erzeugte Kernspinpolarisation von ^3He ist zeitlich nicht konstant. Stattdessen zerfällt sie exponentiell mit der Zeitkonstante T_1 und nähert sich der thermischen Boltzmannpo-

⁹Wird mit σ^+ gepumpt, so ist das Niveau $m_F = +3/2$ um den Faktor x höher besetzt, als das Niveau mit $m_F = +1/2$

larisation P_B an. Für die zeitliche Entwicklung der Polarisation gilt

$$P(t) = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) + P_B \quad (2.28)$$

Für diese Relaxation sind verschiedene Prozesse verantwortlich, die sich gemeinsam in T_1 wiederfinden. Es handelt sich dabei um die

- Gradientenrelaxation
- Wandrelaxation
- Dipol-Relaxation
- Relaxation durch Gasentladung

Jeder dieser Relaxationsmechanismen hat eine eigene Rate, die sich gemäß

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_1^{Grad}} + \frac{1}{T_1^{Wand}} + \frac{1}{T_1^D} + \frac{1}{T_1^{GE}} \quad (2.29)$$

zur Gesamtrate $\frac{1}{T_1}$ addieren. Im Folgenden werden die einzelnen Prozesse näher betrachtet.

2.2.1 Gradientenrelaxation

Die Gradientenrelaxation beschreibt den Polarisationsverlust des Gases durch Inhomogenitäten im Magnetfeld, welches die Quantisierungsachse der Spins definiert. Die Relaxation wird durch die Diffusion der Heliumatome durch das inhomogene Magnetfeld verursacht. Im Bezugssystem der sich bewegenden Atome sehen diese ein sich in Amplitude und Richtung änderndes Feld. Falls Fourierkomponenten dieses veränderlichen Feldes der Larmorfrequenz entsprechen, können Spinklapps induziert werden, wodurch die Polarisation des Gases verringert wird [Sch65], [Cat88a], [Cat88b], [Has90]. Die Rate des Polarisationsverlustes hängt von der Stärke der Feldinhomogenitäten und von der Diffusionsgeschwindigkeit der Atome ab. Es gilt für eine Hauptfeldrichtung in z-Richtung:

$$\frac{1}{T_1^{Grad}} = \frac{(\nabla B_x)^2 + (\nabla B_y)^2}{B_0^2} \cdot D =: G_r^2 \cdot D \quad (2.30)$$

wobei D der Diffusionskoeffizient ist und G_r^2 den relativen transversalen Feldgradienten bezeichnet. Der Diffusionskoeffizient seinerseits ist druck- und temperaturabhängig und durch

$$D = D_0 \frac{p_0}{p} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.31)$$

gegeben [Wil55]. D_0 nimmt nach [Bar74] bei $T_0 = 293 \text{ K}$ und $p_0 = 1 \text{ bar}$ den Wert $D_0 = 1,9 \text{ cm}^2/\text{s}$ an. Gleichung 2.30 lässt sich für die vorliegenden Bedingungen (Raumtemperatur, schwaches $\vec{B}$ -Feld) schreiben als:

$$\frac{1}{T_1^{Grad}} [\text{1/h}] \approx 6900 \cdot \frac{G_r^2 [\text{cm}^{-2}]}{p [\text{bar}]} \quad (2.32)$$

2.2.2 Wandrelaxation

Die Relaxation durch Kontakt der Atome mit einer Oberfläche wurde in [Fit67], [Fit69] und [Tim71] eingehend untersucht. Resultate, die speziell die Wandrelaxation an Glasoberflächen betreffen, wurden in [Jac03], [Den06], [Sch06a] und [Sch06b] veröffentlicht. Die Relaxationsrate $1/T_1^{Wand}$ lässt sich durch die Gleichung

$$\frac{1}{T_1^{Wand}} = \eta \frac{A}{V} \quad (2.33)$$

ausdrücken. Der Koeffizient η ist eine oberflächenabhängige Größe und kann um mehrere Größenordnungen variieren. Das Verhältnis von Oberfläche A zu Volumen V des Behälters, in dem sich das polarisierte Gas befindet, ist allerdings die wesentliche Abhängigkeit dieser Relaxationsart. Die Wandrelaxationsrate bei gegebenem Volumen ist aufgrund dieser Abhängigkeit bei einem kugelförmigen Behältnis am kleinsten.

2.2.3 Dipol-Relaxation

Bei Stößen zwischen zwei ^3He -Atomen kann kurzzeitig ein ^3He - ^3He -Molekül entstehen, in dem die Kernspins über die magnetische Dipolwechselwirkung an den Rotationsdrehimpuls des Moleküls koppeln. Beim Aufbrechen des Moleküls kann Kerndrehimpuls als äußerer Translationsdrehimpuls fortgetragen werden. Die Folge sind Kernspinklapps, die zu einem Polarisationsverlust führen. Die Häufigkeit dieser Ereignisse ist proportional zur Teilchendichte und somit proportional zum Druck. Numerische Berechnungen in [New93] ergeben eine Abschätzung für $1/T_1^D$ bei Raumtemperatur zu

$$\frac{1}{T_1^D} \approx \frac{p [\text{bar}]}{817 \text{ h}} \quad (2.34)$$

Dieser Effekt macht sich also erst bei hohen Drücken bemerkbar. Im Druckbereich von $p = \mathcal{O}(1 \text{ mbar})$, in dem das metastabile optische Pumpen betrieben wird, kann die Dipolrelaxation vernachlässigt werden. So liegt die entsprechende Zeitkonstante beispielsweise bei einem Druck von 1 mbar bei $T_1^D \approx 817000 \text{ h}$. Eine entscheidende Rolle kann allerdings das Vorhandensein von Sauerstoffmolekülen spielen. In [Saa95] ist quantitativ beschrieben, wie die paramagnetischen O_2 -Moleküle zur Relaxation der ^3He -Polarisation führen. Es gilt bei Zimmertemperatur

$$\frac{1}{T_1^{\text{O}_2}} \approx \frac{0,45}{\text{s}} \cdot \frac{p_{\text{O}_2}}{\text{amg}} \quad (2.35)$$

Dies lässt sich in gebräuchlichere Einheiten umrechnen [Den00] und ergibt

$$\frac{1}{T_1^{\text{O}_2}} \approx 0,406 \cdot \frac{273 \text{ K}}{T} \cdot \left(\frac{299 \text{ K}}{T} \right)^{0,42} \cdot \frac{p_{\text{O}_2} [\text{bar}]}{1,013 \text{ bar}} \text{ s}^{-1} \stackrel{20^\circ\text{C}}{\approx} 0,38 \cdot p_{\text{O}_2} [\text{bar}] \text{ s}^{-1} \quad (2.36)$$

Die beiden Temperaturabhängigkeiten in dieser Gleichung berücksichtigen die involvierte Stoffmenge bei Sauerstoffpartialdruck p_{O_2} und Temperatur T , sowie die Teilchengeschwindigkeiten, von denen die Interaktionsdauer eines Stoßes zwischen einem Heliumatom und einem Sauerstoffmolekül abhängt.

2.2.4 Relaxation durch Gasentladung (Hellrelaxation)

Die Gasentladung, die während des optischen Pumpprozesses brennt, um Atome aus dem Grundzustand in den metastabilen 2^3S_1 -Zustand anzuregen, führt zu einem zusätzlichen Relaxationseffekt. Durch die Gasentladung werden die Atome nämlich nicht nur in den metastabilen Zustand angeregt, sondern nicht selektiv in alle Energieniveaus bis hin zur Ionisation. In Niveaus mit $L \neq 0$ koppelt der Kernspin über die Hyperfeinwechselwirkung an den Hüllenspin und überträgt einen Teil der Kernspinpolarisation wieder zurück in die Elektronenhülle. Regt sich dieser Zustand durch Ausstrahlen von Fluoreszenzlicht ab, dann ist dieses Licht teilweise zirkular polarisiert. Durch diesen Prozess wird also letztlich Drehimpuls aus den Kernen abgestrahlt, was zu einem Verlust der Kernspinpolarisation führt. Diesen Effekt kann man sich zur optischen Bestimmung der Kernspinpolarisation zu Nutze machen (siehe Abschnitt 3.2.4). Die Relaxation durch die Gasentladung findet um so schneller statt, je stärker die Gasentladung brennt, da bei stärkerer Gasentladung mehr Atome angeregt werden. Der optische Pumpprozess ist allerdings auch um so effektiver, je mehr Atome sich im 2^3S_1 -Zustand befinden. Die Anzahl der metastabilen Atome lässt sich über die Stärke der Gasentladung regulieren. Hierbei ist gleichzeitig der relaxierende Effekt der Gasentladung zu berücksichtigen. Entsprechend muss ein Optimum gefunden werden, bei dem genügend metastabile Atome zur Verfügung stehen, die Relaxation durch die Gasentladung aber nicht zu groß wird [Ott97]. Bei typischen Pumpbedingungen liegt die Metastabilendichte bei etwa 1 ppm [Col63].

Kapitel 3

Die bisher bestehende Infrastruktur

3.1 Vorbetrachtungen

In der Mitte der 1990er Jahre gelang es erstmals, kernspinpolarisiertes ^3He als Kontrastmittel für MRT-Aufnahmen der Lunge zu benutzen, die ohne Kontrastmittel bei dieser Untersuchungsmethode nicht in ihrer Struktur darstellbar ist. Diese, in Abbildung 3.1 beispielhaft dargestellte, neue Diagnosemöglichkeit an der Lunge fand rasch ein großes Interesse, was die Verfügbarkeit großer Mengen an kernspinpolarisiertem ^3He nötig machte. Am Institut für Physik der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz wurde daraufhin begonnen, einen ^3He -Polarisator zu entwickeln, der mit einer Produktionsrate in der Größenordnung von $\text{bar}\cdot\ell/\text{h}$ die benötigten Mengen an polarisiertem Gas zur Verfügung stellen kann. Um diesen Polarisator herum wurde eine Infrastruktur entwickelt, die das Verschicken des in Mainz polarisierten Gases zum Bestimmungsort, die dortige Applikation des Gases, sowie die Rückgewinnung von ^3He aus dem ausgeatmeten ^3He -Luft-Gemisch, welches bei einer Lungenuntersuchung im Kernspintomographen anfällt, beinhaltet. In diesem Kapitel soll nun die bestehende Infrastruktur beleuchtet werden.

3.2 Aufbau des bestehenden Polarisators

Die bestehende Apparatur [Ebe00], [Sch04], [Wol04] wurde mit dem Ziel entwickelt, pro Tag mehrere $\text{bar}\cdot\ell$ ^3He bei einem Polarisationsgrad von $P > 65\%$ als Produktionsrate zu erzielen. Mit Hilfe von MEOP lassen sich diese und sogar deutlich höhere Polarisierungen grundsätzlich erreichen. Um tatsächlich derartige Werte zu erreichen, muss eine möglichst hohe Gasreinheit gewährleistet sein. Zudem muss die Relaxation der Polarisation innerhalb der Apparatur minimiert werden. Während, wie in Abschnitt 2.2 erläutert, die Dipolrelaxation im Druckbereich von $p = \mathcal{O}(1\text{ mbar})$ keine Rolle spielt, muss neben

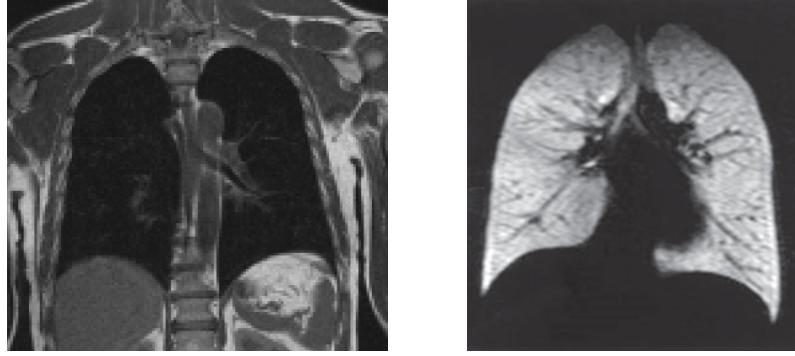


Abbildung 3.1: Vergleich zweier MRT-Aufnahmen der menschlichen Lunge. **Links** eine gewöhnliche Aufnahme des Thorax über die Boltzmann-polarisierten Protonen (aus[Gül11]), **rechts** eine Aufnahme mit hyperpolarisiertem ^3He , die das eingeatmete ^3He -Kontrastmittel in den Atemwegen sichtbar macht (aus [Thi13]).

der Wandrelaxation insbesondere die Gradientenrelaxation, die in diesem Drücken dominant ist, minimiert werden. Die gesamte Apparatur muss sich also in einem ausreichend homogenen Magnetfeld befinden. Unter Benutzung der Gleichung 2.32 und der Kenntnis, dass der MEOP-Prozess bei Drücken der Größenordnung 1 mbar durchgeführt wird, ergibt sich die Anforderung für die Homogenität des Magnetfeldes, wenn man einen bestimmten Wert für T_1^{Grad} fordert. Üblicherweise fordert man während des optischen Pumpens eine T_1^{Grad} -Zeit von einer Stunde, da die Gradientenrelaxation mit diesem Wert während üblicher Aufpolarisationszeiten von $t < 1$ min praktisch vernachlässigbar ist. Es ergibt sich für den relativen Gradienten:

$$T_1^{\text{Grad}} \geq 1 \text{ h} \quad \Longleftrightarrow \quad G_r \leq 3,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \quad (3.1)$$

Ein derart homogenes Feld wird bei der bestehenden Apparatur durch eine Anordnung von Ringspulen mit einem Durchmesser von $\varnothing_S = 1,6$ m erzeugt. Alle für das Polarisieren nötigen Komponenten der Apparatur befinden sich innerhalb dieser etwa 5 m langen Ringspulenkonstruktion, welche in einem zylindrischen Volumen von etwa einem halben Meter Durchmesser um ihre Symmetrieachse die nötige Feldhomogenität liefert[Ebe00]. Abbildung 3.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Polarisators, den man grob in drei Sektionen unterteilen kann. Die erste Sektion beinhaltet die Lagerung des unpolarisierten Gases und verschiedene Getter, die das ^3He vor dem optischen Pumpprozess reinigen. Die zweite Sektion beinhaltet das optische Pumpvolumen, in dem bei einem Druck von $p = \mathcal{O}(1 \text{ mbar})$ die Kernspinpolarisation durch MEOP erzeugt wird. In der dritten Sektion wird das polarisierte Gas in einem polarisationserhaltenden Kompressor vom Polarisationsdruck zunächst in ein Puffervolumen komprimiert. Hierzu läuft die Apparatur im sogenannten Zyklusbetrieb, bei dem in jedem Zyklus unpolarisiertes Gas in das Pumpvolumen strömt, wo es eine gewisse Zeit lang aufpolarisiert wird. Mit dem Ende eines jeden

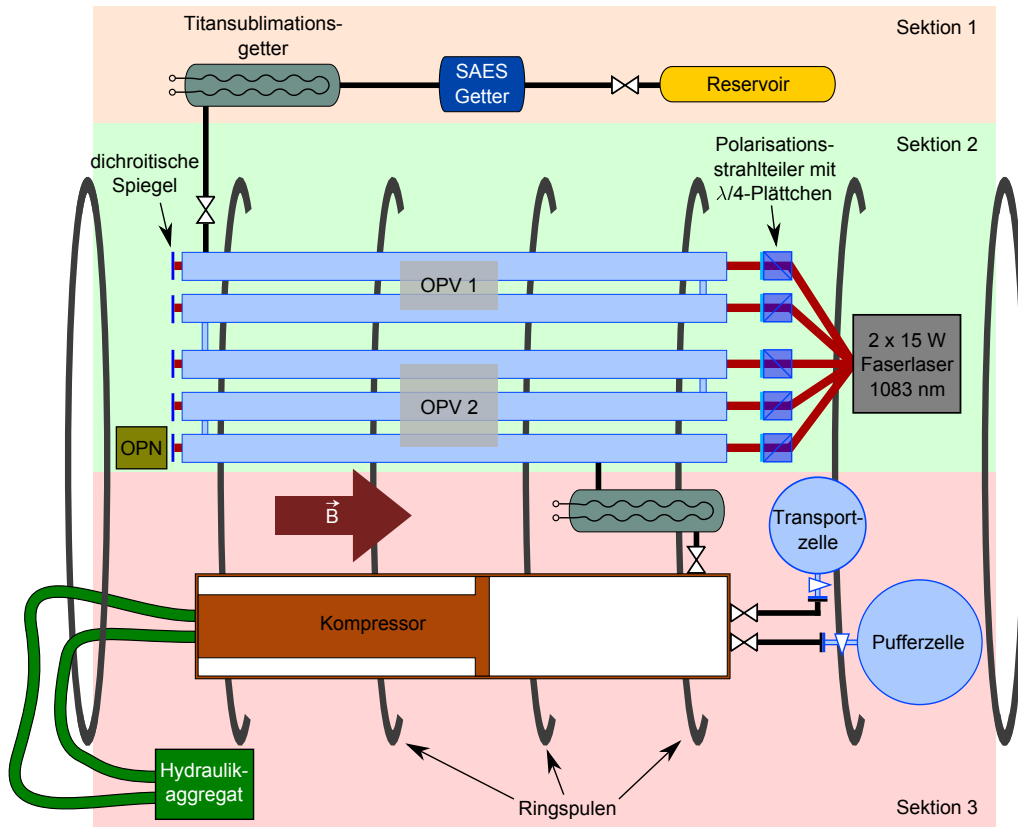


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des bestehenden ^3He -Polarisators mit den drei strukturellen Sektionen Gaslagerung/-reinigung, optisches Pumpvolumen und Gaskompression.

Zyklus fließt polarisiertes Gas aus dem Pumpvolumen in den Kompressor, während die gleiche Menge unpolarisiertes Gas aus dem Getter in das Pumpvolumen nachströmt, um seinerseits polarisiert zu werden. Ist im Puffervolumen die gewünschte Gasmenge angesammelt, so wird das Gas in einem zweiten Kompressionsschritt in eine Transportzelle auf Drücke von $p > 1$ bar verdichtet. Zur Detektion der Polarisation werden zwei Methoden benutzt. Während des optischen Pumpprozesses wird die Polarisation in den Pumpzellen mit Hilfe eines optischen Polarisationsnachweises überwacht. Ist die gewünschte Menge hyperpolarisiertes Gas in die abnehmbare Transportzelle gefüllt worden, so steht ein magnetisches Polarisationsdetektionssystem zur Verfügung, welches die Polarisation des Gases in der Transportzelle messen kann. Im Folgenden soll genauer auf die einzelnen Sektionen eingegangen werden.

3.2.1 Gasreservoir und Gasreinigung

Um höchste Polarisationsgrade zu erreichen, spielt neben möglichst klein zu haltenden Relaxationseffekten die Gasreinheit eine wichtige Rolle. Dies ist darin begründet, dass das

Element Helium die höchste Anregungsenergie aller Atome besitzt. Um ^3He in den metastabilen Zustand anregen zu können, müssen die freien Elektronen in der Gasentladung auf mindestens 20 eV beschleunigt werden. Tatsächlich werden in der Gasentladung durch Elektronenstöße auch höhere Energieniveaus bis hin zur Ionisation angeregt. Befinden sich Fremdatome mit niedriger Ionisationsenergie im Gas, so läuft ein Teil der Gasentladung über Anregung und Ionisation dieser Atome. In diesem Fall ist die ^3He -Metastabilendichte bei gegebener Gasentladungsstärke kleiner, was wiederum eine Verringerung der erreichbaren Polarisation zur Folge hat. Um dem Pumpprozess Helium höchster Reinheit zuzuführen, wird hochreines¹⁰ ^3He benutzt, welches in einem ausgeheizten Reservoir gelagert wird. Verunreinigungen werden durch den Einsatz eines Getters der Firma SAES reduziert. Laut Herstellerangabe ist der Getter in der Lage, den Gehalt von Fremdgasen wie H_2O , O_2 , CO_2 oder N_2 auf weniger als 10 ppb zu senken. Dem SAES-Getter nachgeschaltet ist ein Titansublimationsgetter, der im Bedarfsfall aktiviert werden kann.

3.2.2 Optisches Pumpvolumen

Das optische Pumpvolumen besteht aus fünf 2,4 m langen Glaszellen. Das Gesamtvolumen der Zellen beträgt etwa 34 ℓ und ist in zwei Teilvolumina von jeweils 17 ℓ geteilt. Die beiden Volumina sind durch eine Diffusionssperre in Form eines Glasrohres mit einer Länge von 50 cm und einer Querschnittsfläche von 3 cm^2 voneinander getrennt, so dass sich ihre Inhalte nur langsam durchmischen. So wird ein sogenanntes fraktioniertes optisches Pumpen ermöglicht. Weil das Volumen des Kompressors mit ebenfalls etwa 17 ℓ an die beiden Teilpumpvolumina angepasst ist, fließt am Ende eines jeden Zyklus aufgrund der Diffusionssperre im Wesentlichen jeweils nur das Gas aus dem zweiten Teilpumpvolumen, in dem die Polarisation am höchsten ist, in den Kompressor. Das Gas aus dem ersten Teilvolumen strömt in den zweiten Teil nach und unpolarisiertes Gas fließt aus dem Reservoir in den ersten Teil. Durch diese Konstruktion wird es ermöglicht, effizient sowohl auf der C_8 -, als auch auf der C_9 -Linie optisch zu pumpen. Im ersten Teil des Pumpvolumens, in welches unpolarisiertes ^3He einströmt, wird das MEOP auf der C_9 -Linie betrieben. Hierbei baut sich die Polarisation schneller als unter Benutzung von C_8 auf, die erreichbare Endpolarisation ist allerdings niedriger als unter Benutzen von C_8 (siehe Abbildung 2.4). Das so im ersten Teil des Pumpvolumens vorpolarisierte Gas strömt nach der sogenannten Zykluszeit in den zweiten Teil des Pumpvolumens ein. Hier wird die Polarisation nun unter Benutzung von C_8 maximiert. Bei der Zykluszeit handelt es sich um die Zeit, die zwischen zwei Ansaugprozessen des polarisierten Gases in den Kompressor vergeht. Mit ihr regelt man also die Standzeit des Gases im Pumpvolumen. Das Laserlicht für den optischen Pumpprozess wird durch zwei 15 W-Faserlaser erzeugt. Die benötigte Zikularpolarisation wird durch Polarisationsstrahlteilerwürfel mit angekitteten $\lambda/4$ -Plättchen erzeugt, die vor

¹⁰Herstellerangabe: $^3\text{He} \gg 99,95\%$, $^3\text{He} + ^4\text{He} \gg 99,995\%$

jeder Zelle positioniert sind. Zusätzlich wird der Strahl vor jeder Zelle aufgeweitet, um ein möglichst großes Volumen der Zellen auszuleuchten. Hinter jeder Zelle befindet sich ein dichroitischer Spiegel, der das Laserlicht zurück in die jeweilige Pumpzelle reflektiert, um den Laufweg des Lichts durch das Gas und somit die Länge, auf der Pumplicht absorbiert wird, zu verdoppeln.

3.2.3 Kompressionseinheit und Gastransportzelle

Der Kompressor ist nötig, um das polarisierte Gas vom Druck im Pumpvolumen von $p = \mathcal{O}(1 \text{ mbar})$ auf den vom Benutzer gewünschten Druck in ein vom Polarisator abnehmbares Transportgefäß zu verdichten. Für medizinische Anwendungen liegt dieser Druck typischerweise bei $2,7 \text{ bar}^{11}$. Wie bereits in der Beschreibung des optischen Pumpvolumens erklärt, läuft der Polarisator während des Polarisierens im Zyklusbetrieb. Bei jedem Durchlauf dieses Zyklus werden einige $\text{mbar} \cdot \ell$ kernspinpolarisiertes ^3He in den Kompressor gesaugt. Dieses Gas wird zunächst in ein Puffervolumen von $V_{\text{Puffer}} = 6 \ell$ komprimiert. Befindet sich nach einer gewissen Anzahl an Zyklen die gewünschte Gasmenge im Puffervolumen, so wird das Gas aus dem Puffervolumen mit 3-4 Kompressionszyklen in das Transportgefäß komprimiert. Der Umweg über das Puffervolumen ist nötig, da es mit dem vorliegenden Kompressor nicht möglich ist, das Gas in einem Schritt um einen Faktor von > 1000 auf den gewünschten Druckbereich zu komprimieren. Durch das im Vergleich zum Transportgefäß um einen Faktor 5,5 größere Puffervolumen, muss das Gas hier lediglich auf einige 100 mbar komprimiert werden, was mit dem vorliegenden Kompressor möglich ist. Eine wichtige Kenngröße der Transportgefäße ist deren Wandelaxationszeit T_1^{Wand} . Diese soll möglichst groß sein, um möglichst wenig Polarisation während des Transports zum Bestimmungsort zu verlieren. Verschiedene Untersuchungen ([Den06], [Sch06a], [Sch06b]) haben gezeigt, dass es ohne spezielle Oberflächenbeschichtung möglich ist, Wandelaxationszeiten T_1^{Wand} von bis zu 430 h zu erreichen. Hierzu wird ein spezielles Aluminosilikatglas¹² benutzt, welches besonders wenige ferromagnetische Verunreinigungen enthält. Es zeigt sich, dass diese hohen T_1^{Wand} -Zeiten nicht mehr erreicht werden, wenn sich die entsprechende Glaszelle in einem starken Magnetfeld befunden hat. Der Grund hierfür liegt in den ferromagnetischen Verunreinigungen, die sich im Glas befinden, und sich in einem starken Magnetfeld aufmagnetisieren. Dieser Effekt kann jedoch durch ein Entmagnetisieren der Zelle in einem magnetischen Wechselfeld rückgängig gemacht werden.

¹¹Das Volumen der medizinischen Transportzellen beträgt $V = 1,1 \ell$, die Gasmenge entspricht also $3 \text{ bar} \cdot \ell$

¹²GE180

3.2.4 Optischer und magnetischer Polarisationsnachweis

Im bestehenden System gibt es zwei Methoden, die Polarisation zu bestimmen. Es handelt sich dabei um den optischen Polarisationsnachweis¹³, der die Messung der Polarisation im optischen Pumpvolumen während des Pumpprozesses ermöglicht, und um den magnetischen Polarisationsnachweis, welcher eine Messung der Polarisation des in eine Transportzelle abgefüllten ^3He -Gases ermöglicht.

Optischer Polarisationsnachweis

Die Grundlage des optischen Polarisationsnachweises ist der Polarisationsverlust durch die Hellrelaxation (siehe Abschnitt 2.2.4). Die für den Polarisationsprozess brennende Gasentladung regt die Atome nicht selektiv an. So werden Atome unter anderem auch in den 3^1D_2 -Zustand angeregt. Von dort aus findet eine Abregung in den 2^1P_1 -Zustand unter Aussendung von Fluoreszenzlicht der Wellenlänge $\lambda = 668\text{ nm}$ statt. Die Zeeman-Niveaus der beiden 3^1D_2 -Hyperfeinzustände werden bei vorhandener Kernspinpolarisation aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung ungleich besetzt. Die Abregung in die Zeeman-Niveaus der 2^1P_1 -Hyperfeinzustände findet daher nicht isotrop statt. Dies äußert sich durch eine verstärkte Aussendung von je nach Kernspinpolarisation rechts- oder linkszirkular polarisiertem Fluoreszenzlicht (siehe Abbildung 3.3). Der Überschuss eines zirkularen

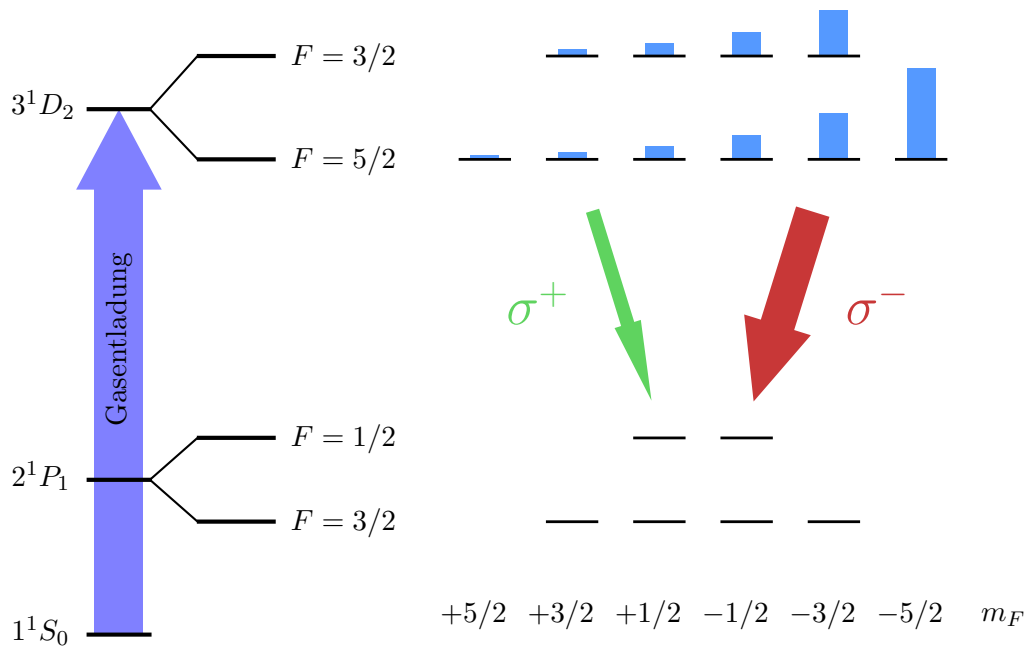


Abbildung 3.3: Niveauschema des $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$ -Übergangs mit ungleich besetzten 3^1D_2 -Zeeman-Niveaus aufgrund von Kernspinpolarisation (beschrieben im Spintemperaturgleichgewicht).

¹³ab jetzt: OPN

Anteils des 668 nm Fluoreszenzlichts steht dabei in direktem Zusammenhang zur vorhandenen Kernspinpolarisation. Zu beachten ist, dass es zusätzlich zur Kernspinpolarisation einen Zusammenhang zwischen druckabhängigen, depolarisierenden Stößen zwischen den ^3He -Atomen und der Intensität des ausgesandtem zirkular polarisiertem Licht gibt. Diese Druckabhängigkeit ist auf 2% genau bekannt und in [Big92] und [Lor93] beschrieben und wird mittels eines Druckeichfaktors $\alpha(p)$ quantifiziert. Für die Kernspinpolarisation gilt also der Ausdruck

$$P = \alpha(p) \cdot \underbrace{\frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}}}_{=: P_{\text{Licht}}} \quad (3.2)$$

Der Proportionalitätsfaktor $\alpha(p)$ ist durch die Beziehung

$$\alpha(p) = \frac{31,74 \cdot (1 + 2,219p)}{(1 + 2,219p)(1 + 1,843p)^2 + 7,073 \cdot (1 + 2,594p) + \frac{(1+1,843p)(1+1,722p)}{1+0,729p}} \quad (3.3)$$

gegeben. Für einen Druck von $p = \mathcal{O}(1 \text{ mbar})$ ist $\alpha(p) = \mathcal{O}(0,1)$. Bei einer Kernspinpolarisation von 100% wäre das Fluoreszenzlicht also zu etwa 10% zirkular polarisiert. Experimentell wird die Messung der Kernspinpolarisation mit einem Aufbau bestimmt, welcher den Anteil der zirkularen Polarisation am gesamten Fluoreszenzlicht misst. Der am Polarisator benutzte Aufbau ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

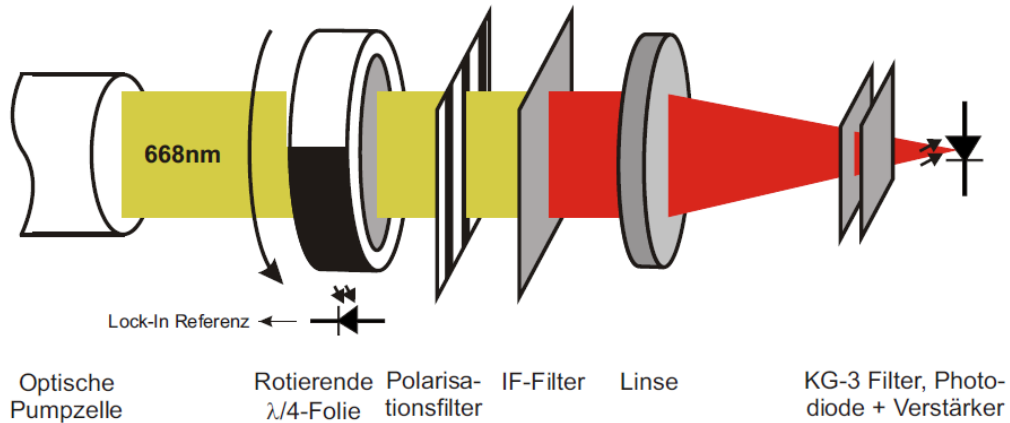


Abbildung 3.4: Aufbau für die optische Polarisationsmessung, der mit Hilfe einer rotierenden $\lambda/4$ -Folie und einer Polarisationsfolie den Anteil des zirkular polarisierten Lichts am 668 nm-Übergang detektiert (aus [Wol04]).

Bei diesem Aufbau durchläuft das Licht zunächst eine rotierende $\lambda/4$ -Folie. Diese wandelt den zirkularen Teil des Fluoreszenzlichts in linear polarisiertes Licht um, dessen Polarisationsebene sich gemeinsam mit der $\lambda/4$ -Folie dreht. Hinter der rotierenden Folie befindet

sich ein fest stehender Polarisationsfilter. Hinter diesem ist das transmittierte Licht mit der doppelten Rotationsfrequenz der $\lambda/4$ -Folie moduliert, da der Polarisationsfilter den in der rotierenden Folie entstandenen linear polarisierten Lichtanteil je nach Stellung der Polarisationssebene unterschiedlich stark transmittiert. Dieses modulierte Licht wird mittels einer Linse auf eine Photodiode gebündelt, wo es detektiert und in ein Spannungssignal übersetzt wird. Vor der Photodiode befinden sich Interferenz- und Farbfiler, die gewährleisten, dass nur Licht des $3^1D_2 \rightarrow 2^1P_1$ Übergangs detektiert wird. Für die relative zirkulare Polarisation des Lichts P_{Licht} gilt dann

$$P_{Licht} = \frac{U_{max} - U_{min}}{U_{max} + U_{min}} \quad (3.4)$$

Die Unsicherheit der Polarisationsbestimmung beim OPN ist, wie in [Sch04] diskutiert, im Wesentlichen durch die Unsicherheit des Druckeichfaktors mit 2 % gegeben.

Magnetischer Polarisationsnachweis

Beim magnetischen Polarisationsnachweis [Coh69] macht man sich die Ausrichtung der magnetischen Momente der Heliumatome am Magnetfeld zu Nutze. Die daraus folgende Magnetisierung in Richtung des Führungsfeldes resultiert in einem Magnetfeld, welches gemessen werden kann. Befindet sich das polarisierte Gas in einer sphärischen Zelle, so entspricht die Feldverteilung der eines magnetischen Dipols im Zentrum der Zelle. Für das Feld im Abstand $r > R$ in Richtung des Führungsfeldes mit R als Zellenradius ergibt sich nach [Kri09]

$$B_{3He} = \frac{2\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\mu_{3He}}{r^3} \cdot \frac{pV}{k_B T} \cdot P \quad \text{mit } \mu_{3He} : \text{magnetisches } ^3\text{He-Kernmoment} \quad (3.5)$$

Eine typische medizinische Transportzelle mit einem Volumen von $V = 1,1 \ell$, entsprechend einem Radius $R = 6,4 \text{ cm}$, gefüllt mit 1 bar ^3He bei $P = 60\%$ erzeugt so beispielsweise an ihrer Oberfläche bei $r = R$ (in Richtung des Führungsfeldes) ein statisches Magnetfeld von $B_{3He} \approx 1,3 \text{ mG}$. Mit einer Förstersonde¹⁴, welche möglichst nah an die Zelle gebracht wird, kann dieses Feld gemessen werden. Da sich die Transportzelle während der Messung im etwa 10 G starken Führungsfeld des Polarisators befindet, liegt die relative Änderung des von der Sonde gemessenen Feldes durch die Anwesenheit von Polarisation im Bereich von 10^{-4} . Um diese Änderung in der Praxis detektieren zu können, wird die Polarisationsmessung wie in Abbildung 3.5 dargestellt in zwei Schritten durchgeführt. Beim Start der Messung berührt die Transportzelle die Förstersonde, die so das Feld im Abstand $R + d$ von der Zellenmitte misst. d ist dabei der Abstand des SONDENSORS von deren Oberfläche. Ist das gemeinsame Magnetfeld $B_0 + B_{3He}$ bestimmt, wird die Transportzelle von der Förstersonde entfernt, so dass die Sonde lediglich das Führungsfeld B_0 des Polarisators misst. Eine Differenzbildung beider Messungen ergibt das Magnetfeld, welches durch die

¹⁴auch: Fluxgate Magnetometer

polarisierten Atome erzeugt wird und sich über Gleichung 3.5 in die Kernspinpolarisation des Gases in der Zelle umrechnen lässt.

Die absolute Genauigkeit dieser Messung ist auf einen relativen Fehler der Größenordnung 3-5% beschränkt. Dieser Fehler setzt sich aus der Unsicherheit der Abstandsmessung von Zellenmitte zum Sensor, den Fehlern der Druck- und Temperaturmessung, Abweichungen der Transportzellegeometrie von einer Kugel, Ungenauigkeiten der Orientierung der Förstersonde in Bezug auf Zelle und Führungsfeld, sowie zeitlicher Drifts des Führungsfeldes zusammen. Messungen der Polarisation mittels dieser Methode und Vergleich dieser Werte mit Werten aus dem optischen Polarisationsnachweis ergeben innerhalb der Fehlerunsicherheiten der beiden absoluten Polarisationsnachweismethoden eine Übereinstimmung.

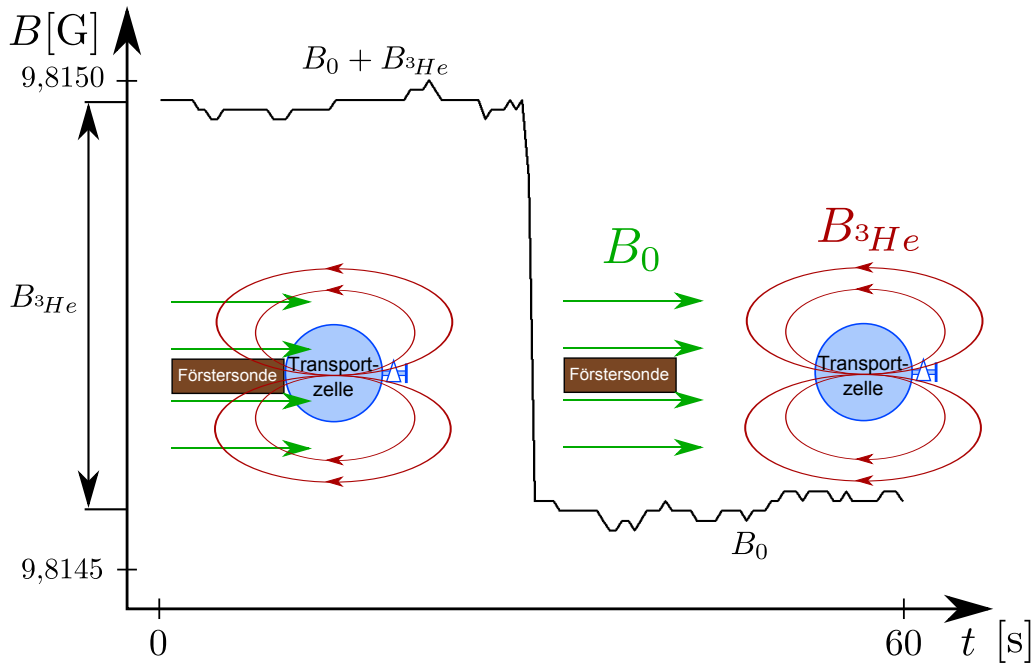


Abbildung 3.5: Prinzip des magnetischen Polarisationsnachweises, bei dem das permanente Magnetfeld von kernspinpolarisiertem Gas in einer sphärischen Zelle gemessen wird. Aus diesem Feld, lässt sich die Kernspinpolarisation gemäß Gleichung 3.5 errechnen. Die dargestellte Kurve stammt aus einer Polarisationsmessung an der Apparatur.

3.3 Transport des hyperpolarisierten Gases

Um das polarisierte Gas vom Standort des Polarisators in Mainz zum jeweiligen Nutzer zu befördern, muss es transportiert werden, ohne dabei seine Polarisation komplett zu verlieren. Wie bereits in Abschnitt 2.2 erläutert, gibt es verschiedene Mechanismen, die zu einem exponentiellen Zerfall der Polarisation führen. Eine Rolle für den Transport spielen

die Wandrelaxation, die Dipolrelaxation und die Gradientenrelaxation. Die Relaxationsrate für den Transport ergibt sich also zu

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_1^{Wand}} + \frac{1}{T_1^D} + \frac{1}{T_1^{Grad}} \quad (3.6)$$

Die Stärke der Wandrelaxation hängt von der Beschaffenheit des Glases ab, aus dem die jeweilige Transportzelle hergestellt worden ist. Wie bereits in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, besitzen die benutzten Transportzellen T_1^{Wand} -Zeiten von bis zu 430 h, was für einen Transport zu einem beliebigen Ort völlig ausreichend ist. Für die meisten Anwendungen wird das Gas bei einem Fülldruck von weniger als 2,8 bar transportiert. Dieser Druckwert resultiert aus den „Dangerous Goods Regulations“ der International Air Transport Association, in denen festgelegt ist, dass Glasbehälter ab einem Inhaltsdruck von 2,8 bar als Gefahrgut deklariert werden müssen. Um einen erhöhten finanziellen und logistischen Aufwand beim Transport zu vermeiden, wird dieser Druckwert nicht überschritten. So werden Zellen für medizinische Untersuchungen typischerweise mit 2,7 bar befüllt. Zudem gibt es mit der Dipolrelaxationsrate einen physikalischen Grund, den Transportdruck vergleichsweise moderat zu halten, da diese mit steigendem Druck wächst. So beträgt laut Gleichung 2.34 die T_1^D -Zeit für einen Transportdruck von beispielsweise 2,7 bar nur noch etwa 300 h.

3.3.1 Transportboxen

Um die Polarisation des Gases nicht instantan zu verlieren, muss stets ein magnetisches Führungsfeld vorhanden sein, an dem sich die Kernspins ausrichten können. Dieses muss ausreichend homogen sein, um durch die Gradientenrelaxation nicht übermäßig viel Polarisation zu verlieren. Die Transportzellen müssen also während des Transports in Behältnissen platziert werden, die in ihrem Inneren ein permanentes homogenes magnetisches Feld besitzen.

Die für den Transport benutzten Boxen (siehe Abbildung 3.6) sind zylinderförmig, haben einen Durchmesser von 52 cm, eine Höhe von 22 cm und besitzen in ihrem Inneren ein Feld von $B_{Box} \approx 1$ mT mit einem relativen Gradienten von $G_r \leq 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Dies führt zu einer T_1^{Grad} -Zeit von etwa 400 h bei einem Gasdruck von 2,7 bar. Die Ausdehnung dieses ausreichend homogenen Teils des Feldes innerhalb der Box erlaubt es, bis zu drei Transportzellen in ihr unterzubringen. Das Magnetfeld der Boxen wird durch eine Anordnung von Permanentmagneten innerhalb eines Schilds aus μ -Metall erzeugt [Hie10]. Die genaue Funktionsweise der Erzeugung von homogenen Magnetfeldern durch die Benutzung von weichmagnetischen Metallen mit hoher magnetischer Permeabilität, wie beispielsweise μ -Metall, wird in Abschnitt 4.1.1 näher erörtert.

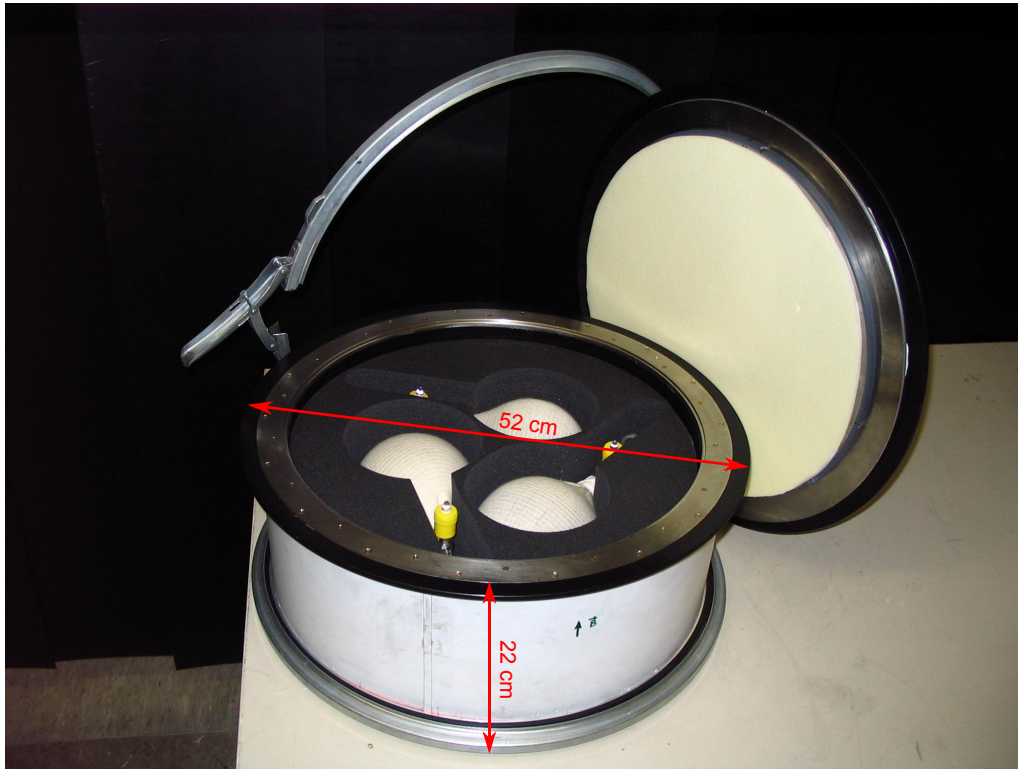


Abbildung 3.6: Geöffnete Transportbox mit drei im Inneren verstauten Transportzellen.

3.4 Applikation des polarisierten Gases

Im Rahmen der medizinischen Lungenbildgebung erfolgt die Versorgung des Probanden oder Patienten mit ^3He häufig über ein sogenanntes Tedlarbag¹⁵, in welches Gas aus der Transportzelle gefüllt wird. Aus diesem Tedlarbag wird das Gas dann über einen Schlauch vom Probanden oder Patienten inhaliert. Um dieses Prozedere reproduzierbarer und kontrollierbarer zu gestalten, wurde eine ^3He -Applikationseinheit entwickelt, welche dem Medizinproduktgesetz genügt und in [Gül11] vorgestellt wird. Das entwickelte System wurde dahingehend konstruiert, dass definierte Mengen an hyperpolarisierten Kontrastgasen oder Gasmischungen (z.B. ^3He und N_2) zu definierten Zeitpunkten während eines Atemzyklus mit hoher Reproduzierbarkeit appliziert werden können.

Bei diesem System steht eine Antihelmholtzspule im Streufeld des Tomographen, die so geschaltet ist, dass sie in ihrem Zentrum ein hinreichend homogenes resultierendes Magnetfeld erzeugt, damit die Transportzelle mit dem polarisierten Gas für die Zeit der Applikation ($t = \mathcal{O}(\text{min})$) in ihm gelagert werden kann. Mit Hilfe eines Kompressors kann Gas aus der Transportzelle zum eigentlichen Applikator befördert werden, der sich im Tomographen am Kopf des Probanden/Patienten befindet. Dieser misst die Atmung der Person, füllt die gewünschte Gasmenge in ein Speichervolumen ab und gibt sie zu einem definier-

¹⁵Kunststofftüte mit Zulassung für medizinische Anwendung

ten Zeitpunkt während eines Atemzyklus als Bolus über eine Atemmaske in die inhalierte Atemluft ein. Überwacht und gesteuert wird das System mit Hilfe einer Steuereinheit, die sich außerhalb des Tomographenraumes befindet. In Abbildung 3.7 ist dieses System abgebildet. Zusätzlich zu den beschriebenen Komponenten zeigt die Abbildung einen Auffangbeutel für das abgeatmete Luft- ^3He -Gemisch. Aus diesem Gemisch kann das ^3He , wie im folgenden Abschnitt beschrieben, zurückgewonnen werden.

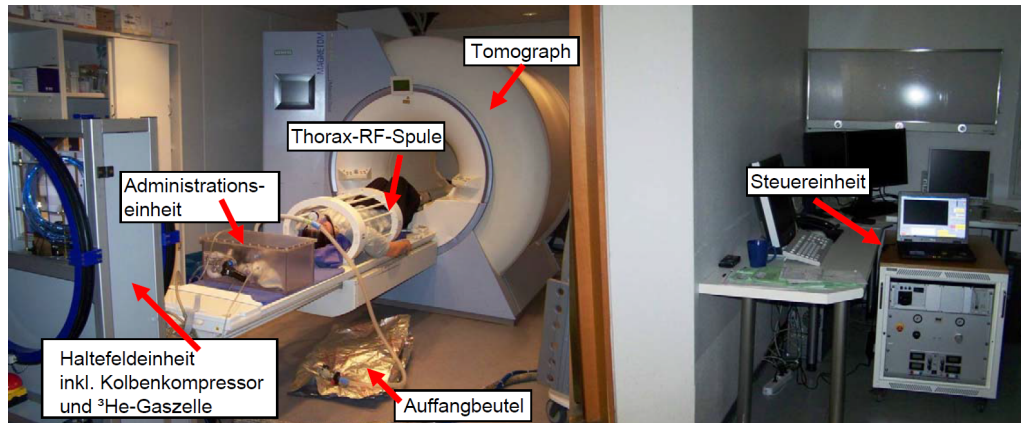


Abbildung 3.7: Applikatorsystem (aus [Gül11]).

3.5 Rückgewinnung von benutztem Gas für erneute Polarisierung

Aufgrund der geringen Verfügbarkeit von ^3He und den daraus resultierenden hohen Preisen für einen Standardliter $^3\text{He}^{16}$, ist es für ein wirtschaftliches Arbeiten bei medizinischen Anwendungen notwendig, das Gas nach der Benutzung aufzufangen und wiederzuverwerten. Nach einem Applikationszyklus liegt der ^3He -Anteil im abgeatmeten Gasgemisch typischerweise in der Größenordnung eines Prozents. Dieses ^3He muss nun effizient extrahiert werden und zum optischen Pumpen wieder mit einer Gasreinheit von ppm zur Verfügung stehen. Zu diesem Zweck wurde eine Gasrecyclinganlage entwickelt, welche in der Lage ist, ^3He von Atemluft zu trennen. Die Anlage (siehe Abbildung 3.8) besteht aus einer dreistufigen Anordnung von Kühlfallen, in denen nach und nach Fremdgase vom ^3He getrennt werden. Das während einer Untersuchung aufgefangene und in eine Gasflasche komprimierte ^3He -Atemluftgemisch durchläuft bei der Aufbereitung zunächst ein Filter aus Aluminiumoxidpulver, welches Poren der Größe 200 nm bildet, um eventuell im Gasgemisch enthaltene Bakterien abzuscheiden. Daraufhin strömt das Gas in eine erste Kühlfalle ein. Bei dieser handelt es sich im Wesentlichen um ein Glasgefäß, welches sich in einem Bad aus flüssigem Stickstoff befindet. In dieser ersten Kühlfalle werden Wasserdampf und CO_2

¹⁶2500 € - 3000 €, Juli 2013

ausgefroren. Das ^3He -Luftgemisch strömt weiter in die zweite Kühlfalle. Bei dieser handelt es sich um eine Zeolithfalle, die sich ebenfalls in einem Flüssigstickstoffbad befindet. Das Zeolith¹⁷ adsorbiert bei einer Temperatur von $T=77\text{ K}$ alle im Gasgemisch enthaltenen Gase außer He und den Spurengasen Ne und H_2 . Diese Spurengase werden in der dritten Kühlfalle, einem Kaltkopf, bei $T=8\text{ K}$ vom ^3He getrennt. Nach der dritten Kühlfalle ist lediglich Helium in gasförmiger Form vorhanden. Dieses wird in ein ausheizbares Gefäß gefüllt, um sterilisiert werden zu können. Der Sterilisationsprozess ist zwar aus physikalischer Sicht für das erneute Polarisieren nicht notwendig, muss aber durchgeführt werden, wenn das Gas erneut für medizinische Zwecke verwendet werden soll. Eine detaillierte Beschreibung der Anlage befindet sich in [Sal12].

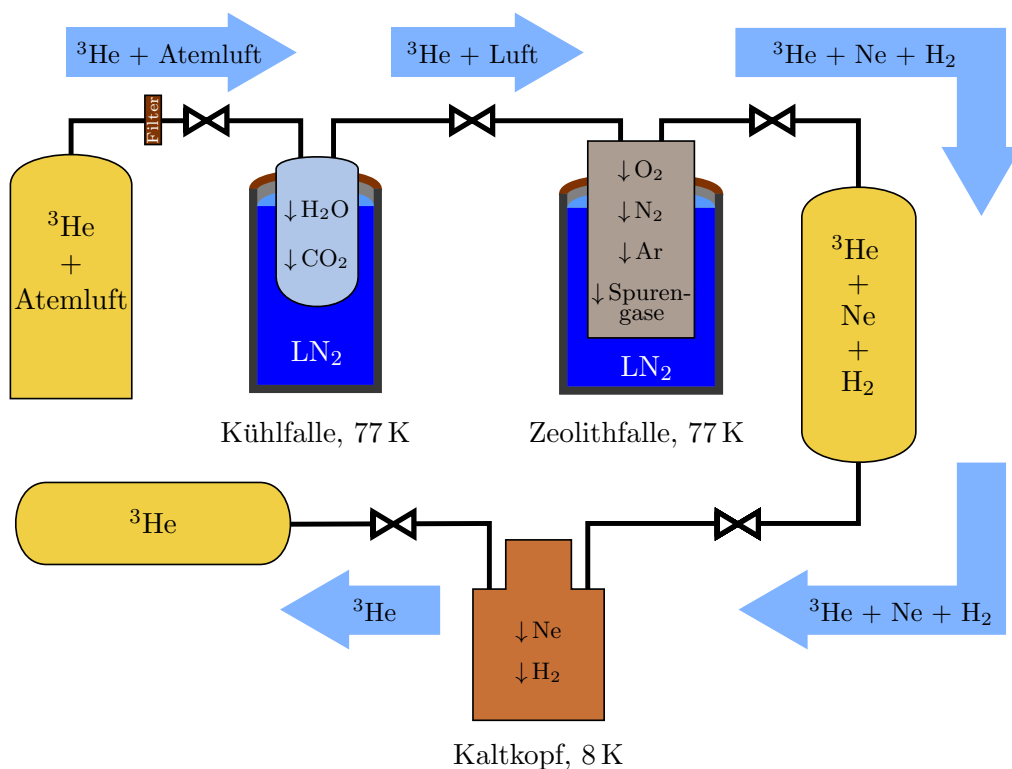
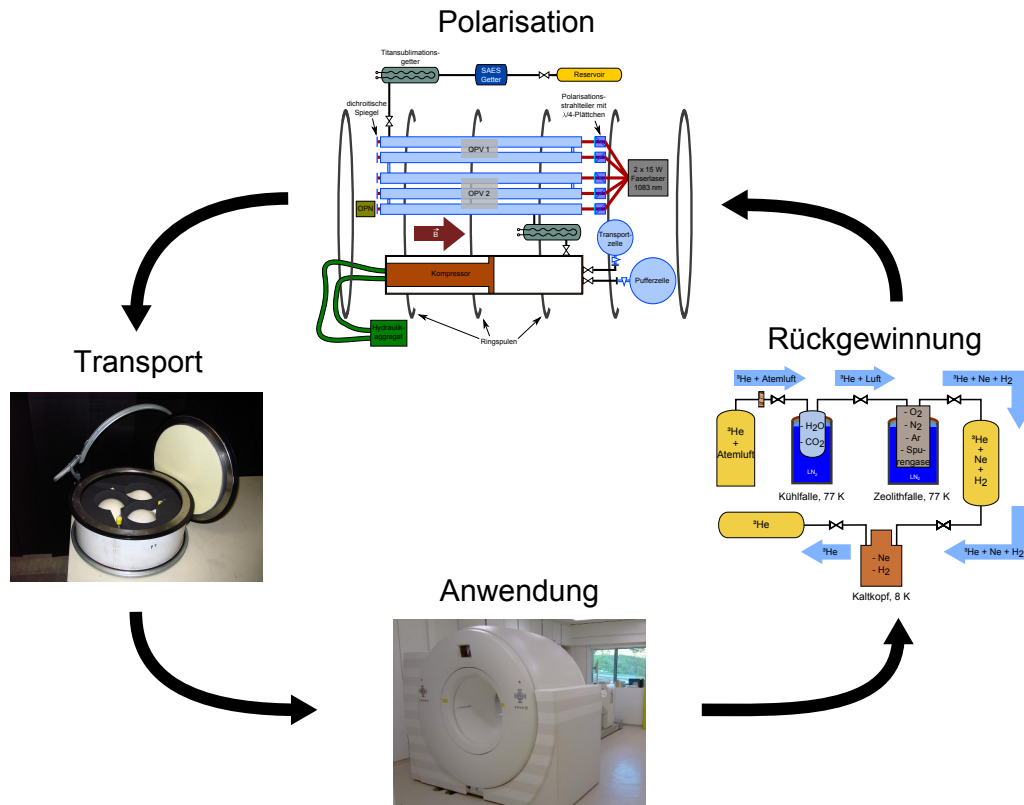


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der ^3He -Rückgewinnungsanlage, die ^3He mit Hilfe von Kühlfallen von Atemgas trennt.

3.6 ^3He -Versorgungskonzept und neuer kompakter Polarisator

Das gesamte Versorgungskonzept, der sogenannte ^3He -Versorgungszyklus, ist in Abbildung 3.9 schematisch dargestellt.

¹⁷Typ 522, Porendurchmesser $\varnothing=5\text{ \AA}$

Abbildung 3.9: ^3He -Versorgungszyklus.

Mit diesem Versorgungskonzept sind erfolgreich zahlreiche klinische Studien im Rahmen der MRT-Lungenbildgebung durchgeführt worden. Insbesondere erwähnt seien hier die europäischen Forschungsnetzwerke PHIL und PHeLiNet, sowie regelmäßige Gaslieferungen nach Australien [Thi08].

Die bisherige Mainzer Anlage versorgt Forschungseinrichtungen und Studien mit allgemein geringem Gasverbrauch. Sollte jedoch die Lungenbildgebung mit hyperpolarisiertem ^3He in der medizinischen Praxis, und nicht nur im Rahmen von Studien angewandt werden, so wäre mit einem wesentlich größeren Gasverbrauch zu rechnen. Die Lieferkapazitäten der Mainzer Anlage wären in diesem Fall nicht mehr ausreichend. Zudem wäre die für die Versorgung benötigte Logistik derart umfangreich, dass sie die Möglichkeiten unserer Gruppe sprengen würde. Einrichtungen, die Lungenbildgebung mit ^3He in der medizinischen Praxis anwenden würden, bräuchten daher einen eigenen Polarisator vor Ort.

Die bisherige Anlage ist ein Ergebnis vieler Diplom- und Doktorarbeiten mit stetigen Verbesserungen und kleineren Umbauten. Ein einfacher Nachbau, insbesondere in größeren Stückzahlen, ist daher nicht ohne Weiteres möglich. Aufgrund ihrer Konstruktionsart wäre ein einfacher Nachbau auch nicht sinnvoll. Zum Einen stehen die räumlichen Dimensionen (Länge ≈ 5 m, Höhe ≈ 2 m, Breite $\approx 1,6$ m, dazu Hydraulikaggregat für ^3He -Kompressor, sowie umfangreiche Ansteuerungselektronik) der bestehenden Apparatur einem Einsatz an

beliebigen Orten entgegen. Insbesondere in medizinischen Einrichtungen steht der Platz für einen solchen Polarisator in der Regel nicht zur Verfügung. Zum Anderen ist für das Betreiben des bestehenden Polarisators speziell geschultes Personal von Nöten, welches ebenfalls nicht an jeder Einrichtung vorhanden ist. Darüber hinaus darf sich ein Polarisator dieses Typs nicht in einem inhomogenen Magnetfeld befinden. Ein Einsatz insbesondere in der Nähe von Kernspintomographen kommt daher nicht in Frage. Eine neue Anlage vor Ort muss anders geartet sein. Hier stehen Dinge wie Benutzerfreundlichkeit, Kompaktheit oder Flexibilität im Standort im Vordergrund. Idealerweise soll es sich um ein Produkt handeln, welches von der Industrie nachgebaut werden kann.

Diese Forderungen machen eine Neukonzeption des Polarisators in Bezug auf besserer Ausnutzung des homogenen Feldbereichs, Abschirmung magnetischer Streufelder, Auslegung der Laserstrahlführung für den optischen Pumpprozess, sowie Ansteuerung aller Komponenten nötig.

In den folgenden Kapiteln dieser Arbeit sollen nun diese neuen Konzepte für die Konstruktion eines solchen kompakten Polarisators vorgestellt werden. Im Anschluss daran werden der kompakte Polarisator und seine Leistungsdaten vorgestellt.

Kapitel 4

Konzepte für eine kompakte Polarisationsanlage

Ausgehend von der aktuellen Polarisationsanlage sollen nun Konzepte vorgestellt werden, mit denen die Struktur des bisherigen Polarisators (siehe Abbildung 3.2) modifiziert werden muss, um einen kompakten MEOP-Polarisator konstruieren zu können. Die räumlichen Dimensionen der bisherigen Polarisationsanlage betragen: Länge ≈ 5 m, Höhe ≈ 2 m, Breite $\approx 1,6$ m. Höhe und Breite sind im Wesentlichen durch die Ringspulen gegeben, deren Feld lediglich in Achsnähe die geforderte Homogenität mit einem relativen Feldgradienten von $G_r \leq 3,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ aufweist, so dass $T_1^{\text{grad}}(1 \text{ mbar}) \geq 1 \text{ h}$. Die Länge der Apparatur ist durch die Länge der Pumpzellen von 2,4 m, dem Aufbau für die Laserstrahlführung, sowie der Länge des Kompressorrohres gegeben.

Für einen Einsatz in der medizinischen Praxis muss eine Neukonstruktion möglichst kostengünstig sein. Aus diesem Grund soll anstelle der zwei 15 W Laser wie in der bisherigen Apparatur nur ein 15 W Laser zum Einsatz kommen. Dies erfordert ein neues Konzept für die Strahlführung, welches der deutlich geringeren zur Verfügung stehenden Leistung Rechnung trägt (siehe Abschnitt 4.2). Darüber hinaus muss der neue Polarisator kompakt und mobil sein, insbesondere soll er durch eine Einfachtür passen, ohne dafür auseinandergebaut werden zu müssen. Höhe und Breite des Polarisators wurden daher mit 1,8 m und 0,9 m festgelegt. Bei der Verkürzung der Länge im Vergleich zur bisherigen Apparatur ist man durch das optische Pumpvolumen begrenzt. So soll der Polarisator einen ^3He Durchfluss in der Größenordnung von $f \gtrsim 1 \text{ bar}\ell/\text{h}$ bei einem Polarisationsgrad von $P > 60\%$ aufweisen. Nimmt man vergleichbare Zykluszeiten ($\approx 20 \text{ s}$) und Drücke im Pumpvolumen ($0,65 \dots 1 \text{ mbar}$) wie beim bisherigen Polarisator an, so ergibt sich ein benötigtes Pumpvolumen von etwa 15ℓ . Um die Geometrie dieses Volumens festzulegen, muss die Absorption des Pumplichts durch das Gas berücksichtigt werden. Diese nimmt bei konstanter Metastabilendichte mit zunehmender Polarisation ab. Grund ist, dass die Besetzungszahl

der Zeeman-Niveaus des metastabilen Zustands, aus denen optisch gepumpt wird, mit zunehmender Polarisation gegen Null geht (vgl. Abbildung 2.2). Entsprechend läuft die Polarisation in einen Sättigungswert, der durch die Ratengleichungen bestimmt werden kann [Wol04]. Für die durch eine Pumpzelle mit der Länge l transmittierte Leistung gilt

$$P_{trans} = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{l}{l_0}\right) \quad (4.1)$$

Die Größe l_0 heißt Absorptionslänge. Diese Länge wächst mit zunehmender Polarisation des absorbierenden ^3He aufgrund der geringer werdenden optischen Dichte an. Aus Gleichung 4.1 lässt sich entnehmen, dass die im Gas absorbierte Leistung um so größer ist, je größer die Länge l des Pumpvolumens ist. Diese Länge setzt sich aus der Länge der Pumpzellen und deren Anzahl zusammen. Da es sich um ein kompaktes System handeln soll, darf die Länge der Zellen einen sinnvollen Rahmen nicht sprengen. Verkürzt man die Länge der Pumpzellen, so kann der Verlust an Pumpvolumenlänge durch eine Erhöhung der Zellenanzahl kompensiert werden. Hierbei ist zu beachten, dass beim kompakten System nur ein 15 W-Laser zur Verfügung steht. Da der Pumpstrahl beim Durchgang durch jedes optische Element an Leistung einbüßt (etwa 1 % pro Bauteil mit vergüteten Oberflächen), muss die Anzahl der Elemente und damit der Pumpzellen so klein gehalten werden, dass die Effizienz des Pumpen nicht durch solche Leistungsverluste beschränkt wird. Diese Überlegungen führten zu einem Pumpvolumen, welches aus sechs Zellen mit einer Länge von $L = 1,2\text{ m}$ und einem Innendurchmesser von $\varnothing_i = 54\text{ mm}$ besteht. Das Gesamtvolumen beträgt $V_{OPV} = 16,5\text{ l}$. Die Zellen befinden sich gemeinsam mit der Strahlführungsoptik, dem Kompressor und den Speichervolumina in einem 2 m langen, magnetisch geschirmten Solenoiden (siehe Abschnitt 4.1).

Die Gesamtlänge der Neukonstruktion beträgt etwa 3 m und setzt sich im Wesentlichen aus der Länge des Solenoiden und der Länge des Antriebsaggregats für den Kompressor (siehe Abschnitt 4.3) zusammen. In den folgenden Abschnitten wird nun näher auf die Konzepte für die Erzeugung des homogenen Magnetfelds, für die Strahlführung, sowie für den Kompressorantrieb und die Steuerung eingegangen.

4.1 Magnetisches Führungsfeld

Beim bisherigen System wird das für die Polarisation nötige Magnetfeld von etwa 10 G durch eine 3,5 m lange Konstruktion aus sieben Ringspulen mit einem Durchmesser von 1,6 m erzeugt. Die benötigte Feldhomogenität mit $G_r \leq 3,8 \cdot 10^{-4}\text{ cm}^{-1}$ ist bei diesem Aufbau allerdings nur im Bereich nahe der Symmetrieachse und genügend weit von den axialen Enden der Struktur gegeben. So ist die räumliche Gestalt des genügend homogenen Feldbereichs zylinderförmig mit einem Durchmesser von 44 cm und einer Länge von 2,8 m [Sch04]. In diesem Bereich sind Pumpvolumen, Kompressor und Speicher- sowie

Transportzelle aufgebaut. Da bei einer solchen Ringspulenkonstruktion nur ein Bruchteil des Volumens für den Aufbau von Pumpvolumen, Kompressor und Speichervolumina zur Verfügung steht (im Falle des bisherigen Polarisators etwa 6 %), ist sie für ein kompaktes System nicht geeignet. Stattdessen wird für die felderzeugende Struktur das Konzept eines magnetisch abgeschirmten Solenoiden verwendet.

4.1.1 Magnetisch abgeschirmte Solenoiden

Solenoiden werden häufig benutzt, um homogene Magnetfelder mit großen Volumina zu erzeugen. Allerdings werden Solenoidenfelder zunehmend inhomogener, je näher man den axialen Solenoidenden kommt. Dieser Effekt kann eliminiert werden, indem man einen Solenoiden magnetisch abschirmt. Eine solche Abschirmung besteht aus zwei flachen Platten aus weichmagnetischem Material mit hoher magnetischer Permeabilität μ_r , die über ein Joch mit ebenfalls hohem μ_r miteinander verbunden sind. Unter der Voraussetzung, dass Endplatten und Joch festen magnetischen Kontakt zueinander haben, schließt die Abschirmung den magnetischen Fluss des Solenoiden kurz. Dies bedeutet, dass der magnetische Fluss in eine der Endplatten eindringt und aufgrund der hohen Permeabilität über das Joch zur anderen Endplatte zurückgeführt wird, wo er wieder in den Solenoiden eintritt (siehe Abbildung 4.1). Die Endplatten wirken also wie zwei Polschuhflächen, die

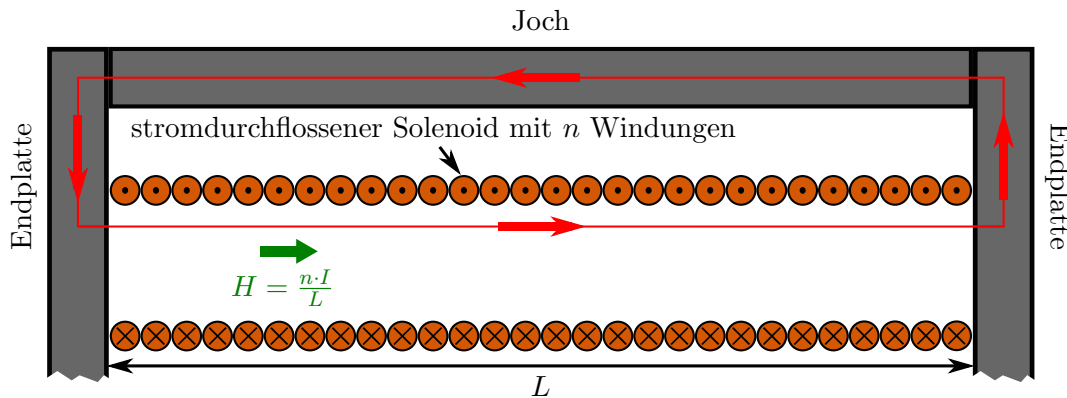


Abbildung 4.1: Der magnetische Fluss des Solenoiden dringt in die rechte Endplatte ein und wird über das Joch zur linken Platte zurückgeführt, wo er wieder in den Solenoiden eindringt.

über ein Joch miteinander verbunden sind. Wenn die Abschirmung durch den magnetischen Fluss nicht gesättigt wird, dann treffen die Feldlinien aus dem Solenoiden senkrecht auf die Polschuhflächen [Hie10]. Dies führt zu einem homogenen Magnetfeld im kompletten Volumen des Solenoiden. In der genannten Veröffentlichung werden die kurzgeschlossenen Polschuhflächen als magnetische Spiegel interpretiert, die den Solenoidenstrom hin- und herreflektieren und so einen unendlich langen Solenoiden simulieren. Die Form des Jochs

spielt für die Homogenisierung keine Rolle, solange es den magnetischen Fluss kurzschließt. Soll das Solenoideninnere allerdings wie beim neuen Polarisator von äußeren Magnetfeldern abgeschirmt werden, muss das Joch den Solenoiden vollständig umschließen [Hie10]. Da in unserem Fall eine kompakte Struktur benötigt wird, besteht das Joch aus einem Zylinder, der den Solenoiden eng einschließt. Mit Hilfe eines so geschirmten Solenoiden liegt also ein System vor, bei dem im Idealfall (keine Sättigungseffekte, keine Restmagnetisierung und keine Flusslecks in der Abschirmung) das gesamte Volumen für den Aufbau von Pumpzellen, Kompressor und Speichervolumina genutzt werden kann. Insbesondere bedeutet dies, dass im Gegensatz zum bisherigen Polarisator die radiale Ausdehnung der felderzeugenden Struktur nicht größer sein muss, als die benötigte radiale Ausdehnung des homogenen Feldes (siehe Abbildung 4.2). Zu beachten ist, dass das homogene Solenoiden-

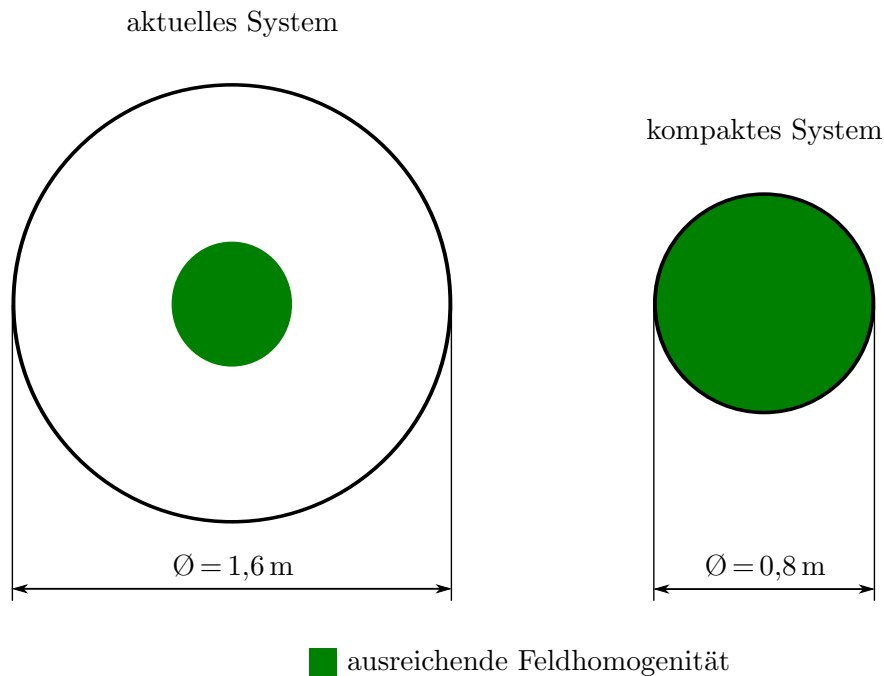


Abbildung 4.2: Vergleich des Durchmessers der Spulenkonstruktion der bisherigen Apparatur in Relation zum genügend homogenen Feldbereich mit der Situation beim geschirmten Solenoiden.

feld durch die Anwesenheit magnetischer Objekte im Inneren des Solenoiden verzerrt und damit inhomogen wird. Genau wie beim bisherigen Polarisator müssen also alle Bauteile im Inneren des Solenoiden unmagnetisch sein.

Neben dem sehr nützlichen Homogenisierungseffekt schirmt die Abschirmung ihrem Namen entsprechend äußere Magnetfelder vom Solenoideninneren ab. Auch hier dringen die Feldlinien in das Material der Abschirmung ein und verlaufen im Wesentlichen durch dieses Material, bevor sie wieder nach außen austreten. Die Abschirmwirkung, die durch den

Abschirmfaktor S mit

$$S = \frac{H_{\text{außen}}}{H_{\text{innen}}} \quad (4.2)$$

definiert ist, ist bei einer zylindrischen Abschirmung der Permeabilität μ_r unterschiedlich für Felder in Richtung der Symmetrieachse und für Felder senkrecht dazu. Es muss daher zwischen der Querabschirmung S_q , also der Abschirmung eines Magnetfeldes senkrecht zur Symmetrieachse der Abschirmung, und der axialen Abschirmung S_a unterschieden werden. Für die beiden Abschirmfaktoren gilt bei einer nicht gesättigten Abschirmung nach [Sec13]:

$$S_q \approx \mu_r \frac{d}{D} + 1 \quad \text{mit } d: \text{Abschirmungsdicke, } D: \text{Zylinderdurchmesser} \quad (4.3)$$

$$S_a \approx \frac{4N(S_q - 1)}{1 + \frac{D}{2L}} + 1 \quad \text{mit } L: \text{Zylinderlänge, } N: \text{Entmagnetisierungsfaktor} \quad (4.4)$$

Für den Entmagnetisierungsfaktor N beidseitig geschlossener Zylinder gilt im Bereich $L/D = 1 \dots 10$ die Näherung $N \approx 0,38 \cdot (L/D)^{-1,3}$. Im Fall der realisierten Abschirmung wurden die beiden Abschirmfaktoren im Zentrum des Solenoids zu $S_q \approx 125$ und $S_a \approx 50$ bestimmt (siehe Abschnitt 4.5.2).

4.2 Neues Konzept der Laserstrahlführung

Der zentrale Punkt des Konzepts für die Laserstrahlführung ist, dass beim kompakten Polarisator nur ein 15 W-Laser zum Einsatz kommen soll. Dies ist im Wesentlichen eine Konsequenz aus der Forderung, dass ein Produkt für die medizinische Praxis möglichst kostengünstig und wenig wartungsanfällig sein soll. Beim bisherigen Polarisator steht mit zwei 15 W-Lasern die doppelte Leistung zur Verfügung, in [Kle08] wurde aber gezeigt, dass ein 15 W-Laser für den Betrieb eines leistungsstarken Polarisators in der Tat ausreicht. Beim benutzten Lasersystem handelt es sich um einen Faserlaser der Firma *Keopsys* mit einer spektralen Breite von 2,26 GHz¹⁸ [Kle08], der in [Hau09] charakterisiert wurde.

4.2.1 Optisches Strahlführungskonzept

Da nur ein 15 W-Laser zur Verfügung steht, muss das Strahlführungskonzept so ausgelegt sein, dass der Strahl möglichst wenig Leistung durch Reflexion und Absorption beim Durchgang durch optische Elemente verliert. So ist es zum einen nötig, sämtliche Oberflächen zu entspiegeln. Durch diese Maßnahme wird die Transmission der Bauteile von $\approx 0,96$ auf $\approx 0,99$ erhöht. Zum anderen sollte die Gesamtzahl der optischen Elemente möglichst gering gehalten werden.

¹⁸Die spektrale Breite ist an die Dopplerverbreiterung der Pumplinien angepasst, um möglichst viele Geschwindigkeitsklassen im Gas optisch pumpen zu können (s.a. Abschnitt 2.1.2)

Mit Hilfe solcher Strahlteiler und Spiegeln, welche polarisationserhaltend für Ein- und Ausfallwinkel von 45° sind, wird das Licht gemäß Abbildung 4.4 durch alle sechs Pumpzellen nacheinander geleitet. Erste Versuche mit diesem Aufbau zeigten jedoch, dass sich

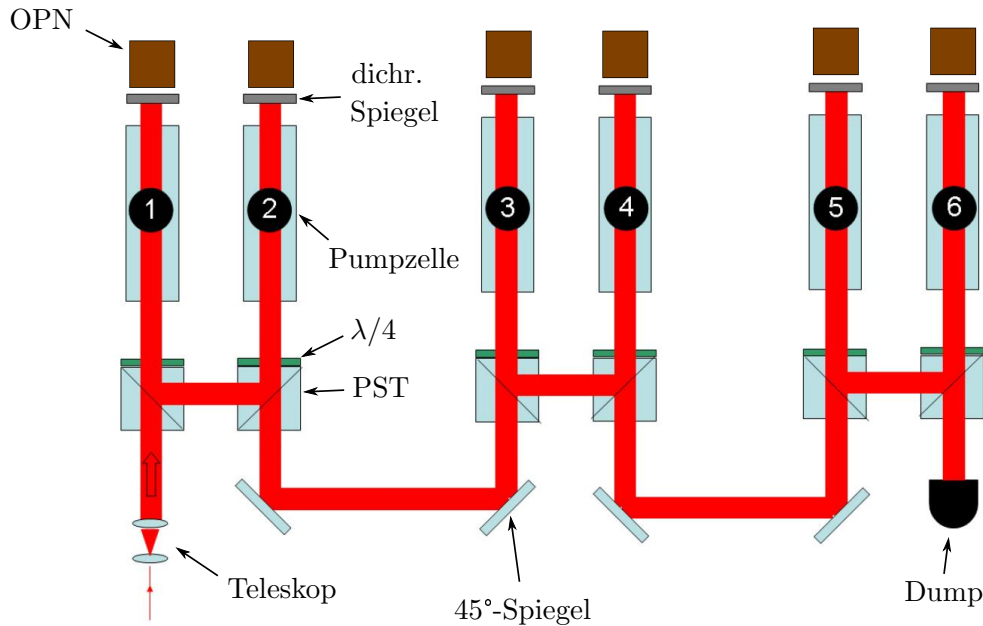


Abbildung 4.4: Strahlführungskonzept gemäß Überlegungen in [Kle08].

beim Durchgang des Strahls durch das System eine falsche Zirkularkomponente im Licht aufgebaut hat. Dabei handelte es sich um Messungen, bei denen ^3He nur in einer Pumpzelle mit C_8 polarisiert wurde (Gasentladung nur in betreffender Zelle gezündet). Es sollte untersucht werden, wie sich die Polarisation in den einzelnen Zellen in Abhängigkeit der Laserleistung entwickelt. Dabei wurde festgestellt, dass die erreichbare Polarisation um so kleiner wird, je mehr optische Elemente und Pumpzellen sich hinter der untersuchten Zelle im Strahlengang befinden. Abbildung 4.5 zeigt diesen Effekt am Beispiel für zwei Messungen der Polarisation in Zelle 1 aus Abbildung 4.4. Bei den dargestellten Messungen wurde der Strahl zunächst nach Zelle 1 geblockt (nach dem zweiten Durchlauf des ersten Strahlteilers), so dass die nachfolgenden Elemente keinen Effekt auf Zelle 1 hatten. Die Gleichgewichtspolarisation wurde dann in Abhängigkeit der Laserleistung gemessen. Die zweite Kurve zeigt eine Messung der Polarisation in Zelle 1, bei der der Strahl ungeblockt durchs ganze System lief. Das beobachtete Abnehmen der Polarisation bei größer werdenden Laserleistungen kann durch die Anwesenheit der falschen Zirkularkomponente erklärt werden. Im Wesentlichen sind Sättigungseffekte hierfür verantwortlich [Kle08]. So wird das Gas bei größer werdenden Laserleistungen zunehmend transparent für das Pumplicht und die Polarisation steigt trotz steigender Leistung immer weniger an. Die Intensität der falschen Zirkularkomponente nimmt aber bei größeren Leistungen ebenfalls

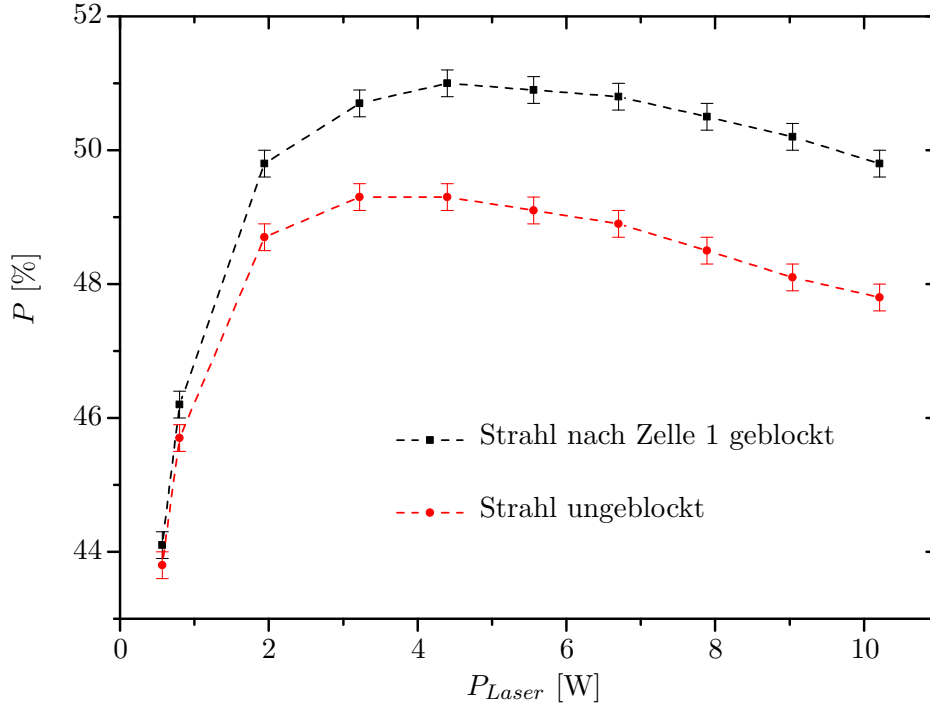


Abbildung 4.5: Polarisation in Zelle 1 bei hinter Zelle 1 geblocktem Strahl und bei Strahl, der das komplette System durchläuft. Die Fehler bezeichnen die Unsicherheit der mit der OPN-Einheit aufgenommenen Messwerte.

zu. Für diese Komponente ist das Gas allerdings nicht transparent, da die entsprechenden Zeeman-Unterniveaus stark besetzt sind (siehe Abbildung 2.5). Die Folge ist eine Verkleinerung der Polarisation bei steigender Laserleistung. Die Tatsache, dass sich um so weniger Polarisation in einer Zelle aufbaut, je mehr Elemente sich hinter der betreffenden Zelle im Strahlgang befinden zeigt, dass sich falsche Zirkularpolarisation rückwärts durch das Strahlführungssystem ausbreitet. Die wesentliche Quelle für diese falsche Polarisation sind Reflexionen an den Strahlteilerwürfeln und im $\lambda/4$ -Plättchen, die sich trotz Entspiegelung aller Oberflächen nicht vollständig verhindern lassen. Konkret geht es um Licht, welches das $\lambda/4$ -Plättchen bereits zum zweiten mal passiert hat. Wird dieses Licht an der Grenzfläche zwischen $\lambda/4$ -Plättchen und Strahlteiler, an der Grenze zwischen Strahlteiler und Luft oder am nächsten Strahlteiler zurückreflektiert (siehe Abbildung 4.6), so durchläuft es das $\lambda/4$ -Plättchen zum dritten mal. Hierdurch wird genau die dem Pumpen entgegengesetzte Zirkularpolarisation erzeugt. Dieses Licht wird rückwärts durch das gesamte optische System transmittiert. Weil dieser Effekt an jeder Strahlteiler- $\lambda/4$ -Plättchen-Einheit auftritt bedeutet dies, dass um so mehr falsche Zirkularpolarisation in einer Zelle aufzufinden ist, je weiter vorne im Strahlgang sie steht. Als Konsequenz daraus wurde das ursprüngliche Strahlführungskonzept modifiziert. Der Laserstrahl wird nun in zwei Teilstrahlen aufgespalten, von denen jeder jeweils drei Zellen durchläuft. Ein Teilstrahl

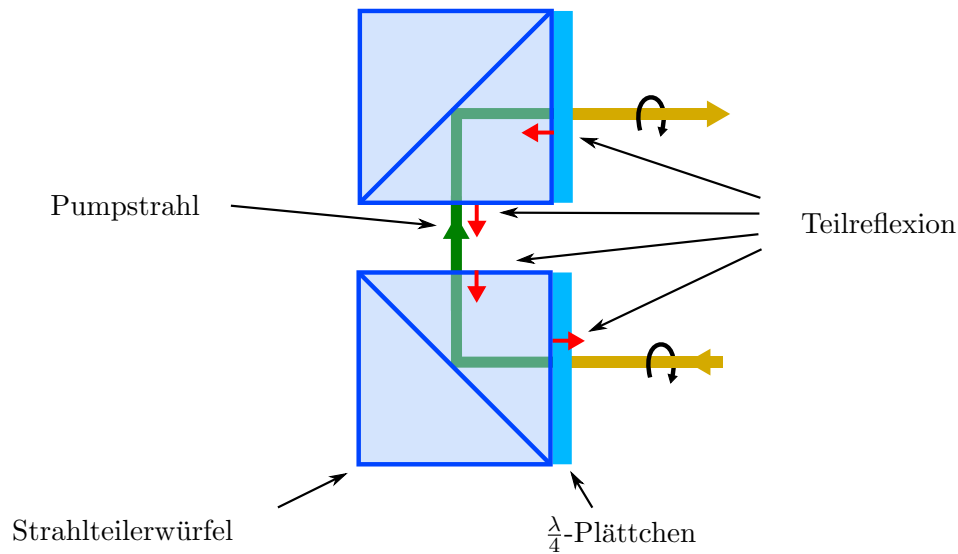


Abbildung 4.6: Erzeugung von falscher Zirkularpolarisation durch Reflexion des Pumpstrahls an den Grenzflächen der Strahlteiler und folgliches drittes Durchlaufen des $\lambda/4$ -Plättchens.

durchläuft die Zellen 1-3 nach Zählweise in Abbildung 4.4, der andere Teilstrahl die Zellen 4-6. Auf diese Weise wird die falsche Zirkularpolarisation in den Zellen 1-3 reduziert, da die Strahlteiler- $\lambda/4$ -Kombinationen der Zellen 4-6 keinen Effekt mehr auf diese Zellen ausüben können.

Neben dem Entstehen falscher Zirkularpolarisation wurde ein sogenanntes Übersprechen des 668 nm-Lichts für den optischen Polarisationsnachweis zwischen benachbarten Zellen beobachtet. Dieses Licht aus der Gasentladung wird isotrop abgestrahlt. Licht, das sich entlang der Zellenachsen oder unter kleinen Winkeln zu diesen Achsen ausbreitet, verlässt die Pumpzellen durch die Zellenfenster und kann hinter den dichroitischen Spiegeln im OPN nachgewiesen werden. Es zeigte sich allerdings, dass dieses Licht auch über die optischen Elemente in die Nachbarzellen geleitet werden kann und schließlich dort im OPN nachgewiesen wird. Bei diesem sogenannten Übersprechen ändert sich der Polarisationsgrad des Lichts, da es durch die optischen Elemente geleitet wird. Um dieses Übersprechen, was zu einer Fehlmessung der ^3He -Polarisation führt, zu verhindern, wurden zwischen den Zellen und den optischen Elementen dichroitische Spiegel aufgestellt, die für den Pumpstrahl transparent sind und das 668 nm-Licht zurück in die Zellen reflektieren. Abbildung 4.7 zeigt das schließlich realisierte Konzept für die Strahlführung. Die Teilung des Strahls wird über einen Polarisationsstrahlteiler realisiert, dem ein $\lambda/2$ -Plättchen vorgeschaltet ist. Mit diesem $\lambda/2$ -Plättchen lässt sich die lineare Polarisation des Laserstrahls so einstellen, dass der Strahl in zwei Teile mit gleicher Intensität gespalten wird. Genau wie beim ursprünglichen Konzept werden beide Teilstrahlen vor der ersten Zelle auf den Durchmesser von $\varnothing_{\text{Strahl}} = 35 \text{ mm}$ aufgeweitet und nach dem Durchlauf einer Zelle nicht wieder

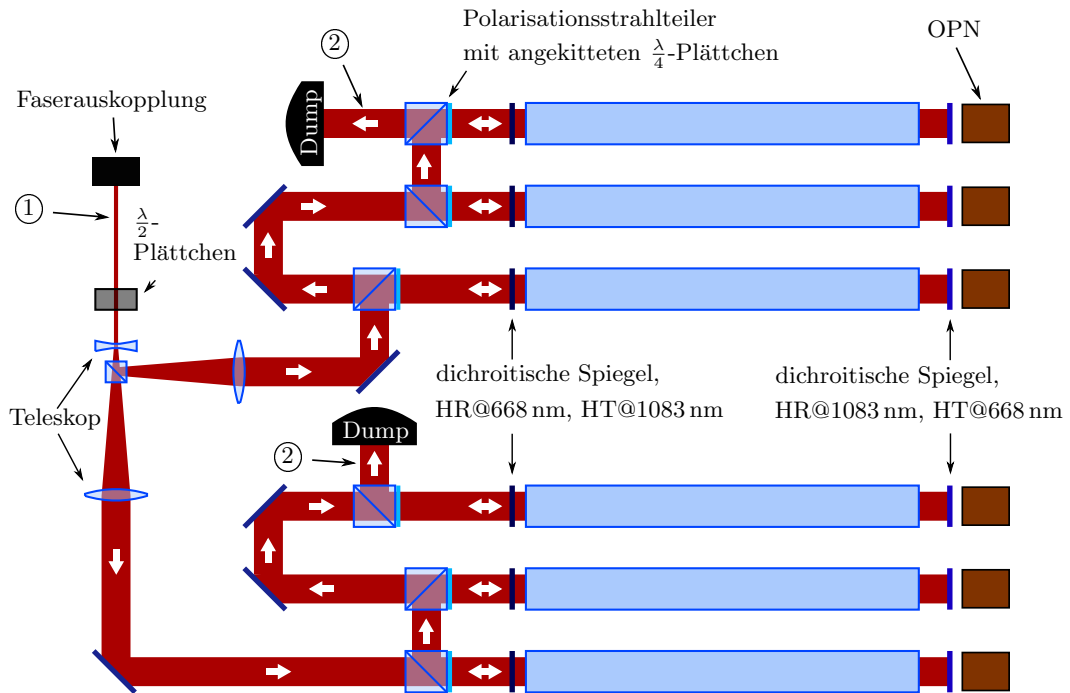


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der Strahlführung im kompakten Polarisator. Die Positionen ① und ② bezeichnen Stellen, an denen zur Messung der Transmission des Systems ein Powermeter positioniert wurde (siehe Seite 65).

fokussiert. Bis zum Verlassen der letzten Zelle trifft jeder Teilstrahl auf insgesamt 31 Bauteile mit vergüteten Oberflächen. Nimmt man einen einprozentigen Leistungsverlust pro Element an, so lässt sich die beim zweiten Durchlauf in der letzten Zelle zur Verfügung stehende Leistung abschätzen zu

$$P_{min} = \underbrace{0,99^{31}}_{\approx 0,73} \cdot P_0 \quad \text{mit} \quad P_0 = \frac{1}{2} P_{Laser_{max}} = 7,5 \text{ W} \quad \Rightarrow \quad P_{min} \approx 5,5 \text{ W}$$

4.2.2 Optisches Pumpvolumen

Die Zellen, in denen das optische Pumpen des ^3He durchgeführt wird, bestehen aus 1,2 m langen Zylindern aus Duran²⁰ mit einem Innendurchmesser von 54 mm, die durch zwei Fenster verschlossen sind. Diese Fenster müssen beidseitig entspiegelt sein, um möglichst viel Pumpleistung zu transmittieren. Um eine gleichmäßige Beschichtung beider Seiten erzielen zu können, müssen die Fenster beschichtet werden, bevor sie an die Zylinder angebracht werden. Überlegungen zur Methodik des Anbringens der Fenster sind in [Hau09] angestellt worden. Dabei zeigte sich, dass ein Befestigen der Fenster an die Glaszylinder mittels ultrahochvakuumtauglichem Klebstoff der klassischen Methode des Anbringens und Abdichtens mit Vakuumpfett vorzuziehen ist, da dieses Nachteile in Bezug auf die

²⁰Handelsname für Borosilikatglas 3.3

Reinheit des Gases in den Pumpzellen mit sich bringt. So zeigen Erfahrungen im Langzeitbetrieb an einem ^3He -Polarisator in Garching, an dem die Verbindungen zwischen Fenstern und Pumpzellen mit Fett²¹ gedichtet sind, dass das Fett aufgrund der Druckdifferenz zwischen Außen und Innen im Laufe der Zeit in die Pumpzellen hineingedrückt wird. Dies führt dazu, dass es über die Zeit zu einem Verlust von 6-7 % an Polarisierung kommt. Der Grund für diesen Effekt ist, dass das Fett im Zelleninneren von der Gasentladung angegriffen wird. Dabei werden chemische Bindungen im Fett aufgebrochen und es kommt zu Verunreinigungen des ^3He . Diese führen wie in Abschnitt 3.2.1 erläutert zu einer Verringerung der ^3He -Metastabilendichte, wodurch es zu Polarisierungseinbußen kommt. Als Konsequenz müssen die Zellen in Garching in regelmäßigen Abständen gereinigt werden und die Fenster neu angebracht werden. Auf dem Markt erhältliche UHV-Kleber haben diese, für das Polarisieren negative Eigenschaften nicht. Der für das Anbringen der Fenster an die Pumpzellen des kompakten Polarisators benutzte UHV-taugliche Klebstoff²² ist ein zweikomponentiger Epoxidharzkleber, welcher bis zu einer Temperatur von 150 °C stabil bleibt und bei Raumtemperatur aushärtet.

Die Zellenfenster bestehen beim kompakten Polarisator aus Quarzglas. Dieser Werkstoff wurde gewählt, da Quarz auch bei hohen Leistungsdichten des Pumpasers keine thermisch induzierte Doppelbrechung zeigt [Wol04]. Dies ist unerlässlich, da doppelbrechende Zellenfenster zu einer Beimischung der falschen Zirkularkomponente im Laserlicht führen würden. Die beidseitig für eine Wellenlänge von 1083 nm antireflexbeschichteten Quarzfenster besitzen einen Durchmesser von 75 mm und eine Dicke von 10 mm. Um die Fenster an die Duranrohre anzubringen, wurden die Rohre an beiden Enden jeweils mit einem feuerpolierten Duranflansch mit dem selben Durchmesser versehen. Damit die Fenster plan auf dem Flansch aufliegen, wurde der Klebstoff nicht direkt auf die Kontaktfläche zwischen Fenster und Flansch aufgetragen, sondern ringförmig auf die Mantelfläche von Fenster und Flansch angebracht. Dabei musste beachtet werden, dass der Kleber so aufgetragen wurde, dass die Zelle vakuumdicht verschlossen ist. Die verschiedenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Duran, Klebstoff und Quarz spielen bei dieser Technik keine Rolle, da der benutzte Kleber bei Raumtemperatur aushärtet. So ist gewährleistet, dass es in den Quarzfenstern zu keiner Spannungsdoppelbrechung kommt. Um den Klebstoff an Fenster und Flansch kontrolliert auftragen zu können, wurden aus je 3 mm starken Teflonstreifen je eine Manschette um die Mantelfläche des Flanschs und des Fensters geklebt. Nachdem Fenster und Flansch so präpariert waren, konnte das Fenster zentriert auf den Flansch aufgelegt werden. Zwischen den Manschetten von Fenster und Flansch gab es nun einen etwa 1 cm breiten Spalt. In diesen Spalt konnte der Klebstoff, der nach dem Mischen

²¹Apiezon H

²²Loctite 1C Hysol

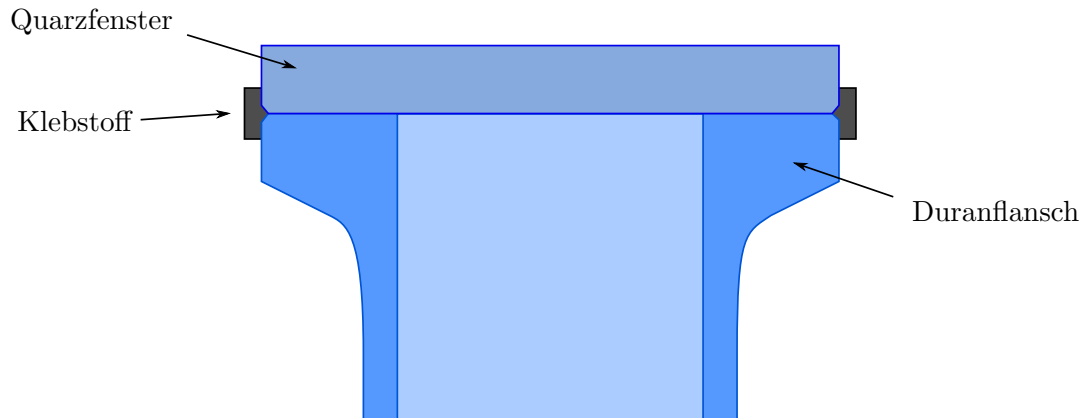


Abbildung 4.9: Schematische Schnittansicht durch Flansch, Fenster und die ringförmige UHV-Klebeverbindung.

4.3 Antrieb des Kompressors

Der Kompressor zum Verdichten des bei einem Druck von $p = \mathcal{O}(1 \text{ mbar})$ aufpolarierten Gases wird im bestehenden System hydraulisch angetrieben. Hierzu ist ein Hydraulikaggregat nötig. Die benötigten Ölflüsse zum Betreiben des Kompressors liegen bei $\Phi_{\text{Öl}} = \mathcal{O}(100 \frac{\ell}{\text{min}})$. Das Erzeugen solcher Flüsse erfordert ein entsprechend leistungsstarkes und damit großes Hydraulikaggregat. Beim aktuellen Polarisator liegt die Größe des Aggregates bei $0,8 \text{ m} \times 1,0 \text{ m} \times 1,2 \text{ m}$. Das Hydraulikaggregat ist aufgrund seiner Lärmentwicklung in einem separaten Raum untergebracht. Zusätzlich zu diesem Aggregat ist eine Infrastruktur nötig, die das Hydraulikaggregat mit dem Polarisator verbindet und den Ölfluss reguliert. Hinzu kommt, dass dieses Antriebssystem regelmäßige Wartung benötigt. So ist klar, dass sowohl aus Platzgründen, als auch wegen der Forderung, dass der kompakte Polarisator kein Fachpersonal zum Betrieb benötigen soll, ein hydraulischer Antrieb nicht in Frage kommt.

Im kompakten Polarisator beträgt der Innendurchmesser des Kompressorrohres, in welchem sich der Kolben zur Gaskompression hin- und herbewegt $\varnothing_{\text{Komp}} = 140 \text{ mm}$. Bei einem Kolbenhub von etwa $0,5 \text{ m}$ ergibt sich ein Kompressorvolumen von $V_{\text{Komp}} \approx 7,7 \ell$, was etwas weniger als die Hälfte des optischen Pumpvolumens von $V_{\text{OPV}} \approx 16,5 \ell$ ist. Dieses Volumen wurde gewählt, um wie bei der bisherigen Apparatur ein fraktioniertes optisches Pumpen zu ermöglichen (siehe Abschnitt 4.5.3). Die Hublänge von nur etwa $0,5 \text{ m}$ ermöglicht es, einen kompakten elektrischen Linearantrieb als Kompressorantrieb zu benutzen. Anforderungen an einen solchen Antrieb sind eine ausreichende Translationsgeschwindigkeit und eine ausreichende Schubkraft. Im kompakten Polarisator kommt ein Linearantrieb der Firma Exlar²³ mit einem Maximalhub von $\Delta s = 559 \text{ mm}$ zum Einsatz.

²³Modell IX 30-2202-FA-P10-M90, [Exl09]

Dieser Antrieb besteht aus einem elektrischen Servomotor, welcher eine Drehbewegung erzeugt und einem Linearantriebsmodul, das über einen sogenannten Planetenrollgewindetrieb die Drehbewegung des Servomotors in eine Translationsbewegung übersetzt (siehe Abbildung 4.10). Der benutzte Linearantrieb bietet eine Translationsgeschwindigkeit von $v_{max} = 33,8 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Die maximale Schubkraft des Linearantriebs beträgt $F_{max} = 11592 \text{ N}$. Die Schubstange des Antriebs ist mit dem Kolben des Kompressors verbunden und bewegt diesen durch das Kompressorrohr. Beim Komprimieren muss der Motor gegen die Reibungskraft der Kolbenkonstruktion im Kompressorrohr und gegen den wachsenden Gasdruck arbeiten. Die Reibungskraft ist zwar nicht explizit gemessen worden, sie lässt sich aus Erfahrungen bei der Montage des Kompressors jedoch grob abschätzen. So ist es zwei Personen möglich gewesen, die Kolbenkonstruktion per Hand durch das Rohr zu bewegen. Somit dürfte die Reibungskraft in der Größenordnung einiger 100 N liegen. Es ist damit klar, dass das Gas mit diesem Antrieb problemlos bis auf den üblichen Maximaldruck für den Transport von 2,8 bar (siehe Abschnitt 3.3) komprimiert werden kann²⁴. Verglichen mit dem hydraulischen Antrieb des bestehenden Systems ist der benutzte Linearantrieb mit den Maßen von 77 cm × 8 cm × 7 cm deutlich kompakter und darüber hinaus kaum wartungsanfällig.

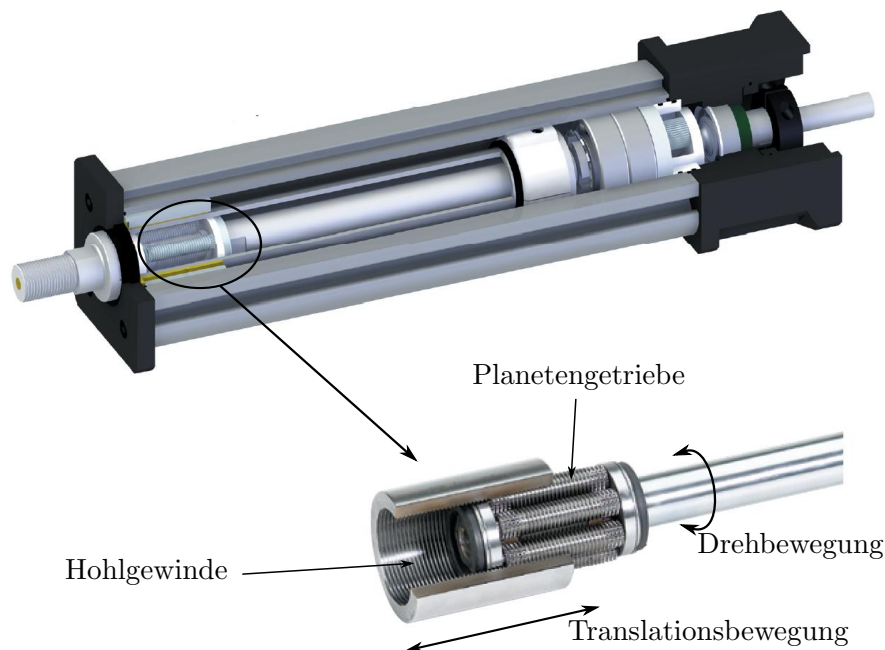


Abbildung 4.10: Prinzip des elektrischen Linearantriebs. Ein Elektromotor liefert eine Drehbewegung, die über ein Planetengetriebe auf eine hohle bewegliche Stange mit Innengewinde übertragen, und so in eine Translationsbewegung übersetzt wird.

²⁴Beim Kolbendurchmesser von 14 cm und einer Kompression auf einen Druck von 2,8 bar ist eine Kraft von etwa 4300 N zuzüglich Überwindung der Reibung notwendig. Tests mit dem Kompressor zeigten, dass der Antrieb das Gas bis auf einen Druck von etwa 7 bar komprimieren kann.

4.4 Steuerung des Polarisators

Der kompakte Polarisator soll im benutzerfreundlichen, sogenannten *Push Button Betrieb* arbeiten. Im Wesentlichen bedeutet dies, dass der Benutzer keine besondere Kenntnis über den Polarisationsprozess und die in diesen Prozess involvierten Teile des Polarisators benötigt. Stattdessen soll der Polarisator durch wenige, eindeutig zu verstehende Handgriffe auch für einen Laien zu bedienen sein. Dies bedeutet, dass ein Steuerungsprogramm entwickelt werden muss, das aus wenigen Eingaben, die der Benutzer eingibt, den gesamten Polarisationsprozess vollautomatisch steuert. Hierzu wird das Programm LabVIEW von National Instruments benutzt, mit Hilfe dessen ein Computer mit Laborgeräten kommunizieren kann. Neben dem Programm, welches den Polarisationsprozess reguliert, muss zusätzlich eine klar verständliche Benutzeroberfläche geschaffen werden, mit welcher das Programm gesteuert wird.

4.5 Realisierung der neuen Konzepte

4.5.1 Generelle Konstruktion

Wie beim bisherigen Polarisator müssen sich auch beim neuen Polarisator das optische Pumpvolumen, der Kompressor, sowie Speicher- und Transportzelle im homogenen Magnetfeld, also innerhalb des abgeschirmten Solenoiden befinden. Im Vergleich zur bestehenden Apparatur ist hierdurch der Zugang zu diesen Teilen stark eingeschränkt. Eine Bedingung an das Gestell des kompakten Polarisators ist daher, dass trotz der Schirmung ein einfacher Zugang zu den Teilen im Inneren des Solenoiden besteht. In Zusammenarbeit mit dem Ingenieurbüro Ferchau wurde ein mobiles Gestell entwickelt, bei dem der geschirmte Solenoid auf Teleskopschienen montiert ist und sich so verschieben lässt, um den Zugang zum Inneren zu gewährleisten. Abbildung 4.11 zeigt diese Konstruktion. Die Konstruktion besteht aus einem auf Räder montierten Grundgerüst, auf welchem der geschirmte Solenoid montiert ist. Dieser ist auf Teleskopschienen befestigt und lässt sich so entlang der Achse des Magnetfeldes bewegen. Werden die Teleskopschienen ausgefahren, so wird der gesamte Innenbereich für Montage-, Umbau- und Reparaturarbeiten zugänglich. Über einen sogenannten Galgen erstrecken sich zwei Aluminiumbretter in das Innere des Solenoiden. An diese Bretter werden sämtliche Komponenten montiert, die sich innerhalb des Solenoiden befinden müssen. So wird beispielsweise das Kompressorrohr zwischen den Brettern montiert, oberhalb der Bretter befindet sich ein optischer Tisch, auf welchem die Pumpzellen, die optischen Elemente und eine Pufferzelle für polarisiertes ^3He montiert werden. Auch die Halterung für die Transportzelle ist an den Brettern befestigt. Zusätzlich verlaufen Leitungen für Vakuum, für ^3He -Versorgung und Steuerung der Teile im Inneren zwischen diesen Brettern entlang. Die Aluminiumbretter sind mit den Ma-

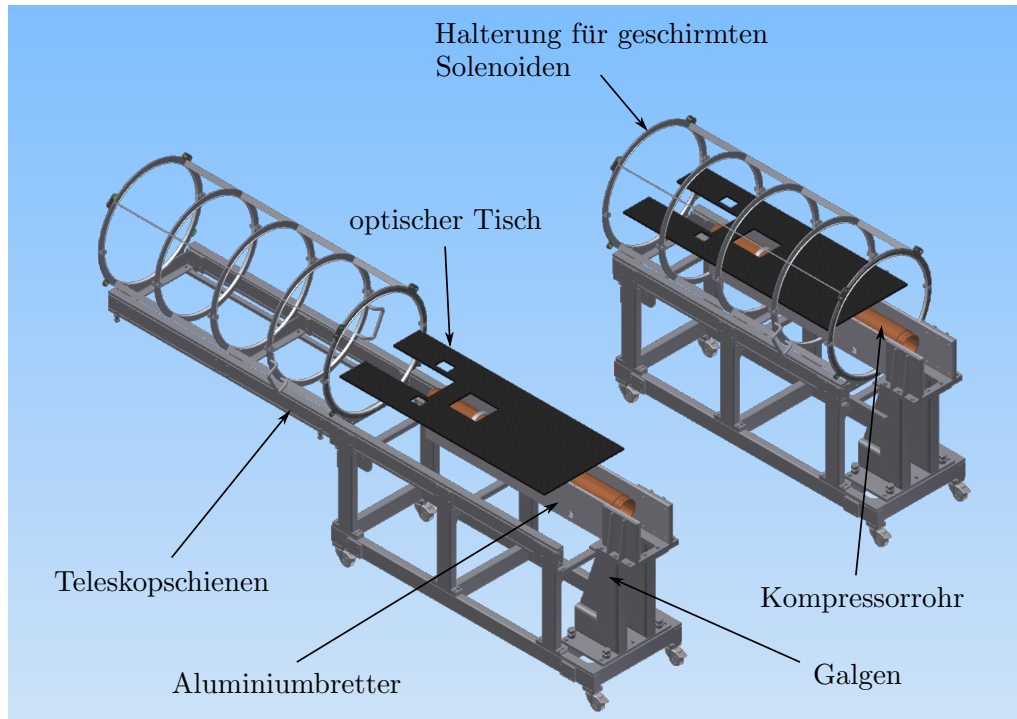


Abbildung 4.11: Das Gestell des Polarisators besteht aus einer auf Räder montierten Struktur, die mit Teleskopschienen ausgerüstet ist. Auf diesen Schienen ist der geschirmte Solenoid montiert. Auf diese Weise kann der Solenoid verschoben werden, um Zugang zum Aufbau im Inneren zu erhalten. Als Montagestruktur für Teile im Inneren des Solenoiden dienen zwei Aluminiumbretter, die über den sogenannten Galgen mit dem Grundgerüst verbunden sind.

ßen $210\text{ cm} \times 28\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ so ausgelegt, dass sie sich durch die auf ihnen liegende Last nur wenig biegen. Bei einer geschätzten Gewichtskraft von $F_G = 5\text{ kN}$, die gleichmäßig auf einer Biegelänge von $L = 180\text{ cm}$ ²⁵ lastet, ergibt sich eine Absenkung der Brettenden von $\Delta h_{\text{Brett}} = 0,56\text{ mm}$. Eine detaillierte Rechnung hierzu ist in der Diplomarbeit [Hau09] zu finden. Auch die Durchbiegung des Galgens und des Gesamtgestells, die zu einer weiteren Absenkung der Brettenden führen, wurden in dieser Diplomarbeit berücksichtigt. So wird die Gesamtabenkung mit $\Delta h_{\text{ges}} = 2,28\text{ mm}$ beziffert. Mit Feingewindeschrauben am Fuße des Galgens kann diese Absenkung ausgeglichen werden.

Das Gestell, auf dem die Teleskopschienen mit Aufbau ruhen, bietet reichlich Platz, um alle notwendigen Geräte zum Betreiben des Polarisators unterzubringen. Dabei spielt es keine Rolle, dass diese leicht magnetisch sind, da die Abschirmung des Solenoiden diese statischen Felder hinreichend gut abschirmt (siehe Seite 61). Die gesamte Struktur hat die Abmessungen $2,5\text{ m}$ (mit Linearantrieb 3 m) $\times 0,9\text{ m} \times 1,8\text{ m}$ und passt durch Einfachtüren.

²⁵Auf einer Länge von 30 cm sind die Bretter mit dem Galgen verschraubt, in dieser Zone wird keine Biegung angenommen

4.5.2 Realisierung des homogenen Magnetfeldes

In Abschnitt 4.1.1 wurde das Prinzip der Magnetfeldhomogenisierung durch eine Abschirmung mit hoher magnetischer Permeabilität erläutert. Diese besteht in unserem Fall aus einem Zylinder, der den Solenoiden umschließt, und zwei flachen Platten, mit denen der Solenoid verschlossen wird. Das Material der Abschirmung besteht aus der Legierung NILOMAG 77. Bei dieser handelt es sich um eine Nickel-Eisen-Legierung, welche im Wesentlichen die selben Eigenschaften wie das bekanntere μ -Metall besitzt. Damit die Abschirmung

NILOMAG 77	
Zusammensetzung	Ni: 77,0%, Fe: 13,5%, Cu: 5,0%, Mo: 4,2%
Anfangspermeabilität	70000
maximale Permeabilität	300000
Sättigung	0,63 T
Remanenz	0,39 T

Tabelle 4.1: Auszug der Materialdaten von NILOMAG 77 [Spe09].

wie gewünscht wirkt, dürfen in ihr keine Sättigungseffekte durch den magnetischen Fluss auftreten. Die Flussdichte in der Abschirmung muss also deutlich unter der Sättigung von etwa 0,6 T liegen. Unter diesem Aspekt wurde die Wanddicke der benutzten Abschirmung auf $d = 1,5$ mm festgelegt. Nimmt man an, dass der gesamte magnetische Fluss von einer Endplatte durch den Zylinder zur anderen Endplatte geführt wird, so ergibt sich die Flussdichte im Zylindermaterial zu

$$B = \frac{\Phi}{A_Z} = B_S \frac{A_S}{A_Z} \quad (4.5)$$

Die Größe B_S bezeichnet dabei die Flussdichte im Inneren des Solenoiden, A_S ist dessen radiale Querschnittsfläche. A_Z ist der radiale Querschnitt des Zylindermaterials. Für eine Flussdichte im Solenoideninneren von $B_S = 1$ mT ergibt sich die Flussdichte im Zylinder bei der gewählten Wandstärke von 1,5 mm zu etwa 0,13 T, was etwas weniger als einem Viertel der Sättigungsflussdichte entspricht.

Weil es Verbindungen von außen in den geschirmten Solenoiden hinein geben muss ist klar, dass bei der Realisierung von dem idealisierten Bild eines geschirmten Solenoiden aus Abschnitt 4.1.1 abgewichen werden muss, indem in eine der Endplatten mit einem Loch für diese Verbindungen versehen wird. Dieses ist quadratisch und hat eine Kantenlänge von 30 cm. Trotz dieser Aussparung, die dazu führt, dass der magnetische Fluss nicht weiter kurzgeschlossen ist, kann das Feld homogenisiert werden [Hie10]. Hierzu ist es nötig, einen Kamin mit einer Korrekturspule auf das Loch zu setzen, die das Magnetfeld durch das Loch fortsetzt. Im Falle einer unendlich langen Korrekturspule, die die selbe Anzahl an Amperewindungen pro Meter wie der Solenoid besitzt, ergäbe sich im Inneren des Solenoiden wieder die Situation wie bei einer geschlossenen Endplatte. Simulationen des B-Feldes

zeigen, dass man auch bei einer kurzen Korrekturspule eine vergleichbare Situation erhalten kann. Hierzu müssen die Amperewindungen pro Meter in der Korrekturspule leicht erhöht werden. Abbildung 4.12 zeigt Simulationen des B-Feldes des Solenoiden mit dem Programm *femm 4.2*²⁶. In der Simulation besitzt der 2 m lange Solenoid 700 Amperewindungen pro Meter (2000 Windungen, Stromstärke 0,7 A). Er erzeugt ein B-Feld von etwa 8,8 G bzw. 0,88 mT. In der 20 cm langen Korrekturspule befinden sich 728 Amperewindungen pro Meter (208 Windungen, Stromstärke 0,7 A).

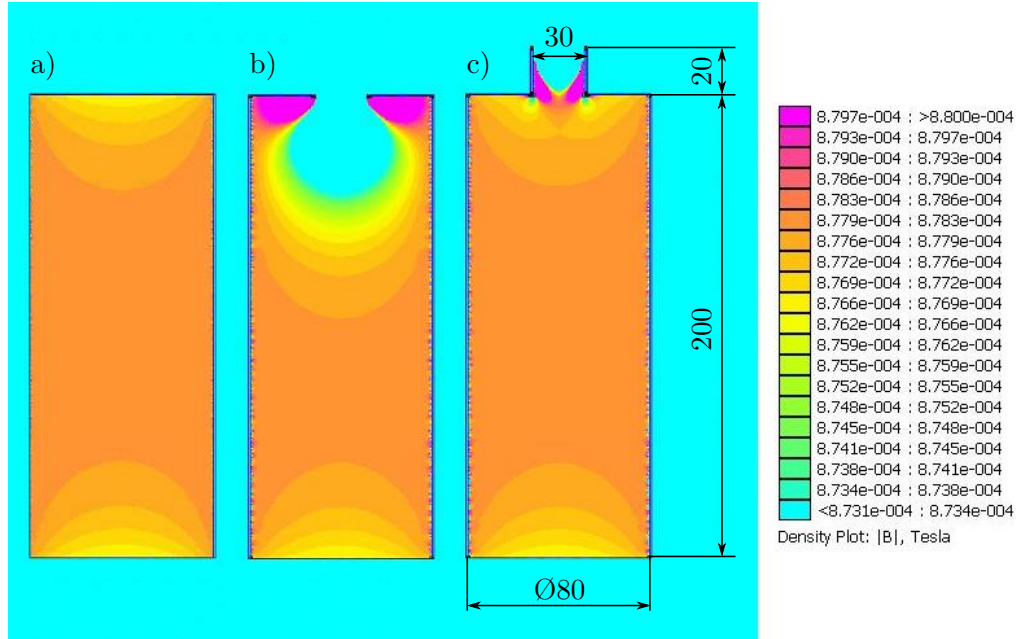


Abbildung 4.12: Vergleich verschiedener Solenoiden, die mit 1,5 mm dickem NILOMAG geschirmt sind. Das Feld ist farbcodiert dargestellt, wobei eine Farbstufe einer relativen Änderung von $3,8 \cdot 10^{-4}$ entspricht.

- a) vollständig ummantelter Solenoid
- b) Solenoid mit Loch in einer Endplatte
- c) Solenoid mit Loch in einer Endplatte und 20 cm langem Kamin mit Korrekturspule

Die zweite Endplatte ist als schwenkbare Tür ausgelegt, so dass fertig polarisiertes ^3He aus dem Polarisator entnommen werden kann. Während des Polarisationsbetriebes ist diese Tür geschlossen, so dass das Feld im Inneren homogen bleibt. Wird die Tür zur Entnahme der Transportzelle, die sich etwa 30 cm tief im Solenoiden befindet, geöffnet, so ist G_r in diesem Bereich etwa 10^{-2} cm^{-1} (siehe Abbildung 4.13). Weil der Druck in der Transportzelle bei der Entnahme aber bei $p_{TZ} = 1 \dots 3 \text{ bar}$ liegt, führt dieser Feldgradient zu keinem signifikanten Polarisationsverlust. Nach Gleichung 2.32 ergibt sich beispielsweise für eine mit 1 bar gefüllte Transportzelle die Gradientenrelaxationszeit bei offener Tür zu

²⁶finite elements method magnetics, © David Meeker

$$T_1^{grad} \approx 1,5 \text{ h.}$$

Abbildung 4.13 zeigt für drei verschiedene Fälle eine Rechnung von G_r gemäß Gleichung 4.15. Die Felddaten entstammen dabei *femm* 4.2-Simulationen. Im ersten Fall haben die Tür und die Endplatte mit der Korrekturspule festen magnetischen Kontakt zum Zylinder. Im zweiten Fall besteht ein 0,2 mm großer Spalt zwischen den Endplatten und dem Zylinder. Denn wie bereits in Abschnitt 4.1.1 erwähnt, ist das Feld im Inneren des Solenoiden nur homogen, wenn der Fluss durch die Abschirmung geführt wird. Dies bedeutet, dass es keine Flusslecks wie beispielsweise einem Spalt geben darf. Die dritte Simulation zeigt die Situation bei geöffneter Tür und festem Kontakt zwischen der anderen Endplatte und dem Zylinder.

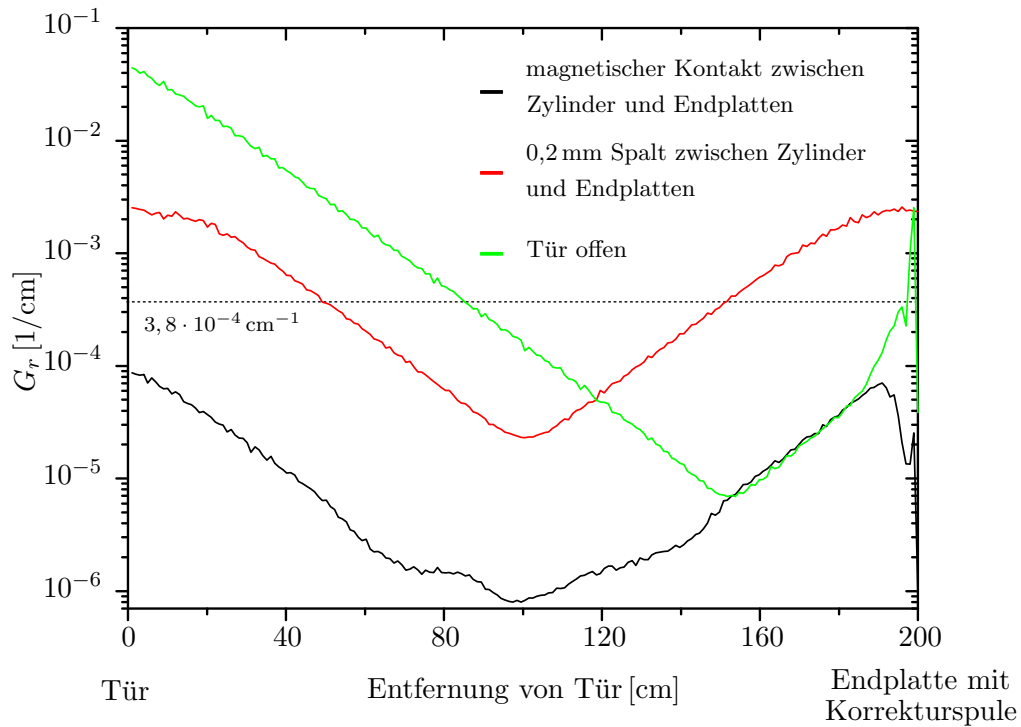


Abbildung 4.13: Rechnungen für G_r bei drei verschiedenen Situationen. Die Gradienten bei magnetischem Kontakt von Zylinder und Endplatten, sowie für 0,2 mm Spalte zwischen den Bauteilen sind für eine Achse ermittelt worden, die 20 cm radial zur Symmetrieachse verschoben ist. Es handelt sich um die Region, in der sich die Pumpzellen befinden (siehe Abbildung 4.20). Bei offener Tür ist G_r für eine Achse, die um 15 cm radial zur Symmetrieachse verschoben ist, bestimmt worden. Auf dieser Achse befindet sich etwa die Mitte der Transportzelle.

Die Rechnung für einen 0,2 mm breiten Spalt zwischen Endplatten und Zylinder unterstreichen die Wichtigkeit, die der magnetische Kontakt der Bauteile für die Homogenität des Feldes hat. Um diesen Kontakt zu gewährleisten, wurde der Zylinder auf jeder Seite

mit einem ebenen Flansch versehen. Die Endplatten sind jeweils auf eine 1 cm dicke *Plascore* Wabenstruktur geklebt, die ihrerseits an eine Haltestruktur aus Metall (siehe u.a. Abbildung 4.16) geklebt ist. Das Wabenmaterial wurde benutzt, um Gewicht gegenüber Vollmaterial einzusparen. Durch diese Gesamtkonstruktion wird ein Verbiegen der flachen, 1,5 mm dicken Endplatten verhindert. Mittels Bajonettverschlüssen kann diese Endplattenkonstruktion an den Zylinderflansch gepresst werden (siehe Abbildung 4.14).

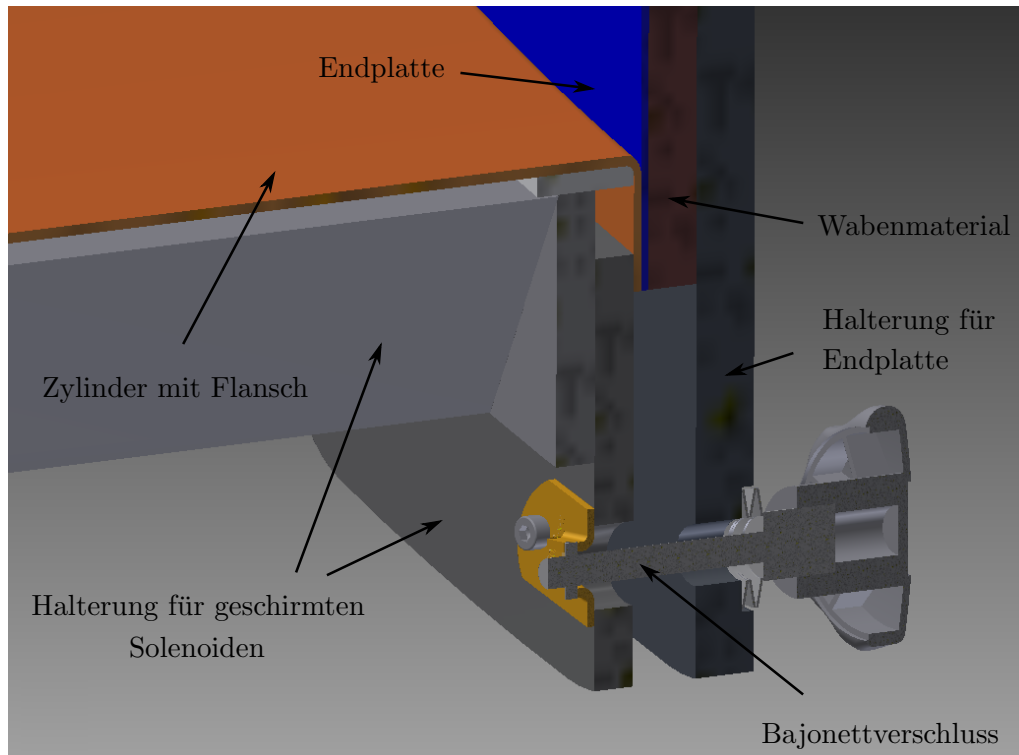


Abbildung 4.14: Herstellung des magnetischen Kontakts zwischen Endplatten und Zylinder mit Hilfe von Bajonettverschlüssen.

Der Körper des geschirmten Solenoiden besteht aus glasfaserverstärktem Kunststoff. Dieser besitzt einen Innendurchmesser von $\varnothing_i = 79$ cm und einen Außendurchmesser von $\varnothing_a = 81,2$ cm. Das Magnetfeld wird durch 1939 Windungen eines Kupferdrahtes mit einem Durchmesser von $\varnothing_{Cu} = 1$ mm, welcher am KIT²⁷ einlagig auf den GFK-Körper gewickelt wurde, erzeugt²⁸. Damit der Draht nicht vom Ende des Körpers rutscht, wurde an beiden Enden des Körpers ein Steg gefertigt, der ein Bewegen des Drahtes verhindert. Durch diesen, jeweils 2 mm langen und hohen Steg ist es nicht möglich, die Windungen des Solenoiden bis zum Ende des Körpers zu führen. Dies führt zu Feldinhomogenitäten, da die Windungen für ein homogenes Feld bis an die Endplatten geführt werden müssen [Hie10]. Um die fehlenden Windungen auszugleichen, wurden an beiden Enden des Sole-

²⁷Karlsruher Institut für Technologie, <http://www.kit.edu>

²⁸Die Windungszahl liegt unter der Zahl 2000, weil der Kupferdraht eine Schutzschicht aus Lack besitzt, die den Gesamtdurchmesser des Drahts leicht erhöht.

noiden in einer zweiten Lage jeweils drei Korrekturwindungen gewickelt (siehe Abbildung 4.15). Am KIT wurde der Solenoid schließlich in den NILOMAG-Zylinder eingesetzt und anschließend nach Mainz transportiert, wo er auf das Gestell des Polarisators montiert wurde.

Abbildung 4.16 zeigt ein Modell des abgeschirmten, auf das Polarisatorgestell montierten Solenoiden inklusive der beiden Endplatten.

Messungen zur Homogenität des Magnetfeldes

Nachdem der geschirmte Solenoid auf das Polarisatorgestell montiert wurde, wurden Messungen zur erreichten Homogenität des Magnetfeldes dieser Konstruktion getätigt, um Aussagen über die dortige Gradientenrelaxation (siehe Abschnitt 2.2.1) treffen zu können. Der zu bestimmende relative Feldgradient ist gegeben durch

$$G_r^2 = \frac{|\vec{\nabla} B_x|^2 + |\vec{\nabla} B_y|^2}{B^2} \quad (4.6)$$

Möchte man diese Größe messen, so müssen die Änderungen der transversalen Magnetfeldkomponenten B_x und B_y gemessen werden. Dabei tritt die experimentelle Herausforderung auf, dass eine sehr präzise Ausrichtung des Messgeräts nötig ist, um die Magnetfeldkomponenten senkrecht zur dominierenden Feldrichtung zu vermessen. Der Grund hierfür ist die starke Winkelabhängigkeit der gemessenen transversalen Komponenten, die durch

$$B_T^{gem} = B_T \cos \phi + B_z \sin \phi \quad (4.7)$$

gegeben sind, wobei ϕ der Verkippungswinkel zwischen Messsondenausrichtung und dominierender Feldkomponente ist²⁹. Dies gilt insbesondere dann, wenn die dominierende Komponente B_z viel größer als die transversalen Komponenten B_T sind, so dass $B_z \sin \phi$ auch bei kleinen Winkeln dominierend wird. So führt beispielsweise eine Sondenverkippung zwischen zwei Messpunkten von $\phi = 0,1^\circ \approx 1,7 \text{ mrad}$ bei einem Feld von 10 G zu einer Änderung von B_T um etwa 17 mG. Liegen die Messpunkte beispielsweise 1 cm voneinander entfernt, so beträgt alleine die Messunsicherheit von G_r in dieser Komponente bereits $1,7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, was deutlich über den geforderten Homogenitätswerten von $G_r \leq 3,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ liegt.

Für zylindersymmetrische Felder lassen sich jedoch Näherungen angeben, mit Hilfe derer der relative Gradient G_r nur anhand von Messungen der dominierenden Feldkomponente B_z und am Betrag des Feldes bestimmt werden kann [Hie06]. So nimmt ein zylindersymmetrisches Feld in Zylinderkoordinaten die Form

$$\vec{B}(\vec{r}) = B_\rho \hat{\rho} + B_z \hat{z} = B_\rho (\cos(\varphi) \hat{x} + \sin(\varphi) \hat{y}) + B_z \hat{z} \quad (4.8)$$

²⁹Die benutzten Förstersonden messen in alle drei Richtungen gleichzeitig, so dass die Sonde auch bei Messung der transversalen Feldkomponenten an der dominierenden Feldrichtung ausgerichtet werden kann.

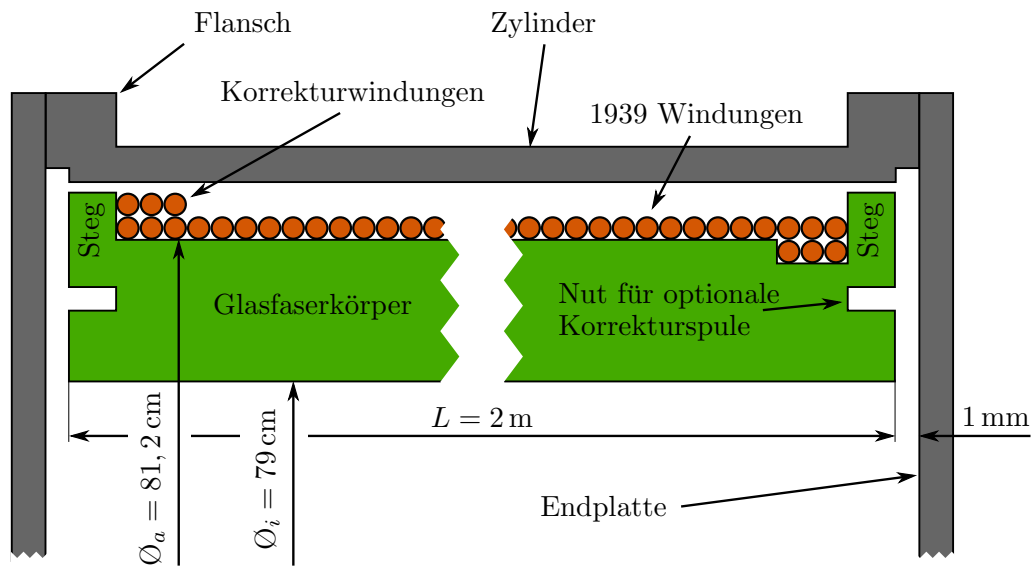


Abbildung 4.15: Prinzipskizze des geschirmten Solenoiden.

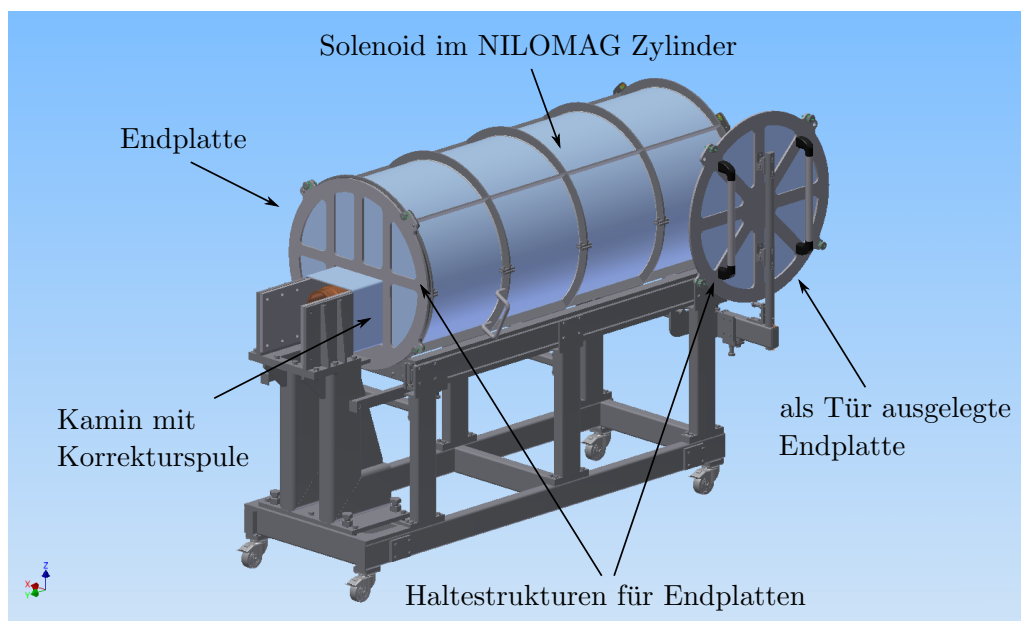


Abbildung 4.16: Modell des kompakten, mobilen Polarisators mit geschirmtem Solenoiden und geöffneter Tür.

an. Mit dem Nabla Operator in Zylinderkoordinaten

$$\nabla = \hat{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \hat{\varphi} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z} \quad (4.9)$$

und der Symmetriebedingung $\frac{\partial B_\rho}{\partial \varphi} = 0$ wird aus Gleichung 4.6 für den relativen Feldgradienten

$$G_r^2 = \frac{1}{B^2} \left[\left(\frac{\partial B_\rho}{\partial \rho} \right)^2 + \left(\frac{\partial B_\rho}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{B_\rho}{\rho} \right)^2 \right] \quad (4.10)$$

Die Maxwellgleichungen für das Magnetfeld lauten in Zylinderkoordinaten

$$\text{div} \vec{B} = \frac{\partial B_\rho}{\partial \rho} + \frac{\partial B_\rho}{\partial z} + \frac{B_\rho}{\rho} = 0 \quad (4.11)$$

$$\text{rot} \vec{B} = \left(\frac{\partial B_\rho}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial \rho} \hat{\varphi} \right) = 0 \quad (4.12)$$

Gleichung 4.12 gilt dabei nur im statischen Fall innerhalb eines Volumens, in dem keine Ströme fließen. In unserem Fall also innerhalb des Solenoiden. Das zylindersymmetrische Magnetfeld eines Solenoiden ist ein sogenanntes Sattelpunktfeld. Für solche Sattelpunktfelder gilt im Bereich des Zentrums

$$\frac{B_\rho}{\rho} \ll \frac{\partial B_\rho}{\partial \rho}, \quad (4.13)$$

da die Taylorentwicklung des Feldes im Zentrum frühestens mit der zweiten Ordnung beginnt. Benutzt man die beiden Maxwellgleichungen und die Relation 4.13, so erhält man eine Näherung für den relativen Feldgradienten G_r , welche nur noch von der z -Komponente des Feldes abhängt.

$$G_r^2 \approx \frac{1}{B^2} \left[\left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial B_z}{\partial \rho} \right)^2 \right] \quad (4.14)$$

Mit dieser Näherung umgeht man die schwierige präzise Messung der transversalen Feldkomponenten B_x und B_y . Es muss lediglich die Änderung der z -Komponente des Feldes in axialer und in radialer Richtung gemessen werden. Die differentiellen Änderungen $\frac{\partial B_z}{\partial z}$ und $\frac{\partial B_z}{\partial \rho}$ werden dabei durch die durchschnittliche Änderung auf den Intervallen Δz und $\Delta \rho$ zwischen zwei Messpunkten angenähert, so dass für den tatsächlich gemessenen relativen Feldgradienten folgende Beziehung gilt:

$$G_r^2 = \frac{1}{B^2} \left[\left(\frac{\Delta B_z}{\Delta z} \right)^2 + \left(\frac{\Delta B_z}{\Delta \rho} \right)^2 \right] \quad (4.15)$$

Zur Messung des Magnetfeldes wurde die Förstersonde *MAG-03MS1000* der Firma Bartington benutzt. Um die Messung durchführen zu können, wurde aus rechteckigen Aluminiumprofilen eine Vorrichtung montiert, die ein beliebiges Verschieben des Sensors in alle

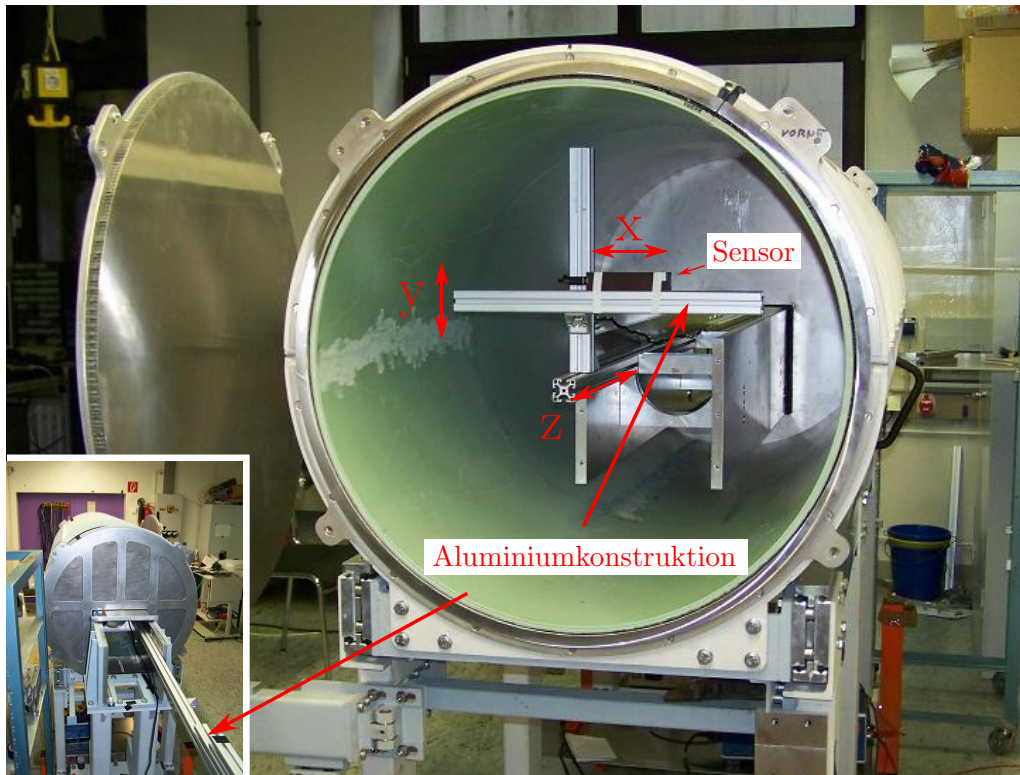


Abbildung 4.17: Vorrichtung zur Vermessung des Magnetfelds im Inneren des Solenoiden. Der Feldsensor ist auf einer aus Rechteckprofilen bestehenden Aluminiumkonstruktion befestigt. Diese Struktur ist so angelegt, dass der Sensor in x -, in y - und in z -Richtung verschoben werden kann, ohne dass sich seine relative Ausrichtung zum Magnetfeld ändert. Die Konstruktion ragt durch den Kamin aus dem Solenoiden heraus. Die z -Position des Sensors innerhalb des Solenoiden konnte daher von außerhalb durch den Kamin kontrolliert werden (kleines Bild), für ein Ändern der x - und y -Position (bzw. der ρ -Position) musste die Tür geöffnet werden.

drei Raumrichtungen erlaubte. Die Ausrichtung des Sensors relativ zur Haupttrichtung des Magnetfeldes blieb dabei unverändert (siehe Abbildung 4.17).

Um den Innenraum des Solenoiden gemäß Gleichung 4.15 zu vermessen, wurde der Sensor auf der Aluminiumkonstruktion zunächst auf eine definierte ρ -Koordinate gesetzt. Dann wurde die Tür geschlossen und die gesamte Konstruktion in axialer Richtung durch den Solenoiden geschoben. Alle 2,5 cm wurde ein Messwert von B_z genommen. Aus einer solchen Messung lässt sich $(\Delta B_z / \Delta z)^2$ bestimmen. Um $(\Delta B_z / \Delta \rho)^2$ zu bestimmen, wurde die Sonde im Anschluss um 2,5 cm in ρ -Richtung verschoben und erneut in axialer Richtung durch den Solenoiden bewegt. Auch hier wurde B_z wieder alle 2,5 cm gemessen. Ein Vergleich von Messwerten mit gleicher z -Koordinate aus diesen beiden Messungen liefert die gesuchte radiale Änderung der B_z -Komponente.

Auf diese Weise wurde der gesamte Innenraum des Solenoiden bezüglich der Feldhomoge-

nität vermessen. Von besonderem Interesse sind dabei jene Regionen, in welchen sich beim Betrieb des Polarisators polarisiertes ^3He unter niedrigem Druck befindet, also die Positionen der sechs Zellen des optischen Pumpvolumens (siehe Abschnitt 4.5.3). Abbildung 4.18 zeigt die Ergebnisse für die Regionen, in denen sich die Zellen befinden. Die getätigten Messungen bestätigen im Wesentlichen das zuvor simulierte Verhalten des Magnetfeldes. Von der Gesamtlänge des 2 m langen Solenoiden sind laut der Homogenitätsmessungen etwa 1,5 m für die Positionierung der polarisationsrelevanten Elemente wie optische Pumpzellen und Kompressor nutzbar. Die optischen Pumpzellen haben mit einer Länge von $L_{OPZ} = 1,2$ m von diesen Elementen die größte Ausdehnung, die allerdings deutlich kleiner als die nutzbare Länge innerhalb des Solenoiden ist. Bestätigt werden konnten die Homogenitätsmessungen durch das direkte Beobachten der Relaxation der Polarisation von ^3He in einer optischen Pumpzelle. Hierzu wurde eine Zelle benutzt, die bereits im Jahr 2002 für Tests in [Wol04] präpariert wurde, und seitdem für zahlreiche unterschiedliche Messungen in der Arbeitsgruppe benutzt wurde. Es handelt sich um eine mit einem Druck von $p = 0,65$ mbar gefüllte, und anschließend zugeschmolzene zylindrische Glaszelle mit einer Länge von 1 m und einem Volumen von etwa $2,4 \ell$. Diese Zelle wurde innerhalb des Solenoiden an der Position von Zelle 6 des Pumpvolumens (siehe Abbildung 4.20) platziert und das Gas durch metastabiles optisches Pumpen aufpolarisiert. Mit Hilfe des optischen Polarisationsnachweises wurde die zeitliche Entwicklung der Polarisation beobachtet. Um bei der Messung nicht durch die Hellrelaxation (siehe Abschnitt 2.2.4) dominiert zu sein, wurde die Gasentladung in der Zelle jeweils nur für wenige Sekunden bei der Messung eines Datenpunktes gezündet. Die Zeitkonstante, mit der die Polarisation zerfiel, lag bei $T_1 \approx 6500$ s. Die Tatsache, dass die mit der Testzelle gemessene T_1 -Zeit bei rund 6500 s liegt beweist, dass die Homogenität im Inneren des Solenoiden mehr als ausreichend ist.

Abschirmwirkung der Ummantelung gegen äußere Magnetfelder

Um die Abschirmwirkung der NILOMAG-Ummantelung zu bestimmen, wurde das Erdmagnetfeld benutzt. Zunächst wurde dieses im Polarisatorlabor in einer Entfernung von etwa 3,5 m von der Abschirmung mit der Förstersonde gemessen, um einen möglichst ungestörten Wert zu erhalten³⁰. Daraufhin wurde die Sonde im Inneren des Solenoiden positioniert. Bei verschlossener Abschirmung wurde dann das Restfeld im Zentrum bestimmt. Die axiale Abschirmwirkung wurde in dieser Messung zu $S_a = 50$ bestimmt, die Querabschirmung beträgt $S_q = 125$. Ein Verschieben der Sonde aus dem Zentrum heraus beeinflusste diese Werte, ohne jedoch ihre Größenordnung zu ändern. So ergaben sich für ein radiales Verschieben um 30 cm aus dem Zentrum die Werte zu $S_a = 49$ und $S_q = 112$, für ein axiales Verschieben um 60 cm aus dem Zentrum in Richtung Kamin zu $S_a = 47$ und $S_q = 117$.

³⁰Die Abschirmung verzerrt das Magnetfeld in ihrer Umgebung durch ihre hohe Permeabilität

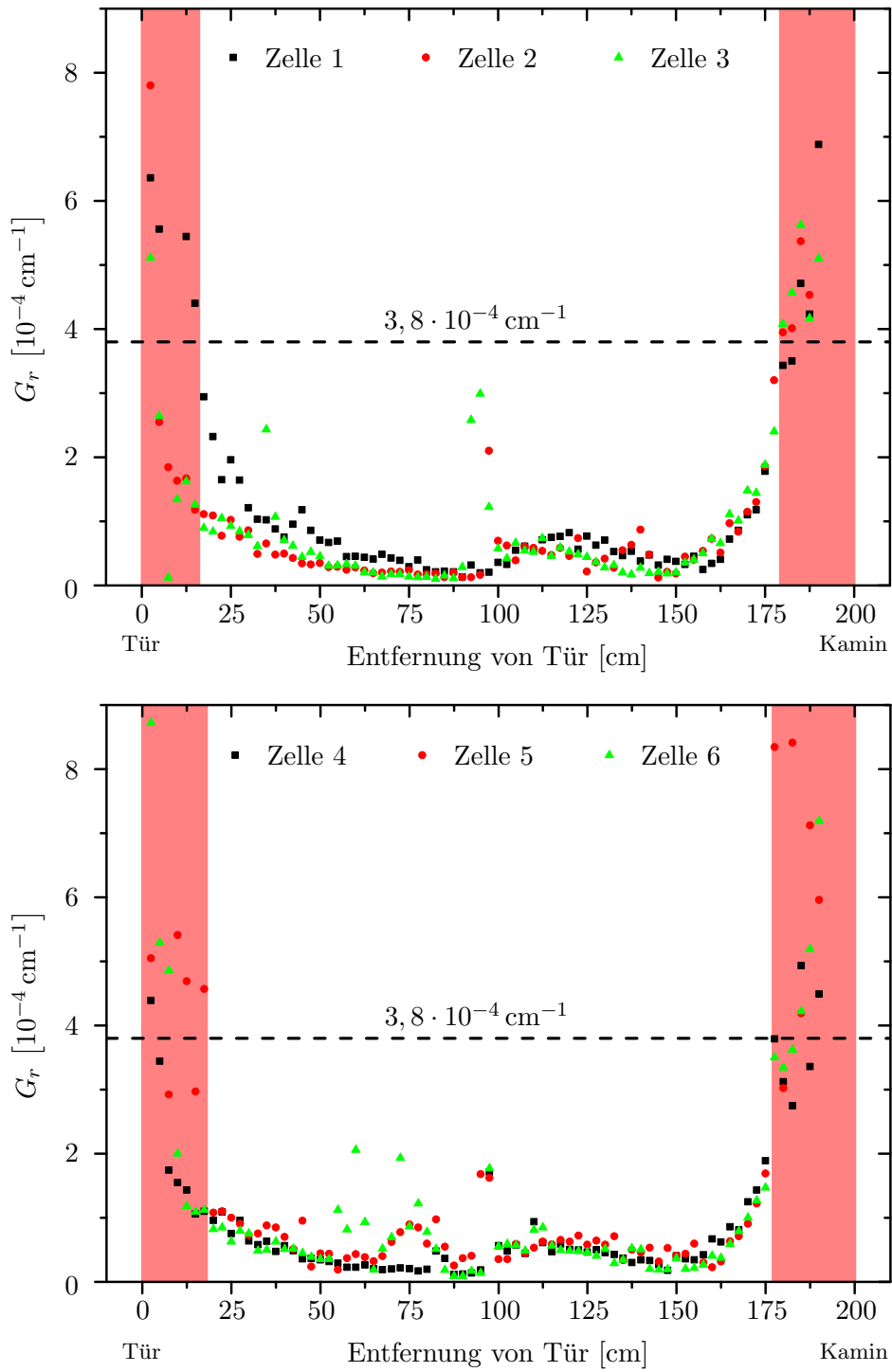


Abbildung 4.18: Verlauf des relativen Magnetfeldgradienten G_r in der Region, in der sich die sechs Zellen des Pumpvolumens befinden (siehe Abbildung 4.20). Gestrichelt dargestellt ist die Mindestanforderung an die Homogenität des Feldes, dessen relativer Gradient nicht über $3,8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ liegen soll. Farblich markiert sind die Regionen, in denen die Homogenitätsbedingung nicht mehr erfüllt ist.

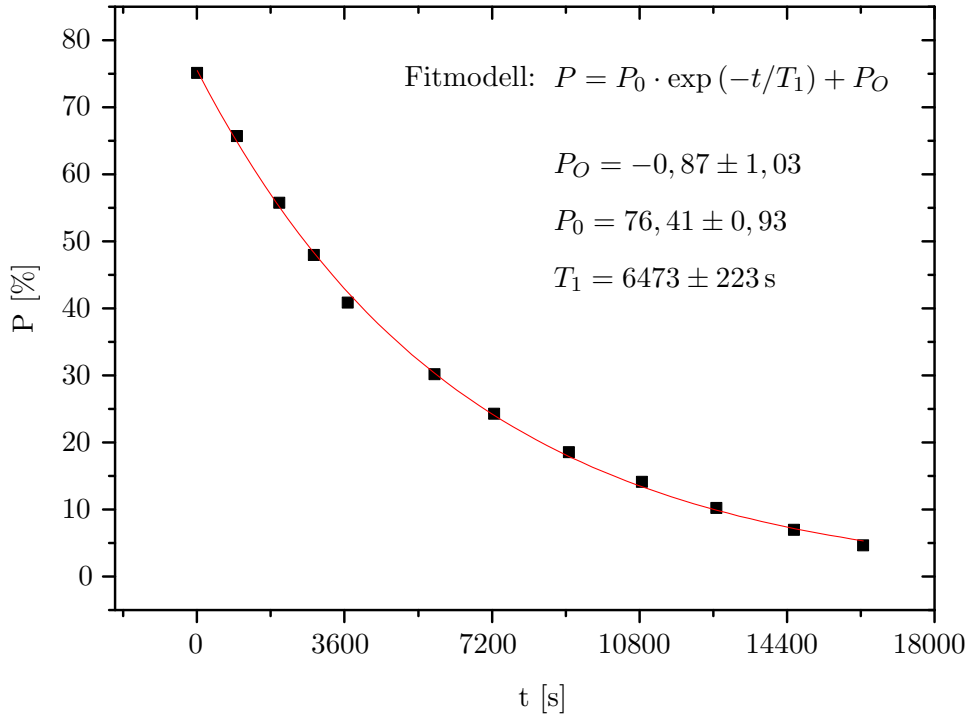


Abbildung 4.19: Bestimmung der T_1 -Zeit von polarisiertem ^3He innerhalb des geschirmten Solenoiden.

4.5.3 Realisierung des Konzepts für die Strahlführung

Die Aufbauten des Pumpvolumens und der Strahlführung befinden sich auf einem Aluminium Breadboard, welches als optischer Tisch dient. Dieser ist auf die Aluminiumbretter montiert, zwischen denen sich das Kompressorrohr befindet (siehe Abbildung 4.11). Aufgrund des begrenzten Platzes auf dem optischen Tisch, wurden die Pumpzellen in zwei Etagen angeordnet. Vier Zellen stehen dabei nebeneinander, zwei weitere Zellen sind oberhalb der Ebene der vier Zellen angeordnet. Die Zellen sind in zwei Dreierblocks unterteilt, von denen jeder einen Teil des wie in der bisherigen Apparatur zweigeteilten optischen Pumpvolumens darstellt. Diese Blocks haben einen gegenseitigen Abstand von 35 cm und sind durch ein entsprechend langes Glasrohr mit einem Innendurchmesser von $\varnothing_i=2 \text{ cm}$ miteinander verbunden. Dieses Glasrohr stellt die Diffusionssperre zwischen den Teilvolumina dar, die ein sofortiges Durchmischen des Gases in beiden Teilvolumina verhindert. Die Diffusionszeit [Ebe00] für diese Sperre liegt bei

$$T_D = \frac{V \cdot l}{D \cdot A} = 32 \text{ s} \quad , \quad (4.16)$$

wobei V das Volumen vor und hinter der Sperre bezeichnet, l und A die Länge und die Querschnittsfläche der Sperre sind und D die Diffusionskonstante bei $p = 1 \text{ mbar}$ und $T = 300 \text{ K}$ darstellt. Weil die Diffusionszeit von $T_D = 32 \text{ s}$ deutlich länger als die Zykluszeit von $T_{Zykl} \approx 15 \text{ s} \dots 22,5 \text{ s}$ im Polarisationsbetrieb ist, ist sichergestellt, dass wie beim

bisherigen Polarisator fraktioniert gepumpt wird. So wird unpolarisiertes Gas aus dem Reservoir zunächst im ersten Teil des Pumpvolumens (ab jetzt: OPV 1) vorpolarisiert. Nach einem Polarisationszyklus strömt dieses vorpolarisierte Gas in den zweiten Teil des Pumpvolumens (ab jetzt OPV 2) und wird weiter polarisiert. Öffnet sich das Kompressorventil, so strömt vornehmlich das höchstpolarisierte Gas aus OPV 2 in das Kompressorvolumen und wird anschließend verdichtet.

Zwischen den beiden Teilpumpvolumina werden Puffervolumen und Transportzelle positioniert. Die Strahlführungsoptik ist auf dem optischen Tisch auf der Seite der Endplatte mit Kamin aufgebaut. Die OPN-Einheiten für die Polarisationsmessung befinden sich auf der Seite der schwenkbaren Tür. Zweckmäßigerweise nutzt man für Optik und OPN die Bereiche des Solenoiden aus, in denen die Feldhomogenität für das optische Pumpen nicht ausreicht (vgl. Abbildung 4.18). Die Anordnung aller Elemente im Inneren des Solenoiden wird in Abbildung 4.20 nochmals verdeutlicht.

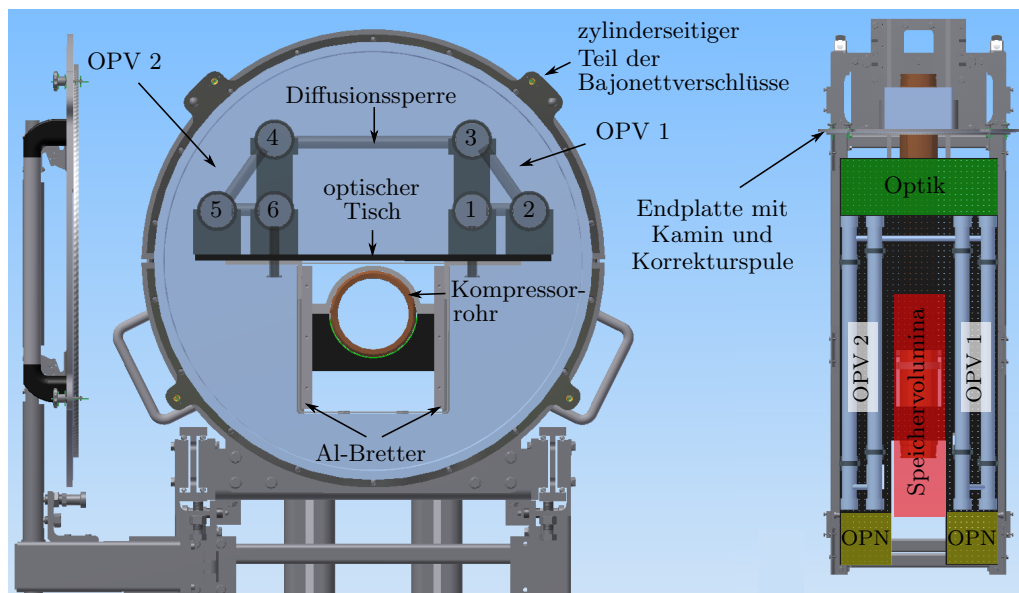


Abbildung 4.20: **links:** Blick auf die Anordnung der Pumpzellen im Solenoiden durch geöffnete Tür. Die Zellennummerierung entspricht der Reihenfolge des Gasdurchflusses vom Reservoir zum Kompressor. Zellen 1-3 bilden OPV 1, Zellen 4-6 stellen OPV 2 dar. Das Kompressorrohr befindet sich zwischen den Aluminiumbrettern, auf denen der optische Tisch montiert ist. Hinter den Zellen befindet sich die Endplatte mit dem Kamin und der Korrekturspule.

rechts: Draufsicht auf den optischen Tisch (ohne Solenoiden). Farblich markiert sind die Regionen, in denen die Strahlführungsoptik, die aus Pufferzelle und Transportzelle bestehenden Speichervolumina, sowie die Einheiten für den optischen Polarisationsnachweis (OPN) ihren Platz finden.

Abbildung 4.21 zeigt die Umsetzung des Strahlführungskonzepts, welches in Abbildung 4.7 vorgestellt wurde.

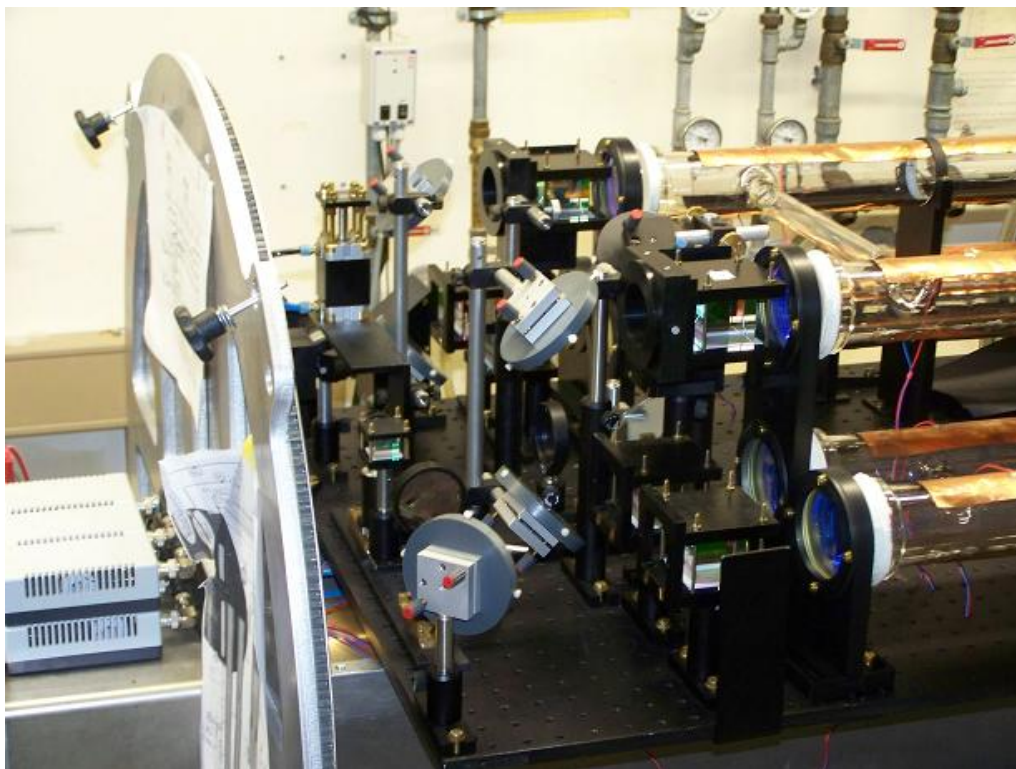


Abbildung 4.21: Anordnung der optischen Strahlführungs- und Polarisations Elemente auf dem optischen Tisch innerhalb des Solenoiden. Die drei Zellen im Vordergrund bilden OPV 2, im Hintergrund ist Zelle 3 von OPV 1 zu sehen. Bei den braunen Streifen an den Zellen handelt es sich um Elektroden aus Kupferfolie für den Betrieb der Gasentladung. Durch die doppelstöckige Anordnung der Zellen ist für die Strahlführung durch OPV 1 ein zusätzlicher Spiegel im Vergleich zu Abbildung 4.7 nötig, um den einlaufenden Strahl auf die „zweite Etage“ zu leiten.

Von Interesse ist, welcher Anteil der Laserausgangsleistung durch die Anordnung der optischen Elemente transmittiert wird. Um diesen Anteil zu bestimmen, wurde die Leistung direkt nach der Faserauskopplung und nach dem Durchlaufen aller Elemente mit dem 4π -Powermeter der Firma *Laser 2000* gemessen (Positionen ① und ② in Abbildung 4.7). Der benutzte Messkopf besitzt eine kreisrunde aktive Fläche mit einem Durchmesser von 4 cm, so dass der Strahl für keine Messung fokussiert werden musste. Für den Teilstrahl, der in die Zellen von OPV 1 durchläuft, ergibt sich eine Transmission von $T_{OPV1} \approx 68\%$, für den zweiten Teilstrahl ergibt sich eine Transmission von $T_{OPV2} \approx 69\%$. Insgesamt traf der Strahl bei der Bestimmung der Transmission durch OPV 1 auf 35 optische Elemente. Der Teilstrahl durch OPV 2 traf auf 34 Elemente. Geht man vereinfachend davon aus,

dass die Transmission jedes Bauteils gleich ist, so ergibt sich für jedes Element eine Transmission von $T \approx 0,989$. Dies entspricht im Wesentlichen den Erwartungen für vergütete Elemente³¹. Die in der letzten Zelle nutzbare Leistung entspricht nicht der an Position ② gemessenen Leistung, da die Verluste an den letzten drei Elementen im Strahlgang (Zellenfenster, dichroitischer Spiegel und Strahlteiler mit $\lambda/4$ -Plättchen) keine Rolle mehr spielen. Mit obiger Abschätzung der Transmission jedes Bauteils lässt sich diese Leistung jedoch berechnen. So ergibt sich die nutzbare Leistung beim zweiten Durchgang des Strahls durch die jeweils letzte Zelle zu

$$\frac{P_{Laser}}{2} \cdot \underbrace{0,989^{32}}_{\approx 0,70} \quad \text{für OPV1 und} \quad \frac{P_{Laser}}{2} \cdot \underbrace{0,989^{31}}_{\approx 0,71} \quad \text{für OPV2.}$$

4.5.4 Realisierung des elektrisch getriebenen Kompressors

Der elektrische Linearantrieb für den Gaskompressor besitzt ferromagnetische Bauteile und kann deswegen nicht im Inneren des Solenoiden platziert werden. Um dies zu verhindern, wurde das Kompressorrohr mit einer Länge gefertigt, dass es durch den Kamin hindurch nach außen ragt. Der Linearantrieb schließlich ist an einem an das Kompressorrohr montierten Flansch außerhalb des Solenoiden befestigt, so dass das homogene Magnetfeld im Inneren nicht gestört wird (siehe Abbildung 4.22). Die aus dem Linearantrieb ein- und

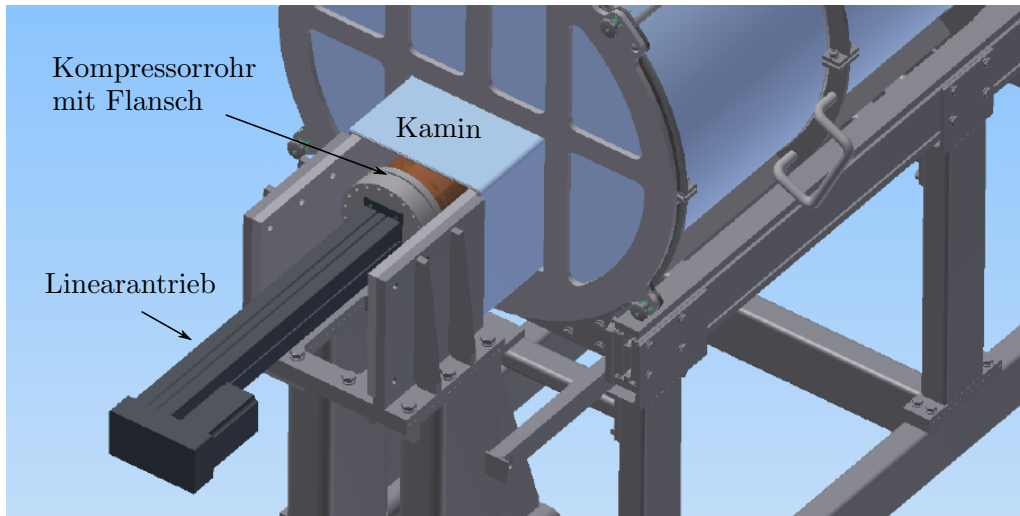


Abbildung 4.22: Darstellung des außerhalb des Solenoiden an das Kompressorrohr montierten Linearantriebs.

ausfahrende Stange (vgl. Abbildung 4.10) ist über eine Aluminiumkonstruktion mit dem Kolben verbunden, welcher das polarisierte ^3He komprimiert. Von entscheidender Wich-

³¹Hätte man unvergütete Elemente benutzt, deren Transmission mit etwa 0,96 anstelle von 0,99 wie bei vergüteten Bauteilen abgeschätzt werden kann, so ergäbe sich die Transmission durch die beiden Pumpvolumina zu nur etwa 25%.

tigkeit ist das Kompressionsvermögen des Kompressors. Dieses gibt an, um welchen Faktor das Gas verdichtet werden kann. Für das Kompressionsvermögen gilt

$$K = \frac{V_{Komp}}{V_T} \quad (4.17)$$

Bei V_{Komp} handelt es sich dabei um das maximale Kompressorvolumen und bei V_T um das Totvolumen des Kompressors. Dieses Totvolumen muss aus zwei Gründen möglichst klein sein. Zum einen wächst mit kleiner werdendem Totvolumen das Kompressionsvermögen des Kompressors und somit dessen Effizienz. Zum anderen führt das Totvolumen zu einer Verringerung des nutzbaren Polarisationsgrades. Der Mechanismus, der diesem Effekt zu Grunde liegt ist die Wandrelaxation. Die Wandrelaxationsrate ist durch

$$\frac{1}{T_1^{Wand}} = \eta \frac{A}{V} \quad (4.18)$$

gegeben (siehe auch Abschnitt 2.2.2). Das Verhältnis A/V wächst immer mehr an, je näher der Kolben dem Endanschlag kommt. Beim Kolbendurchmesser von 14 cm und einem Totvolumen von beispielsweise 3 cm^3 gilt am Endanschlag $A/V \approx 120$. Um die Relaxationszeit in diesem Fall grob abschätzen zu können, kann ein Vergleich mit sphärischen Duranzellen mit einem Durchmesser von 6 cm angestellt werden, deren Wandrelaxationszeit bei typischerweise etwa 1 h liegt. So ist bei diesen Zellen die Größe $A/V \approx 1$, also um etwa den Faktor 120 kleiner als beim betrachteten Totvolumen. Wenn zudem das Wandmaterial des Kompressors eine höhere spezifische Wandrelaxation η hat als Glas, dann kann sich leicht ein Faktor von $\mathcal{O}(1000)$ zwischen den Relaxationsraten ergeben. In diesem Fall läge Relaxationszeit im Totvolumen bei nur einigen Sekunden. Dies bedeutet, dass das Restgas im Kompressor stark depolarisiert werden kann. Dieses niedrig polarisierte Restgas mischt sich beim nächsten Kolbenhub mit dem neu in den Kompressor einströmenden Gas aus dem Pumpvolumen und verringert so die Gesamtpolarisation. Je kleiner nun das Totvolumen ist, desto weniger Gas bleibt im Kompressor zurück. Die Größe dieses Totvolumens ist für verschiedene Enddrücke p_{End} bestimmt worden. Für diese Messungen wurde jeweils eine bestimmte Gasmenge in den Kompressor gefüllt und in ein Puffervolumen von etwa 10 cm^3 komprimiert³². Nachdem der Kompressor den Endanschlag erreicht hatte, waren Druck in Puffer- und Totvolumen klarerweise identisch. Es wurde nun das Ventil zwischen Kompressor und diesem Volumen geschlossen und der Kompressorkolben ein Stück zurückgefahren, so dass das zugängliche Volumen 495 cm^3 entsprach. Daraufhin wurde ein anderes Ventil zu einem Drucksensor (*Vacuubrand VSK 3000*) geöffnet. Dieses Messgerät gab ein zusätzliches Volumen von 5 cm^3 , frei so dass dem Gas aus dem Totvolumen nun ein Volumen von 500 cm^3 zur Verfügung stand. Aus der Messung des Drucks in diesen 500 cm^3 und der Messung des Drucks im Puffervolumen mit einer piezokeramischen

³²Die Größe von 10 cm^3 ist willkürlich gewählt, sie ermöglicht jedoch, mit verhältnismäßig geringen Gasmenen hohe Enddrücke zu erreichen.

Druckmesszelle (*ME707-A-010* der Firma *Amsys*), lässt sich mit Hilfe des Gesetzes von Boyle-Mariotte ($pV = \text{const}$) das Totvolumen berechnen. Das Kompressionsvermögen K lässt sich anschließend mit Gleichung 4.17 bestimmen. Die Resultate dieser Messungen sind in Abbildung 4.23 dargestellt.

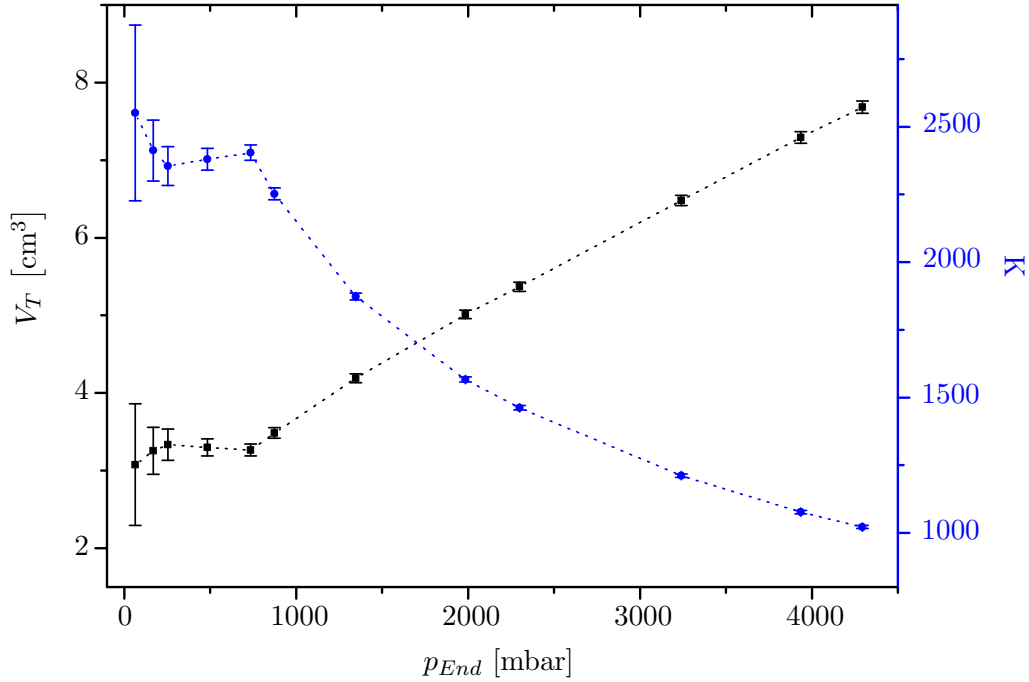


Abbildung 4.23: Durch Messung bestimmte Totvolumina V_T und sich daraus ergebende Kompressionsverhältnisse K des im kompakten Polarisator benutzten Kompressors in Abhängigkeit des erreichten Enddrucks.

Die großen Unsicherheiten bei kleinen Enddrücken resultieren aus der Messgenauigkeit des Drucksensors *VSK 3000*, mit dem der Gasdruck im 500 cm^3 großen Volumen gemessen wurde. Sie beträgt $\Delta p = 0,1 \text{ mbar}$. Das Anwachsen des Totvolumens, welches hier bei Drücken ab etwa 1 bar beginnt, wurde auch am Kompressor des bisherigen Polarisators beobachtet. Der hier zugrunde liegende Effekt ist eine mit wachsendem Druck zunehmende Verpressung der Kolbendichtungen aus NBR-Kautschuk und der O-Ring Dichtungen der Ein- und Ausgangsventile des Kompressors, durch die mehr Totvolumen freigegeben wird. Anhand der in Abbildung 4.23 dargestellten Messung des Totvolumens und den daraus berechneten Kompressionsverhältnissen K lässt sich sofort erkennen, dass das Gas mit dem vorliegenden Kompressor beispielsweise nicht in einem Schritt auf einen Druck von $2,7 \text{ bar}$ ³³ komprimiert werden kann, da der Anfangsdruck p_A im Kompressor bei jedem Hub dem Gasdruck in den optischen Pumpzellen entspricht, der bei $\mathcal{O}(1 \text{ mbar})$ liegt und

³³Druck in einer medizinischen Transportzelle, die mit der typischen Gasmenge von $3 \text{ bar} \cdot \ell$ befüllt ist

für den maximal erreichbaren Druck p_{max} die Beziehung

$$p_{max} = K \cdot p_A \quad (4.19)$$

gilt. Darüber hinaus ist es in der Praxis auch nicht effektiv, das Gas tatsächlich bis zum maximal erreichbaren Druck in ein Behältnis zu komprimieren. Der Grund liegt in der Druckabhängigkeit der Menge des mit jedem Hub vom Kompressor ausgestoßenen Gases, also der Gasmenge, die beim Komprimieren nicht im Totvolumen zurückbleibt. Diese Gasmenge $G(p)$ errechnet sich zu

$$G(p) = p_A V_{Komp} - p V_T \quad (4.20)$$

Sie wird mit steigendem Druck immer kleiner, bis sie schließlich beim maximal erreichbaren Druck p_{max} den Wert 0 erreicht. Aufgrund dieses Verhaltens von $G(p)$ sind mit

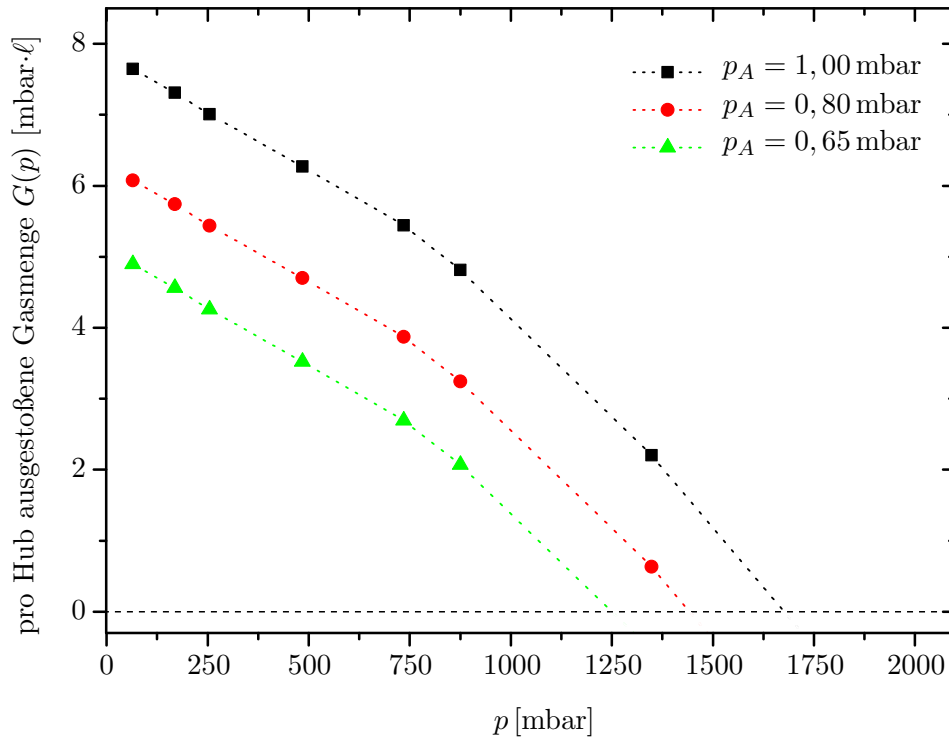


Abbildung 4.24: Ausgestoßene Gasmenge des im kompakten Polarisator eingebauten Kompressors in Abhängigkeit des Ausstoßdrucks p für verschiedene Anfangsdrücke p_A . Die sich ändernde Steigung der Kurven ist der Vergrößerung des Totvolumens bei hohen Drücken geschuldet. Die Anfangsdrücke p_A in dieser Abbildung entsprechen jenen Drücken, die typischerweise Pumpvolumen herrschen und somit im laufenden Betrieb des Polarisators auftreten.

steigendem Druck im Behältnis, in welches das Gas komprimiert wird, immer mehr Kompressorhübe nötig, um den Druck um einen bestimmten Wert ansteigen zu lassen. Für ein effizientes Komprimieren ist es also nötig, den Druck im entsprechenden Behältnis

möglichst klein zu halten. Dies wird analog zu bestehenden Apparatur beim kompakten Polarisator über das Verwenden einer Pufferzelle, deren Volumen groß im Vergleich zum Volumen einer typischen Transportzelle ist, gelöst. So ist das benutzte Puffervolumen mit einer Größe von $V_{PZ} = 6 \ell$ um einen Faktor 5,45 größer als das der typischen Transportzellen mit einem Volumen von $V_{TZ} = 1,1 \ell$. Dies reduziert den benötigten Kompressionsdruck des Kompressors um diesen Faktor. Um beispielsweise eine Transportzelle mit der für medizinische Untersuchungen üblichen Gasmenge von $3 \text{ bar} \cdot \ell$, was einem Gasdruck von $p_{TZ} \approx 2,7 \text{ bar}$ entspricht, zu befüllen, ist im benutzten Puffervolumen lediglich ein Druck von $p_{PZ} \approx 500 \text{ mbar}$ zu erreichen. Wie in Abbildung 4.24 zu erkennen, liegt für typische Anfangsdrücke im Kompressor die absolut ausgestoßene Gasmenge bei einem Ausstoßdruck von 500 mbar noch immer in der Nähe ihres Maximalwerts. Dies bedeutet, dass der Kompressor in diesem Bereich noch effektiv arbeitet.

4.5.5 Realisierung der Polarisatorsteuerung

Der zyklisch ablaufende Polarisationsprozess besteht im Wesentlichen aus vier Punkten, die im Folgenden beschrieben werden, wobei Abbildung 4.25 schematisch die an diesem Prozess teilnehmenden Baugruppen und Ventile zeigt.

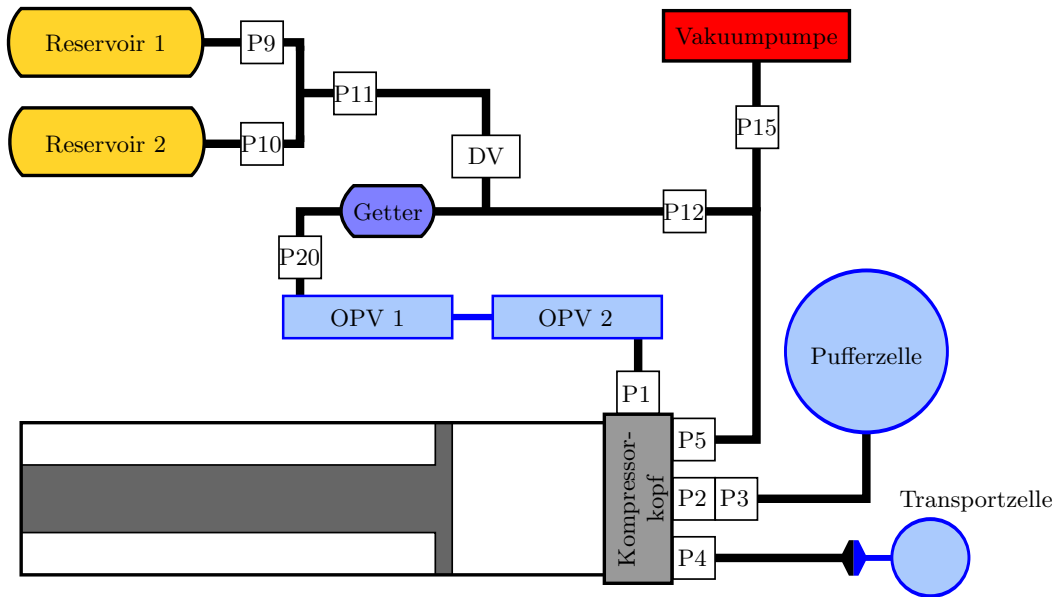


Abbildung 4.25: Skizze des für den Polarisationsbetrieb relevanten Bereichs des Polarisators.

Der kompakte Polarisator besitzt zwei Anschlüsse für ^3He -Reservoirs. Vor Beginn des Polarisationsprozesses muss eines der Reservoirs durch Betätigen der Ventile P9 oder P10 geöffnet werden, um die Versorgung mit Gas herzustellen. Ist dies geschehen, so laufen folgende vier Punkte zyklisch ab:

- i. Das Ventil P1 zwischen Pumpvolumen und leerem Kompressor wird geöffnet, so dass polarisiertes ^3He aufgrund des Druckgradienten in den Kompressor strömt. Zeitgleich wird das Ventil P20 geöffnet, so dass unpolarisiertes Gas aus dem Reinigungsgetter in die Pumpzellen nachströmt. Der Gasdruck im Pumpvolumen liegt in der Regel zwischen 0,6 mbar und 1,0 mbar, wobei maximale Polarisationswerte bei 0,65 mbar erreicht werden.
- ii. Nach Schließen von P1 und P20 beginnt der Kompressor, das in ihn eingeströmte polarisierte Gas zu komprimieren. Während der Bewegung des Kolbens zum Endanschlag, an welchem Puffer- und Transportzelle befestigt sind, dem sogenannten Kompressorkopf, wird das Ventil P2 zur Pufferzelle geöffnet. Das Ventil P3 bleibt zunächst geschlossen. Es handelt sich bei diesem Ventil um ein Ventil, welches durch den Druck des ^3He geöffnet wird, sobald der Gasdruck im Kompressor größer ist, als der Druck in der Pufferzelle. Dieses Ventil wurde eingebaut um zu verhindern, dass das bereits in der Pufferzelle befindliche Gas zurück in den Kompressor strömt, wenn P2 geöffnet wird. Hat der Kolben den Kompressorkopf erreicht, so werden P2 und P3 geschlossen.
- iii. In Abschnitt 4.5.4 ist beschrieben, dass ^3He , das im Totvolumen des Kompressors zurückbleibt, durch die Wandrelaxation schnell depolarisiert wird. Damit sich dieses Gas nicht mit dem frisch polarisierten ^3He vermischt, welches beim nächsten Zyklus in den Kompressor strömt, wird es durch Öffnen der Ventile P5 und P12 zurück in den Getter geführt.
- iv. Nach Leeren des Totvolumens und Schließen der entsprechenden Ventile, bewegt sich der Kolben des nun nahezu leeren Kompressors zurück in die Ausgangsposition. Zeitgleich öffnet sich das Ventil P11, welches frisches Gas aus dem Reservoir in den Reinigungsgetter strömen lässt, so dass dieses im nächsten Zyklus in das Pumpvolumen einströmen kann. Über das Dosierventil DV lässt sich der Fluss des Gases aus dem Reservoir in den Getter kontrollieren. P11 schließt sich, sobald die für den nächsten Zyklus benötigte Gasmenge in den Getter geströmt ist.

Da der Laser während des gesamten Prozesses eingeschaltet ist, wird das in Punkt i. frisch in das Pumpvolumen geströmte Gas während des Ablaufs der Punkte ii. bis iv. aufpolarisiert.

Ist in der Pufferzelle genügend ^3He angesammelt, so wird das Gas in die Transportzelle komprimiert. Hierzu werden die Ventile P2 und P3 geöffnet, so dass das ^3He aus der Pufferzelle in den Kompressor fließen kann. Ist ein Druckausgleich zwischen Pufferzelle und Kompressor erreicht, werden P2 und P3 geschlossen und der Kolben fährt zum Kompressorkopf. Während sich der Kolben zum Kompressorkopf bewegt, wird P4 geöffnet, so dass das Gas in die Transportzelle gelangen kann. Ist der Endanschlag erreicht, so schließt sich

P4 und der Kolben fährt zurück in die Ausgangsposition. Dieses Prozedere wird wiederholt, bis sich die benötigte Gasmenge in der Transportzelle befindet.

All diese Schritte müssen automatisiert ablaufen. Zusätzlich müssen die Drücke in den Speichervolumina, im optischen Pumpvolumen, sowie im Getter überwacht werden. Insbesondere letztere beide Drücke bestimmen die Öffnungsdauer des Ventils P11, welche die Gasmenge regelt, die für jeden Zyklus dem Reservoir entnommen wird. Zudem müssen die Signale von bis zu sechs OPN-Einheiten ausgelesen und ausgewertet werden. Da der Betrieb der Apparatur auch für nicht speziell geschultes Fachpersonal möglich sein soll, musste ein Steuerungsprogramm entwickelt werden, welches dem Nutzer so viele Aufgaben wie möglich abnimmt und im Wesentlichen dazu in der Lage ist, den Polarisationsbetrieb automatisch zu steuern. Folgende Anforderungen waren an das Programm gestellt:

- Steuerung und Überwachung aller für den Polarisationsbetrieb benötigter Teile (Ventile, Kompressor, Drucksensoren, OPN)
- Eingaben des Benutzers verarbeiten und entsprechend umsetzen
- Anfertigung und Speicherung eines Messprotokolls

Zur Erstellung dieses Steuerungsprogramms ist die Programmiersprache LabVIEW benutzt worden. LabVIEW wurde von National Instruments speziell für Anwendungen in der Mess- Regelungs- und Automatisierungstechnik entwickelt, und ist daher für die hier benötigten Zwecke gut geeignet. Mit der Programmiersprache mitgelieferte Treiber erlauben die Kommunikation zwischen Software und an den Steuerungsrechner angeschlossener Hardware. Zur Steuerung des Linearantriebes für den Kompressor, sowie für die Steuerung der Ventile der Apparatur müssen digitale Steuerungssignale ausgegeben werden. Zur Überwachung der Ventile und des Linearantriebs müssen digitale Signale eingelesen werden, für die Auslese der Drücke und der Signale des optischen Polarisationsnachweises müssen analoge Signale ausgewertet werden.

Die Ventile der Apparatur werden pneumatisch gesteuert, da elektromagnetisch gesteuerte Ventile die Homogenität des Magnetfeldes beeinträchtigen würden. Die Steuerung der Ventile erfolgt über zwei sogenannte Ventilinseln. Bei diesen Ventilinseln handelt es sich im Wesentlichen um Pressluftverteiler, die mit den einzelnen Ventilen verbunden sind (siehe Abbildung 4.26). An jede Ventilinsel können bis zu 20 Ventile angeschlossen werden. Die Inseln besitzen je 20 digitale Eingangskanäle, wobei jeder Kanal die Pressluftversorgung eines einzelnen Ventils steuert. Die Überwachung der Ventilstellungen erfolgt mechanisch. Ein fest mit dem Ventil verbundener Stößel führt exakt die gleiche Bewegung wie das Ventil selbst aus, was ein mechanisches Betätigen eines an den Ventilkonstruktionen angebrachten Schalters ermöglicht (siehe Abbildung 4.27).

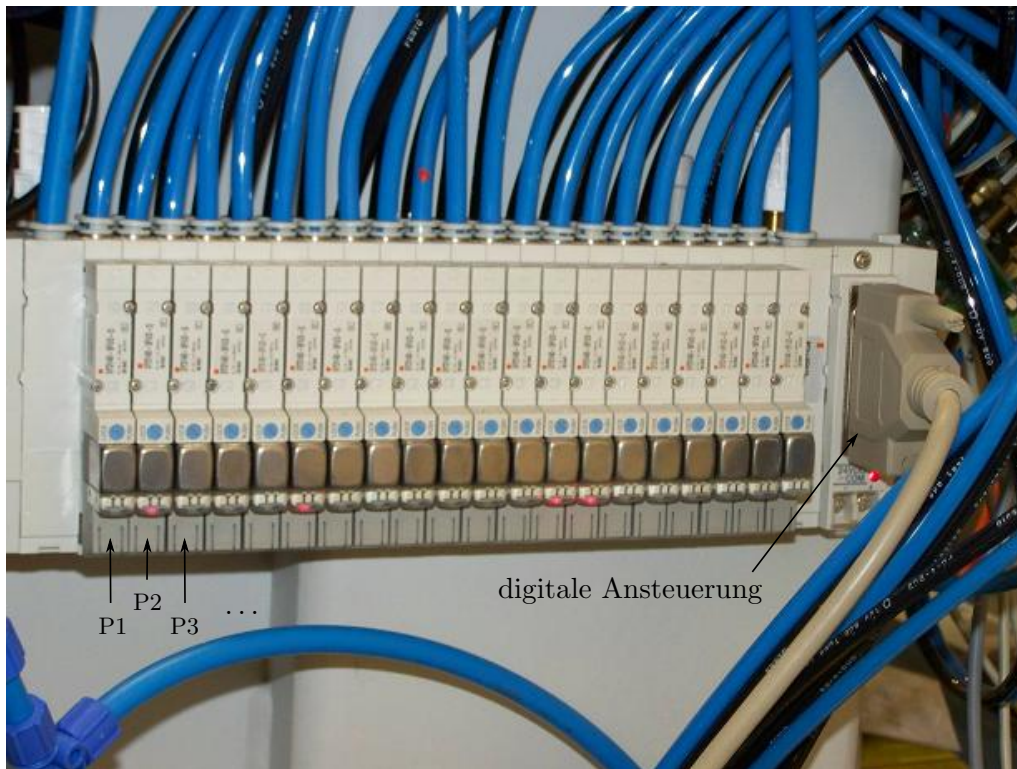


Abbildung 4.26: Ventilinsel zur Ansteuerung der pressluftbetriebenen Ventile.

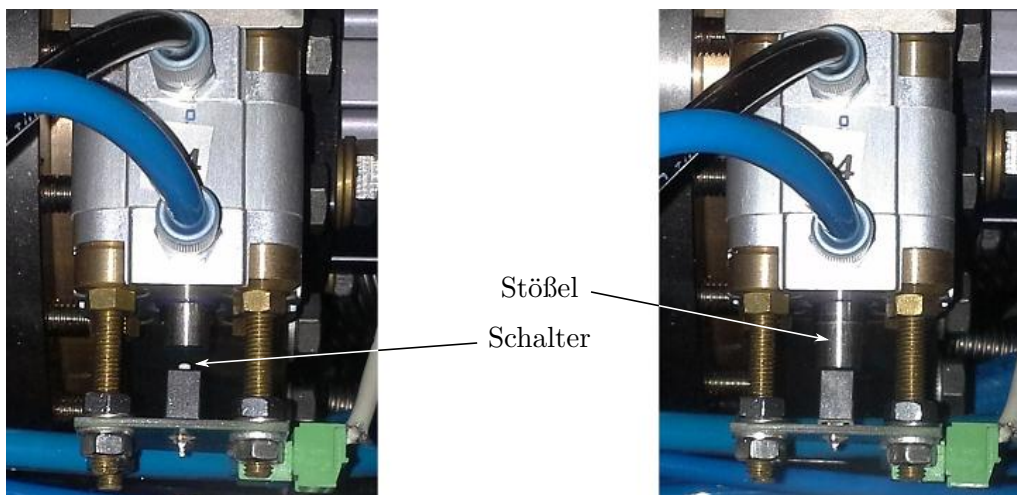


Abbildung 4.27: Die Kontrolle der Ventilstellungen erfolgt über die mechanische Betätigung eines Schalters. Im linken Bild ist das pressluftbetriebene Ventil geschlossen, im rechten Bild geöffnet.

Die Stellung des Schalters wird über die digitalen Eingänge der Steuerungshardware ausgelesen und an das Steuerungsprogramm zur Auswertung weitergeleitet. Der Linearantrieb wird mit Hilfe eines in dessen Lieferumfang enthaltenen Servoreglers angesteuert. Dieser Servoregler lässt sich programmieren und anschließend über digitale Signale kontrollieren. In der Reglereinheit enthaltene Elektronik überwacht die Arbeit des Antriebs, und damit des Kompressors, und kommuniziert dessen Status über digitale Ausgangssignale, welche zur Auswertung an das LabVIEW-Steuerungsprogramm übermittelt werden. Die analogen Signale der Druck- und Polarisationsmessungen werden über die entsprechenden analogen Eingänge der Steuerungshardware an das Programm weitergeleitet. Abbildung 4.28 zeigt schematisch die Schnittstelle zwischen Software und Hardware zur Steuerung des Polarisators. Insgesamt stehen für die Steuerung und Überwachung des Polarisators im Rahmen der benutzten Steuerungshardware 47 digitale Ausgänge (DO), 35 digitale Eingänge (DI), sowie 23 analoge Eingänge (AI) zur Verfügung.

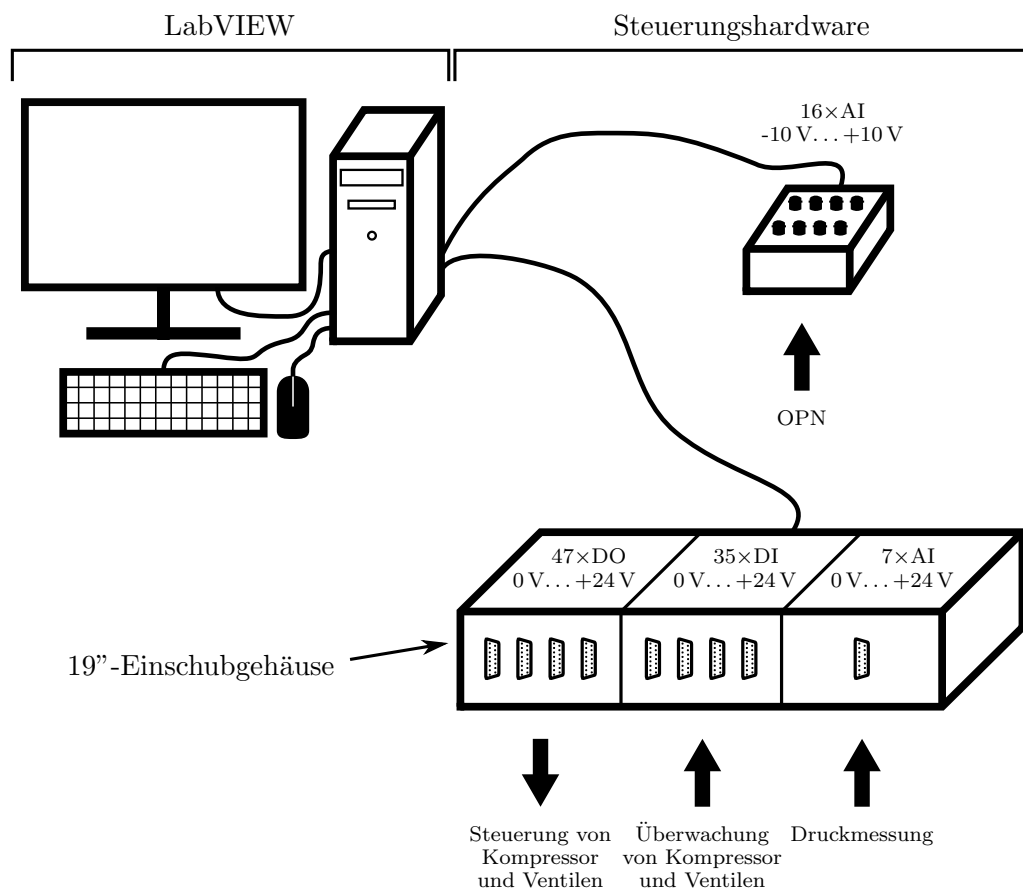


Abbildung 4.28: Schematische Darstellung der Schnittstelle zwischen der Software auf einem Computer und der Steuerungshardware. Die gegenseitige Kommunikation zwischen Steuerungshardware und Software wird durch in LabVIEW enthaltene Treiber ermöglicht.

Das Steuerungsprogramm selbst arbeitet weitestgehend selbstständig. Die Benutzerober-

fläche ist graphischer Natur und zeigt dem Nutzer verschiedene Informationen über den Polarisationsprozess an. Darüber hinaus ist es dem Nutzer möglich, bestimmte Parameter einzustellen. Abbildung 4.29 zeigt den Teil der Bedienoberfläche, der für das Polarisieren genutzt wird. In Anhang A sind die Funktionen des kompletten Programms näher beschrieben.

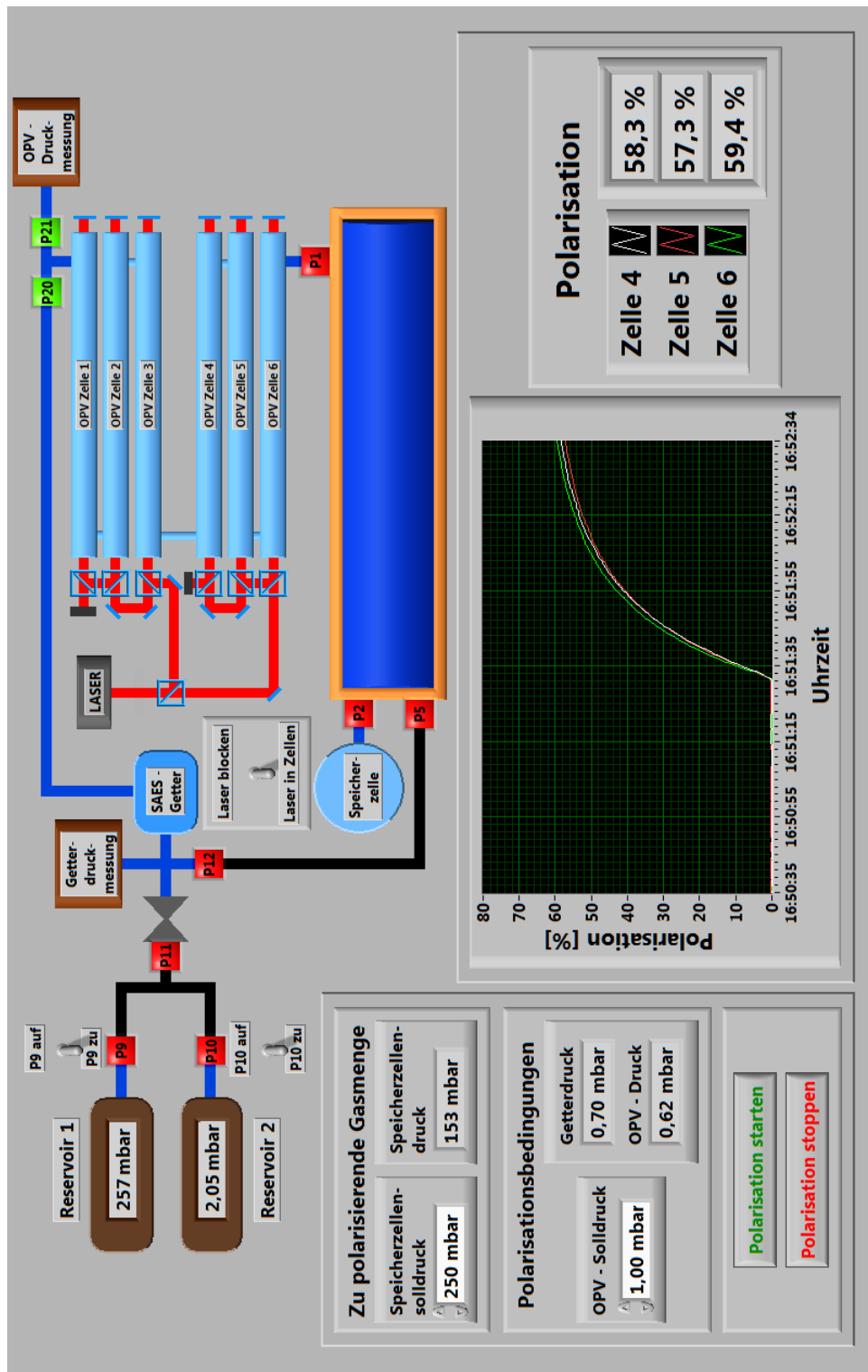


Abbildung 4.29: Bedienoberfläche des Steuerungsprogramms. Der Nutzer erhält Informationen über die momentane Polarisation in den Zellen von OPV 2 und die Drücke in den Reservoirs, im Getter, im Pumpvolumen, sowie in der Pufferzelle. Der Nutzer kann angeben, welches Reservoir geöffnet werden soll, bis zu welchem Pufferzellendruck polarisiert werden soll, sowie bei welchem Druck polarisiert werden soll.

Kapitel 5

Leistungsdaten des kompakten Polarisators

5.1 Polarisationsgrad

Abbildung 5.1 zeigt den Aufbau des optischen Pumpvolumens mit der in diesem Kapitel benutzten Nummerierung der sechs einzelnen Pumpzellen. Jede der Pumpzellen ist mit einem Gerät für den optischen Polarisationsnachweis ausgerüstet, um die Gaspolarisation im Pumpvolumen überwachen zu können. Wie bereits erläutert, besteht das optische

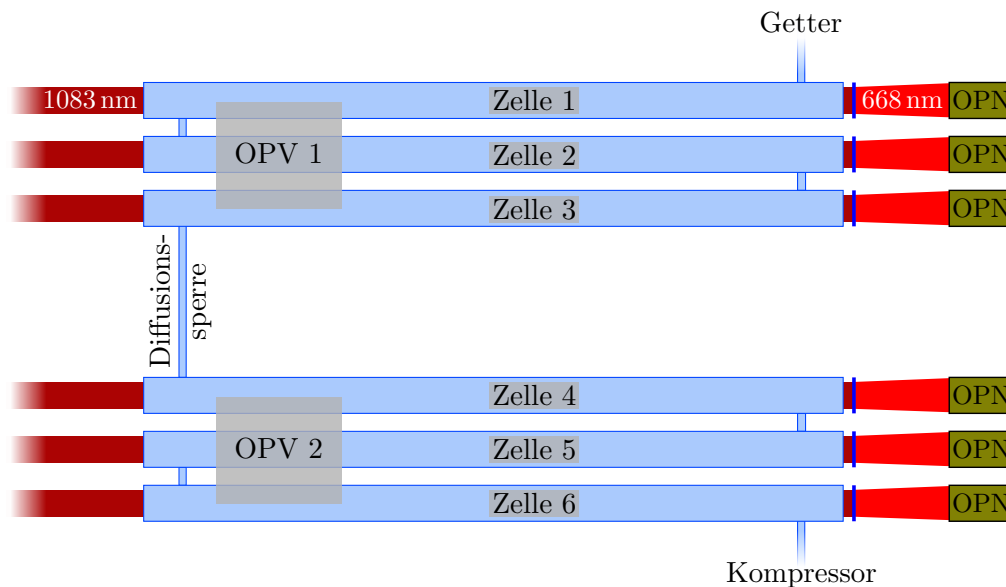


Abbildung 5.1: Aufbau des zweigeteilten, durch eine Diffusionssperre geteilten, Pumpvolumens aus sechs Einzelzellen.

Pumpvolumen aus zwei Teilvolumina, die durch eine Diffusionssperre voneinander getrennt sind. Beide Teilpumpvolumina bestehen aus jeweils drei Einzelzellen. Während sich das Gas in den drei Zellen eines Teilvolumens ständig schnell durchmischt, verhindert die

Diffusionssperre das schnelle Durchmischen des Gases beider Teilvolumina. Abbildung 5.2 zeigt den Effekt der Diffusionssperre auf die Gaspolarisation in beiden Teilpumpvolumina. Für diese Messung wurde lediglich das Gas im ersten, aus Zellen 1, 2 und 3 bestehenden Pumpvolumenteil polarisiert, der Laserstrahl für Zellen 4, 5 und 6 von OPV 2 wurde geblockt, so dass hier nicht polarisiert wurde. Die Messung zeigt, wie sich die Polarisation

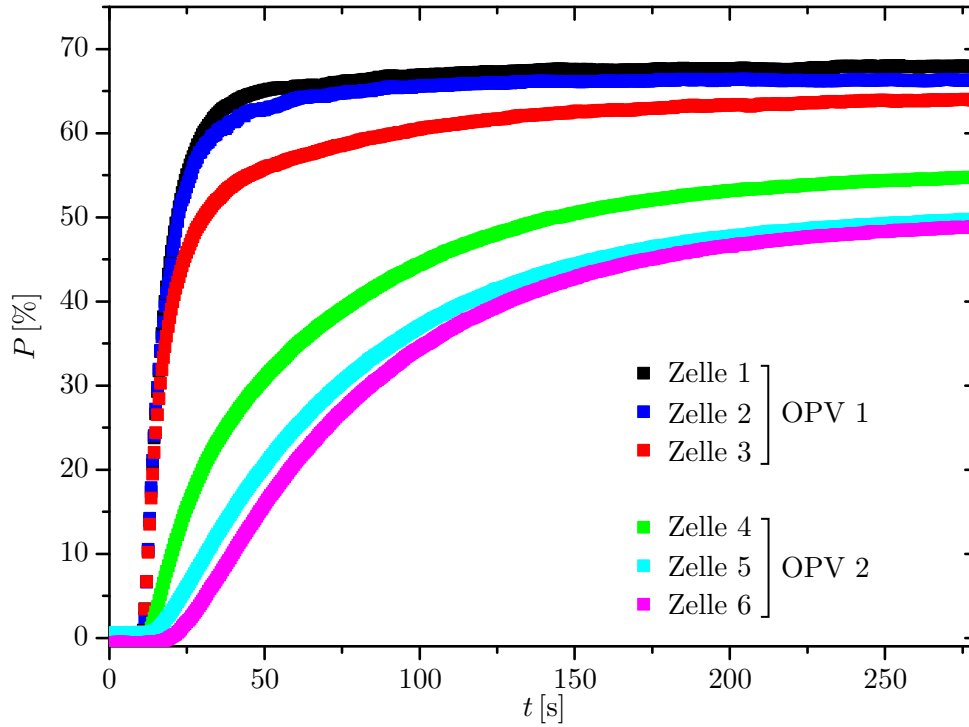


Abbildung 5.2: Effekt der Diffusionssperre auf die Durchmischung des Gases in beiden Teilpumpvolumina.

in OPV 1 schnell aufbaut, während die Polarisation im zweiten Teil nur langsam durch Diffusion von polarisiertem Gas durch die Diffusionssperre ansteigt. Darüber hinaus ist zu erkennen, dass sich die Polarisation in den Zellen von OPV 2 etwa mit der gleichen Zeitkonstante aufbaut. Dies ist ein Zeichen für eine schnellere Diffusion des Gases durch die Zellen von OPV 2 im Vergleich zur Diffusion durch die Sperre von OPV 1 nach OPV 2. Der Unterschied der Polarisation in Zelle 3 im Vergleich zu den Zellen 1 und 2, sowie der Unterschied zwischen Zelle 4 und den Zellen 5 und 6 liegt an der direkten Verbindung der Zellen 3 und 4 zueinander. So wirkt sich polarisiertes Gas aus OPV 1 zuerst in Zelle 4 aus, während unpolarisiertes oder niedrig polarisiertes Gas, welches aus OPV 2 durch die Diffusionssperre diffundiert, zuerst Zelle 3 erreicht.

Die vorliegende Messung zeigt vor dem Hintergrund einer Zyklusdauer im Polarisationsbetrieb von $T_{\text{Zykl}} = 15 \dots 22,5 \text{ s}$, dass die Diffusionssperre zwischen OPV 1 und OPV 2 ein deutliches Durchmischen des Gases innerhalb dieser Zeitdauer verhindert. Ein fraktioniertes optisches Pumpen ist also beim vorliegenden Aufbau möglich. Der in Abbildung 5.2

zu erkennende Effekt bezüglich Zellen 3 und 4 tritt klarerweise nicht auf, wenn das ^3He in beiden Teilvolumina polarisiert wird, da sich die Polarisation in beiden Teilvolumina näherungsweise gleich schnell aufbaut und daher kein Polarisationsgradient zwischen diesen Zellen auftritt. Weil sich das Gas innerhalb der Zellen eines Teilvolumens schnell durchmischt, ist die Polarisation in allen Zellen eines solchen Teilvolumens nahezu identisch (siehe Abbildung 5.3). Aus diesem Grund kann die Polarisation des Gases in jedem Teilvolumen durch das arithmetische Mittel der jeweils drei Einzelpolarisationen sehr gut angenähert werden.

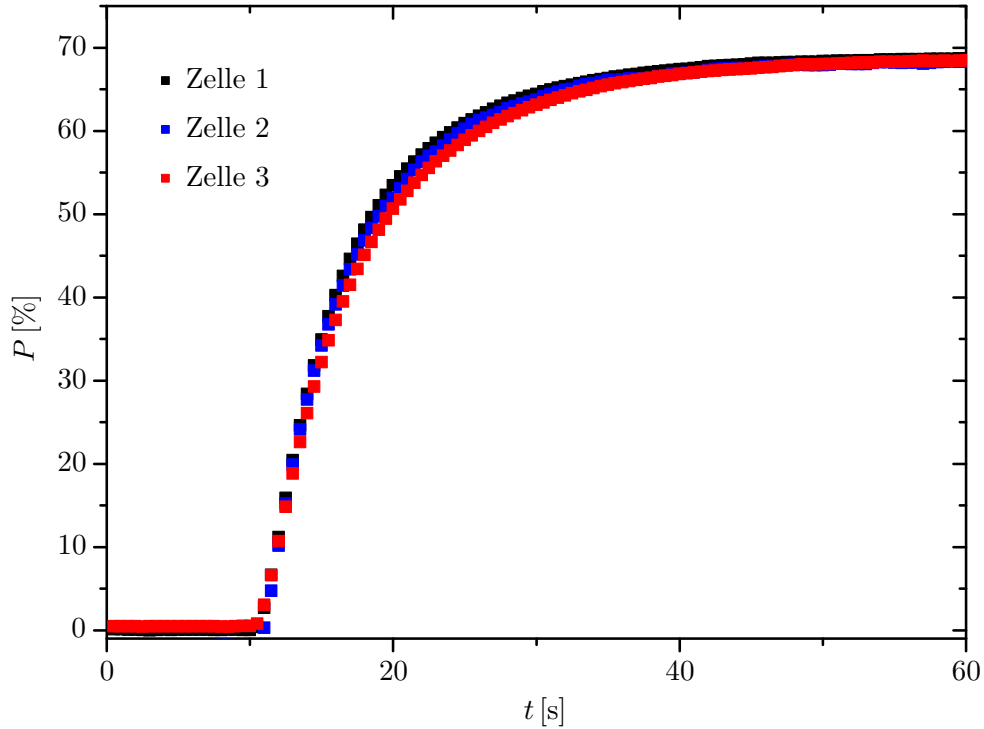


Abbildung 5.3: Zeitliche Entwicklung der Polarisation am Beispiel von OPV 1 bei Polarisierung des ^3He in allen sechs Zellen.

5.1.1 Gleichgewichtspolarisation

Um ein prinzipielles Bild der Leistungsfähigkeit des kompakten Polarisators zu erhalten, werden zunächst Messungen zur sogenannten Gleichgewichtspolarisation vorgestellt. Bei diesen Messungen handelt es sich um solche, bei denen das Pumpvolumen mit ^3He bis zu einem definierten Druck gefüllt wird, welches dann polarisiert wird. Das Gas strömt nicht wie im Zyklusbetrieb nach einer definierten Zeit in den Kompressor, sondern bleibt während der gesamten Messung im Pumpvolumen. Steigt der Polarisationswert des Gases nicht weiter an, so ist die sogenannte Gleichgewichtspolarisation erreicht. Dies ist genau dann der Fall, wenn Prozesse, die zu einem Polarisationsverlust führen, den Polarisationsaufbau durch das optische Pumpen kompensieren. Für eine möglichst große Gleichge-

wichtspolarisation sollte die Pumprate also möglichst groß sein, während die Verlustrate minimiert werden muss. Die Pumprate hängt von der Intensität des Pumpstrahls, sowie von der Absorption des Laserstrahls im Gas ab. Die Absorption im Gas wird durch die Metastabilendichte und die Besetzung der Zeeman-Niveaus, aus denen optisch gepumpt wird, bestimmt. Da die Besetzung dieser Niveaus mit steigender Polarisation abnimmt (siehe Abschnitt 2.1.4), wird die Pumprate bei konstanter Pumpleistung und konstanter Metastabilendichte immer kleiner. Dies geschieht so lange, bis die Pumprate auf den Wert der Verlustrate gesunken ist und somit die Gleichgewichtspolarisation erreicht ist. Die Verlustprozesse sind von der Hellrelaxation durch die Gasentladung (siehe Abschnitt 2.2) und die Anwesenheit der falschen Zirkularkomponente im Pumpstrahl (siehe Abschnitt 2.1.5) dominiert.

Sowohl die Pumprate, als auch die Verlustrate hängen im Wesentlichen von den selben Parametern ab. So kann beispielsweise die Metastabilendichte erhöht werden, indem die Stärke der Gasentladung vergrößert wird. Dies führt gleichzeitig jedoch zu einer Vergrößerung der Hellrelaxationsrate. Eine Erhöhung der Laserleistung zur Vergrößerung der Pumprate führt auch zu einer Erhöhung der Leistung der falschen Zirkularkomponente, deren Pumprate damit ebenfalls ansteigt. Es handelt sich daher um Parameter, die in Bezug auf den Polarisationsprozess optimiert werden können.

Variation von Pumplichtintensität und Gasentladungsstärke

Um die Apparatur bezüglich der erreichbaren Gleichgewichtspolarisation zu charakterisieren, wurde zunächst die Laserleistung bei drei verschiedenen Gasentladungsstärken variiert. Für den Pumpprozess wurde die C_8 -Linie benutzt, da hier höhere Polarisationsgrade als auf C_9 erreicht werden. Zunächst musste die Stärke der Gasentladung quantifiziert werden. Ein Indikator für diesen Zweck ist die T_1 -Relaxationszeit, die mit stärker werdender Gasentladung kleiner wird. Abbildung 5.4 zeigt die Werte für drei verschiedene Gasentladungsstärken, die in diesem Abschnitt mit „stark“, „mittel“ und „schwach“ bezeichnet sind. Die Festlegung der drei Gasentladungsstärken wurde bei einem Gasdruck von $p_{OPV} = 0,65$ mbar vorgenommen. Anhand dieser drei Relaxationszeiten ließen sich die über T_1 definierten Gasentladungsstärken reproduzierbar einstellen. Abbildung 5.5 zeigt das Resultat der Variation der Pumpleistung bei den verschiedenen Gasentladungsstärken. Die Messungen zeigen, dass die maximale Polarisation bei einer Leistung im Bereich von $P_{Laser} = 4 - 5$ W in jedem Teilpumpvolumen erzielt werden kann. Bei größeren Pumpleistungen nimmt die Gleichgewichtspolarisation wieder ab. Wie bereits in Abschnitt 4.2.1 erläutert, handelt es sich hier um einen Sättigungseffekt. So wächst die Pumprate der falschen Zirkularkomponente aufgrund der Ungleichbesetzung der Zeeman-Niveaus im Spintemperaturgleichgewicht mit steigender Laserleistung stärker an, als die Pumprate des eigentlichen Pumpstrahls. Die Folge ist eine Verringerung der Gleichgewichtspolarisation.

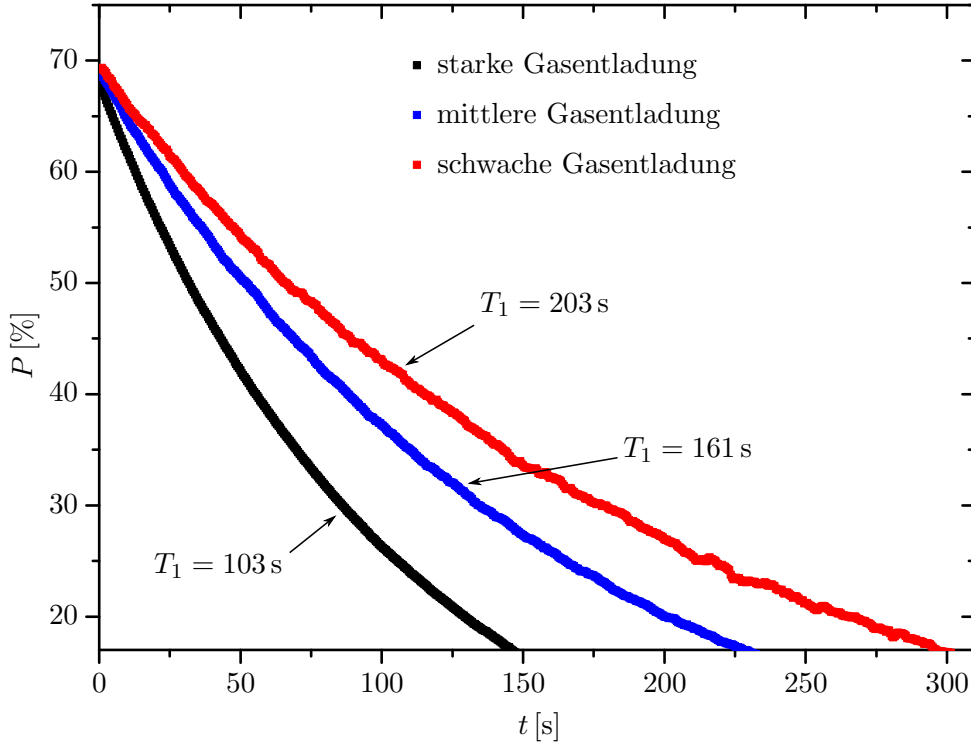


Abbildung 5.4: Messung der Hellrelaxation zur Unterscheidung verschiedener Gasentladungsstärken.

Ein weiterer Effekt ist laserinduzierte Relaxation. Dieser Prozess wurde in der Dissertation von M. Batz [Bat11] am Institut für Physik der Universität Mainz und dem Laboratoire Kastler Brossel (LKB) an der Ecole Normale Supérieure in Paris nachgewiesen, untersucht und beschrieben. Es zeigte sich in dieser Arbeit, dass experimentelle Polarisationsdaten von der Vorhersage eines in [Nac85] entwickelten Modells zum optischen Pumpen abwichen, da insbesondere bei großen Pumplichtintensitäten eine höhere Relaxationsrate als erwartet beobachtet werden kann, wobei die Differenz zur erwarteten Relaxation proportional zur vom ^3He absorbierten Pumpleistung ist. Quantitativ kann dieser Effekt allerdings bisher nicht beschrieben werden.

Die Verringerung der Polarisation mit stärker werdender Gasentladung ist durch die wachsende Hellrelaxationsrate zu erklären, die das Anwachsen der Metastabilendichte offenbar überkompensiert.

Die Metastabilendichte hängt nicht allein von der Stärke der Gasentladung ab. So führen Fremdatome im ^3He zu einer Verkleinerung der Metastabilendichte bei einer gegebenen Gasentladungsstärke. Der hier zu Grunde liegende Prozess ist das Auftreten sogenannter Quench-Stöße zwischen Fremdatomen und ^3He -Atomen. Bei diesen Stößen werden metastabile Heliumatome abgeregt und stehen so nicht für den Pumpprozess zur Verfügung [Has00], die Gasentladung läuft zu einem Teil über die Fremdatome. Die Sauberkeit des Pumpvolumens ist daher von großer Wichtigkeit für das Erreichen hoher Polarisationen.

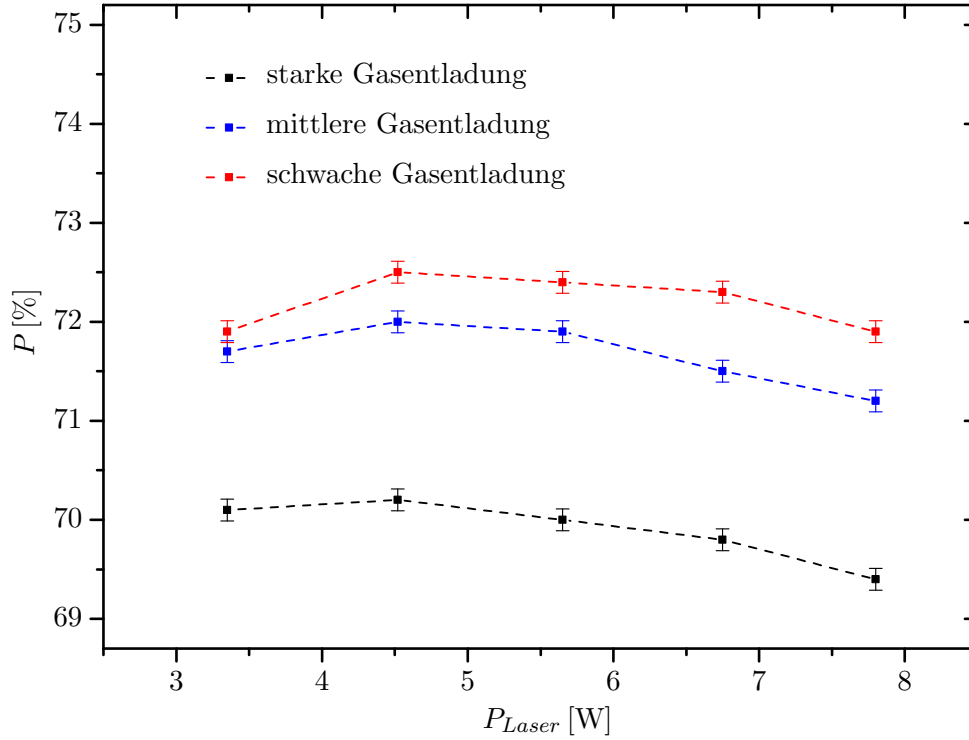


Abbildung 5.5: Messung der Gleichgewichtspolarisation P in Abhängigkeit von Gasentladungsstärke und Laserleistung P_{Laser} . Die Polarisationswerte entsprechen dem Mittelwert der Polarisation in den Zellen von OPV 2. P_{Laser} ist die Leistung, die in OPV 2 eingestrahlt wird. Die Fehler sind Schwankungen in der Absolutmessung der Polarisation.

So wurde im Pumpvolumen, welches zunächst nur für zwei Tage evakuiert wurde, lediglich eine Maximalpolarisation von etwa 60 % erreicht. Als Konsequenz wurden die Zellen des Pumpvolumens eine Woche lang bei einer Temperatur von etwa 120 °C mit Heizbändern ausgeheizt. Durch diesen Ausheizprozess wurde die Sauberkeit des Pumpvolumens erhöht. Nach dem Ausheizen wurden die Polarisationswerte aus Abbildung 5.5 von über 70 % erreicht. Prinzipiell ist zu erwarten, dass die Sauberkeit der Pumpzellen im Laufe der Zeit zunimmt, da die Gasentladung Rückstände von Verschmutzungen an den Glasoberflächen der Pumpzellen angreift. So können Atome aus diesen Rückständen ionisiert werden und in das ^3He -Plasma gelangen. Einerseits führt dies zwar zu Quenchstößen, andererseits werden die Verschmutzungsrückstände in den Zellen so aber über die Zeit immer mehr abgebaut. Für den Zyklusbetrieb des Polarisators ist die Aufpolarisationszeit t_{90} von Interesse, die als die Zeit definiert sei, bei der das ^3He im Pumpvolumen 90 % seiner Gleichgewichtspolarisation erreicht hat. Je kürzer diese Zeit ist, desto mehr Gas kann pro Zeiteinheit auf einen bestimmten Polarisationsgrad polarisiert werden. In Abbildung 5.6 ist diese Zeit in Abhängigkeit von Gasentladungsstärke und Pumpleistung dargestellt. Es ist klar zu erkennen, dass die Aufpolarisationszeit mit steigender Laserleistung und mit stärker werdender Gasentladung kleiner wird. Zu erklären ist dieses Verhalten dadurch, dass mit

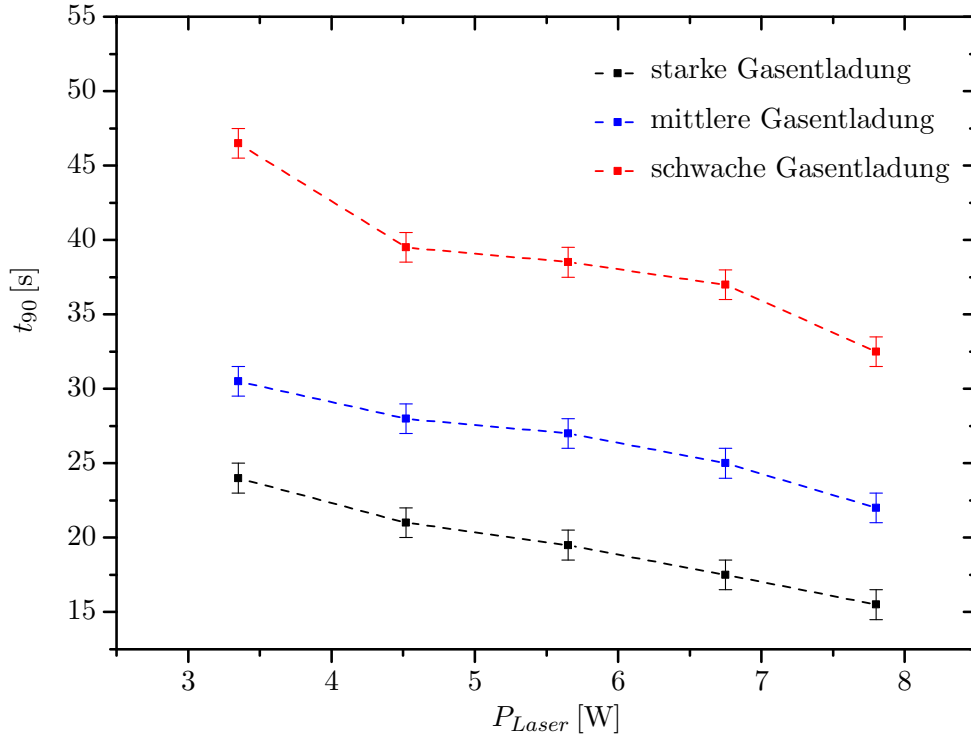


Abbildung 5.6: Aufpolarisationszeit t_{90} in Abhängigkeit von Gasentladungsstärke und Laserleistung P_{Laser} , die in OPV 2 eingestrahlt wird. Die t_{90} -Zeiten sind aus Aufpolarisationskurven abgelesen worden, dies war mit einer Unsicherheit von $\Delta t = \pm 1$ s möglich.

größer werdender Leistung mehr Photonen für den MEOP-Prozess zur Verfügung stehen und dass mit stärker werdender Gasentladung die Metastabilendichte im Gas größer wird und so die Absorption des Pumplichts vergrößert wird. Zwar vergrößern sich auch die Intensität der falschen Zirkularkomponente und die Hellrelaxationsrate, allerdings werden diese Verlustprozesse erst dominierend, wenn die Pumprate durch die zunehmende Ungleichbesetzung der Zeeman-Niveaus auf die Größenordnung der Verlustraten absinkt. Die Verlustraten limitieren also im Wesentlichen die Gleichgewichtspolarisation, für den zeitlichen Polarisationszuwachs zu Beginn des Aufpolarisierens hingegen ist die Absorptionsrate im Gas entscheidend. Höchste Polarisationen werden bei einer schwachen Gasentladung und Pumpleistungen von 4-5 W in den Pumpzellen erreicht, bei diesen Bedingungen ist die Aufpolarisationszeit jedoch um etwa einen Faktor zwei größer, als bei einer starken Gasentladung und gleicher Pumpleistung. Dies ist gleichbedeutend mit einer kleineren Produktionsrate. Da die Apparatur aber sowohl auf Polarisationsgrad, als auch auf Produktionsrate optimiert sein soll, sind eine starke Gasentladung und große Pumpleistungen besser geeignet, als die Parameter, die zu maximaler Gleichgewichtspolarisation führen. Abbildung 5.7 illustriert dies anschaulich. Dargestellt sind drei Aufpolarisationskurven für verschiedene Parameter. Die schwarze Kurve ist die Kurve, bei der die maximale Gleichgewichtspolarisation erreicht wird. Die beiden anderen Kurven entsprechen der Aufpolarisation bei

mittlerer und starker Gasentladung, sowie einer Pumpleistung von $P_{Laser} = 7,8 \text{ W}$ ³⁴ in OPV 1 und OPV 2. Die Gleichgewichtspolarisation ist hier zwar niedriger (siehe auch Abbildung 5.5), dennoch profitiert man insgesamt vom schnelleren Polarisationsgewinn durch die Vergrößerung der Pumprate.

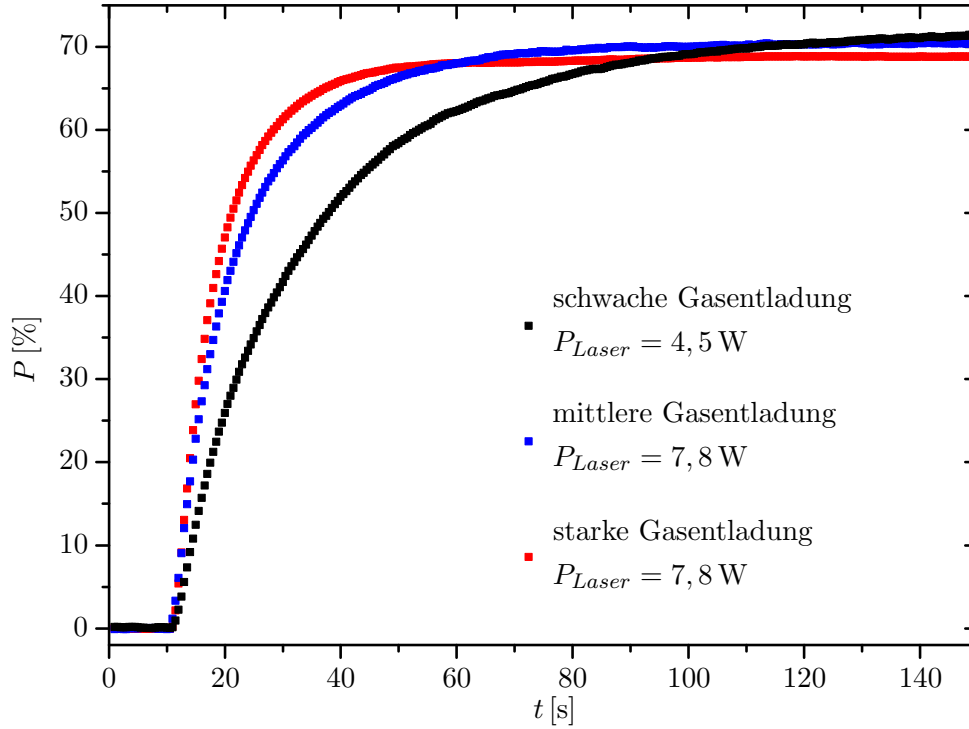


Abbildung 5.7: Vergleich der Aufpolarisationskurve bei schwacher Gasentladung und Pumpleistung von 4,5 W, wo die Gleichgewichtspolarisation maximal wird (schwarz) mit Aufpolarisationskurven bei mittlerer und starker Gasentladung und einer Pumpleistung von 7,8 W (blau und rot).

Gleichgewichtspolarisation für verschiedene Drücke

Ein weiterer freier Parameter ist der Druck, bei dem das ^3He polarisiert wird. Abbildung 5.8 zeigt eine Messung der Gleichgewichtspolarisation bei einer starken Gasentladung. Die dargestellten Werte entsprechen der mittleren Polarisation in OPV 2, in welchem mit einer Pumpleistung von $P = 6,2 \text{ W}$ polarisiert wurde. Gasentladungsstärke und Pumpleistung wurden während der Messung nicht verändert. Ein Maximum der Gleichgewichtspolarisation wird bei einem Druck von $p_{OPV} \approx 0,65 \text{ mbar}$ erreicht. Bei diesem Druck und einer schwachen Gasentladung, sowie einer Pumpleistung von 4,5 W in beiden Teilpumpvolu-

³⁴Die nominelle Maximalleistung des Lasers beträgt 15 W, was bei unserem Aufbau 7,5 W in OPV 1 und OPV 2 bedeutet. Es ist jedoch möglich, bis zu 16,5 W Laserausgangsleistung zu erzielen. Im regulären Betrieb wird der Laser jedoch nicht oberhalb der nominellen Maximalleistung betrieben, um Beschädigungen vorzubeugen. Dies wurde lediglich kurzzeitig für die Messungen in diesem Abschnitt getan.

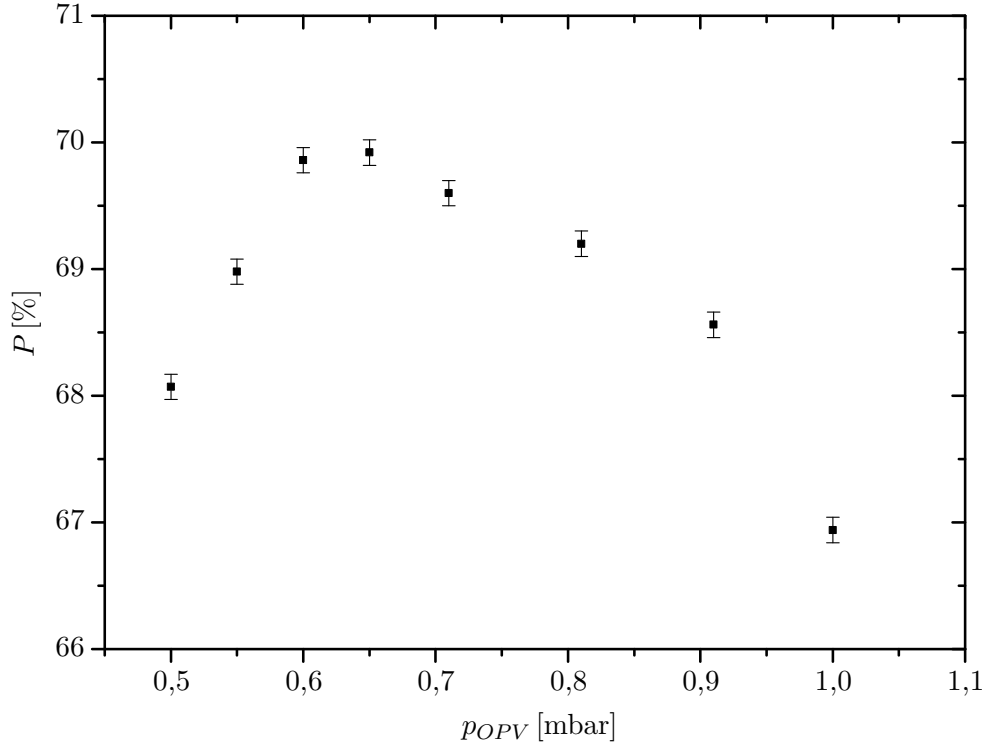


Abbildung 5.8: Messung der Gleichgewichtspolarisation in OPV 2 in Abhängigkeit des Drucks p_{OPV} bei starker Gasentladung und einer Pumpleistung von $P_{Laser} = 6,2 \text{ W}$ in OPV 2. Die Fehler bezeichnen die Unsicherheit der Absolutmessung.

mina konnte eine maximale Kernspinpolarisation von $P_{max} = 72,5 \pm 0,1 \%$ beobachtet werden (siehe auch Abbildung 5.5). Auch bei der Druckabhängigkeit der Gleichgewichtspolarisation gilt jedoch, dass für den laufenden Polarisationsbetrieb auch der Zeitaufwand für das Polarisieren einer bestimmten Gasmenge berücksichtigt werden muss, denn die Produktionsrate an hyperpolarisiertem ^3He ist abhängig vom Druck. Quantitative Angaben über die Produktionsrate in Abhängigkeit von erreichbarer Polarisation werden in Abschnitt 5.1.2 gemacht.

5.1.2 Polarisation im Polarisationszyklusbetrieb

Im Zyklusbetrieb, der eigentlichen Arbeitsweise des Polarisators, strömt das im Pumpvolumen befindliche Gas nach einer gewissen Zeit in den Kompressor, um in die Pufferzelle komprimiert zu werden. Aus diesem Grund wird in diesem Betriebsmodus bei typischen Zykluszeiten von $15 \dots 22,5 \text{ s}$ die Gleichgewichtspolarisation nicht erreicht. Allgemein ist die erzielbare Polarisation von der Verweildauer des Gases im Pumpvolumen abhängig. Aufgrund der Diffusionssperre zwischen beiden Teilpumpvolumina ist diese Verweildauer im Wesentlichen die doppelte Zykluszeit. Um den gesamten Polarisationsprozess effektiv zu gestalten, wurden Kenntnisse aus Messungen genutzt, die im vorigen Abschnitt vorgestellt

wurden. So wird das optische Pumpen bei einer starken Gasentladung und einer Pumpleistung von je 7,5 W in jedem Teilpumpvolumen betrieben. Bei Beobachtung der Polarisation in allen sechs Pumpzellen während des Zyklusbetriebs wird deutlich, wie unpolarisiertes Gas mit jedem neuen Zyklus in die Pumpzellen strömt. Je näher eine Pumpzelle zum Einlassventil positioniert ist, desto mehr Vermischung mit unpolarisiertem Gas findet statt. Abbildung 5.9 zeigt die zeitliche Entwicklung der Polarisation in allen sechs Zellen über mehrere, jeweils 20 s dauernde Zyklen.

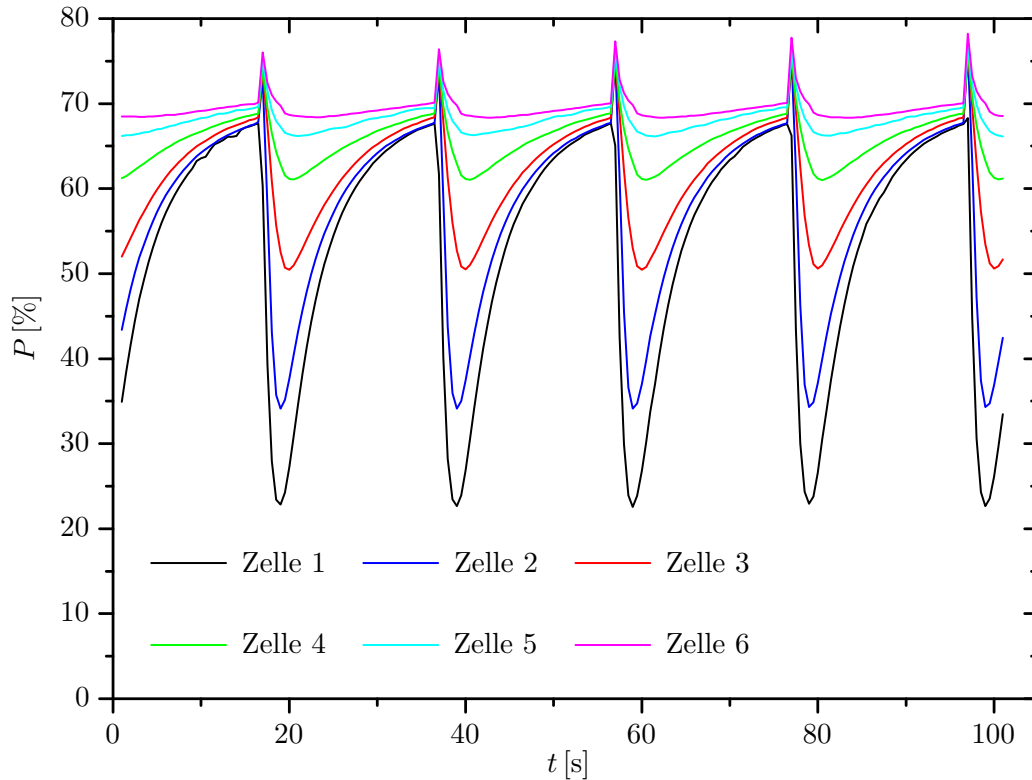


Abbildung 5.9: Zeitliche Entwicklung der Polarisation in allen sechs Zellen während eines 20 s-Zyklusbetriebs bei einem Druck von $p = 0,65$ mbar, einer starken Gasentladung und einer Pumpleistung von 7,5 W in OPV 1 und OPV 2. Bei den Spitzen zum Ende der Zyklen handelt es sich um elektronische Artefakte, die durch eine kurzzeitige Helligkeitsschwankung der Gasentladung entstehen, wenn polarisiertes Gas in den Kompressor strömt und unpolarisiertes Gas aus dem Getter ins Pumpvolumen nachfließt.

Deutlich erkennbar ist der Einbruch der Polarisation durch das Einfließen unpolarisierten Gases in das Pumpvolumen in insbesondere den ersten drei Zellen, die OPV 1 bilden. Auch hinter der Diffusionssperre ist ein ähnlicher Effekt zu beobachten, allerdings ist der Einbruch der Polarisation hier deutlich kleiner, da in diese Zellen zu Beginn eines Zyklus im Wesentlichen bereits vorpolarisiertes Gas fließt. Bei dem kurzzeitigen Anstieg des Signals unmittelbar vor seinem Einbruch handelt es sich um ein elektronisches Artefakt, welches durch eine kurzzeitige Änderung der Gasentladungshelligkeit beim Öffnen von Ein- und

Auslassventil des Pumpvolumens auftritt. Als Polarisationsgrad wird im Folgenden das arithmetische Mittel der Einzelpolarisationen aus Zellen 4, 5 und 6 bezeichnet, da es sich beim Inhalt dieser Zellen im Wesentlichen um das Gas handelt, welches am Ende eines jeden Zyklus in den Kompressor strömt.

Leistungsdaten

Bei den Leistungsdaten des kompakten Polarisators handelt es sich um den erreichbaren Polarisationsgrad bei verschiedenen Produktionsraten, wobei Produktionsrate die polarierte Gasmenge pro Zeiteinheit bezeichnet. Die Rate ist von zwei Punkten abhängig.

1. Gasmenge, die mit jedem Kompressorhub in die Pufferzelle komprimiert wird
2. Zeit zwischen zwei Kompressorhüben (Zyklusdauer)

Die mit jedem Hub komprimierte Gasmenge ist proportional zum Gasdruck im Pumpvolumen, wodurch eine Abhängigkeit des erreichbaren Polarisationsgrades von der Produktionsrate entsteht. So führt eine Vergrößerung des Drucks im Pumpvolumen zu einer Erhöhung der Produktionsrate, gleichzeitig aber zu einem niedrigeren Polarisationsgrad (vgl. Abbildung 5.8). Auch ein Verändern der Zyklusdauer führt zu einer Änderung des Polarisationsgrades, da von dieser Zeit die Dauer abhängt, die das ^3He optisch gepumpt wird. Das Verhalten des Polarisationsgrades in Abhängigkeit dieser beiden Parameter ist in

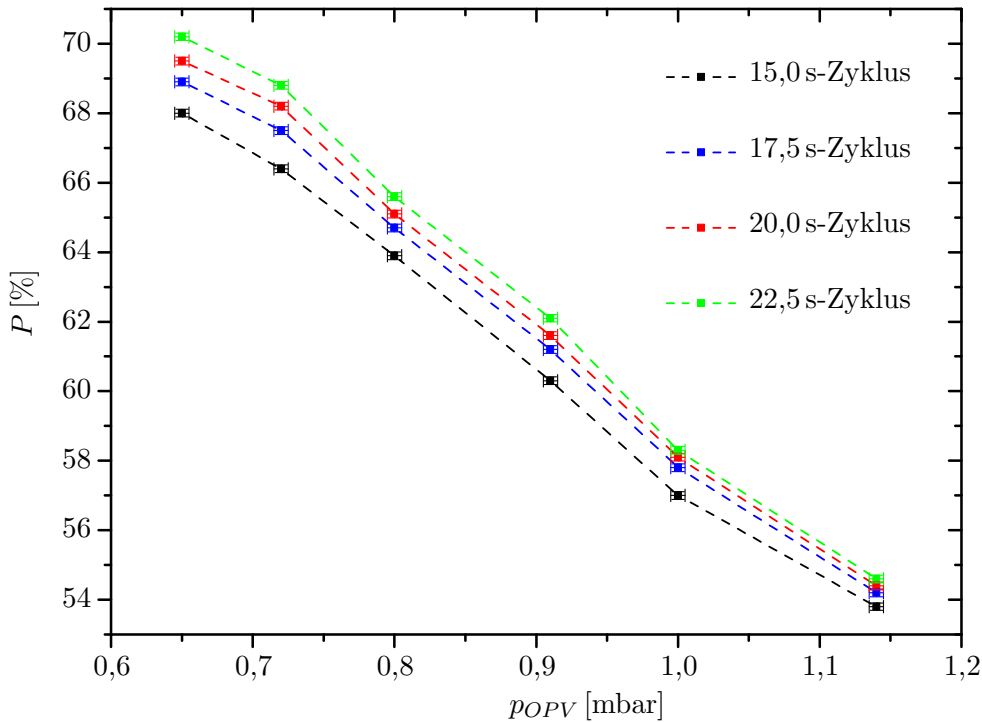


Abbildung 5.10: Erreichbare Polarisation bei verschiedenen Zykluszeiten und OPV-Drücken. Die Unsicherheiten entsprechen den Messfehlern von Polarisation und Druck.

Abbildung 5.10 dargestellt. Wie aufgrund der in Abschnitt 5.1.1 vorgestellten Messungen erwartet, ist bei niedrigem Druck und längster Zyklusdauer die erreichbare Polarisation am höchsten. Die eingezeichneten Unsicherheiten der Polarisation stammen aus der Genauigkeit des optischen Polarisationsnachweises, die Druckunsicherheit aus Schwankungen des Drucks über mehrere Polarisationszyklen.

Um die Produktionsrate zu bestimmen, wurde für die verschiedenen Drücke und Zykluszeiten eine Gasmenge von $1 \text{ bar} \cdot \ell$ polarisiert. Aus der benötigten Dauer lassen sich die Raten dann berechnen. Abbildung 5.11 zeigt die so bestimmten Produktionsraten in Abhängigkeit der erreichten Polarisation. Bei den dargestellten Produktionsraten handelt

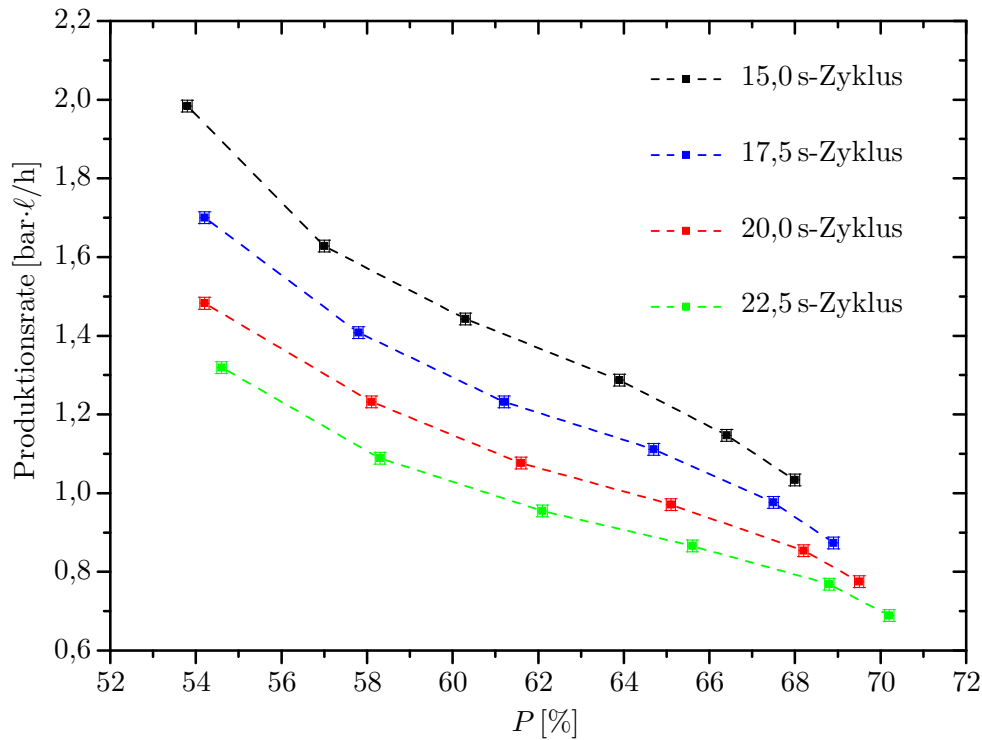


Abbildung 5.11: Produktionsrate des kompakten Polarisators in Abhängigkeit von Polarisationsgrad und Zyklusdauer.

es sich um die mittleren Produktionsraten für die Polarisierung einer Gasmenge von $1 \text{ bar} \cdot \ell$. Genau genommen ist die Produktionsrate nämlich zeitlich nicht konstant. Vielmehr hängt sie vom Druck in der Pufferzelle p_{PZ} ab, der zum jeweiligen Zeitpunkt herrscht. Dies wird klar, wenn man die Produktionsrate auf der Zeitskala der Zykluszeit betrachtet. Hier lässt sich die Rate definieren als die Gasmenge, die pro Zyklus in die Pufferzelle komprimiert wird. Diese Gasmenge ist wegen des Totvolumens V_T im Kompressor nicht konstant. Vom Gas, welches jeden Zyklus aus dem Pumpvolumen in den Kompressor strömt, bleibt nämlich immer die Gasmenge $V_T \cdot p_{PZ}$ im Totvolumen zurück. Mit steigendem p_{PZ} verbleibt daher immer mehr Gas im Kompressor. Entsprechend weniger Gas gelangt pro Zyklus in die Pufferzelle (siehe auch Abbildung 4.24). Dieser Effekt wirkt sich auch auf

die mittleren Produktionsraten aus, die sich ebenfalls mit wachsender Gasmenge in der Pufferzelle verkleinern. Füllt man also statt einer Gasmenge von $1\text{ bar}\cdot\ell$ eine größere Menge in die Pufferzelle, so verringert sich die mittlere Produktionsrate. In Tabelle 5.1 sind die Faktoren angeführt, um die sich die mittleren Raten verkleinern, wenn dies geschieht. Für

	relative Änderung der Produktionsrate für verschiedene p_{OPV}					
Gasmenge	0,65 mbar	0,72 mbar	0,80 mbar	0,91 mbar	1,00 mbar	1,14 mbar
$1,0\text{ bar}\cdot\ell$	1	1	1	1	1	1
$1,5\text{ bar}\cdot\ell$	0,96	0,97	0,98	0,98	0,99	0,99
$2,0\text{ bar}\cdot\ell$	0,92	0,93	0,95	0,96	0,97	0,98
$2,5\text{ bar}\cdot\ell$	0,86	0,87	0,90	0,93	0,94	0,95
$3,0\text{ bar}\cdot\ell$	0,81	0,82	0,86	0,90	0,91	0,92

Tabelle 5.1: Gemessene relative Änderung der mittleren Produktionsrate mit Vergrößerung der in die Pufferzelle komprimierten Gasmenge im Vergleich zur Rate für die Polarisierung von einer Gasmenge von $1\text{ bar}\cdot\ell$.

medizinische Anwendungen liegt die typischerweise polarisierte Gasmenge bei $3\text{ bar}\cdot\ell$. Um eine hohe Produktionsrate zu erzielen ist es daher sinnvoll, diese Gasmenge nicht an einem Stück zu polarisieren. Stattdessen hat man beispielsweise die Möglichkeit, die Pufferzelle nur mit einer Gasmenge von $1\text{ bar}\cdot\ell$ zu befüllen. Das Gas kann im Anschluss in die Transportzelle komprimiert werden und das Polarisieren dann mit einer nun wiederum leeren Pufferzelle fortgesetzt werden. Weitere Gründe, die für ein solches Vorgehen sprechen, liegen in Polarisationsverlusten, die das Gas während des Komprimierens und Verweilens in der Pufferzelle erfährt. Diese Effekte werden im nächsten Abschnitt betrachtet.

5.2 Polarisationsverluste

Die in den Abbildungen 5.10 und 5.11 dargestellten Werte für die Polarisation entsprechen noch nicht den dem Benutzer zur Verfügung stehenden Polarisationsgraden. Mit Hilfe des optischen Polarisationsnachweises lässt sich nämlich nur die Polarisation des Gases im optischen Pumpvolumen bestimmen. Es kann jedoch keine Aussage über die Polarisation gemacht werden, sobald das Gas die Pumpzellen verlassen hat. Im Rahmen dieses Abschnitts werden Messungen zu Polarisationsverlusten vorgestellt, die sowohl beim Komprimieren des Gases in die Pufferzelle, als auch beim weiteren Komprimieren von der Pufferzelle in die Transportzelle auftreten. Um die Polarisation des Gases, welches sich nicht mehr im Pumpvolumen befindet zu bestimmen, wurden sogenannte Rückführungsmessungen durchgeführt, bei denen ^3He aus Kompressor, Pufferzelle oder Transportzelle in das zuvor evakuierte Pumpvolumen zurückgeführt wird. Hierbei muss dafür Sorge getragen werden, dass nach der Rückführung ein Druck im Pumpvolumen herrscht, bei dem die Gasentla-

dung zündet, die für die Polarisationsbestimmung nötig ist. Ist dies geschehen, so kann die Polarisation des Gases mit Hilfe des OPN bestimmt werden. Der Vergleich so erhaltener Polarisationswerte untereinander oder mit der beim optischen Pumpen erreichten Polarisation ist immer eine Relativmessung. Relative Polarisationsverluste lassen sich also direkt ablesen.

5.2.1 Charakterisierung der Relaxationseigenschaften von Kompressorrohr und Pufferzelle im kompakten Polarisator

Um abschätzen zu können, wie viel Polarisation durch den Aufenthalt des Gases im Kompressorrohr zerfällt, wurde zunächst die Relaxationszeit des Kompressorrohres T_1^{Komp} bestimmt. Hierzu wurde ^3He zuerst im normalen Zyklusbetrieb polarisiert und in die Pufferzelle komprimiert. Nachdem eine ausreichende Menge Gas polarisiert worden war, ließ man das Gas aus der Pufferzelle wieder in den Kompressor strömen, dessen Kolben am hinteren Anschlag stand. Das Kompressordruckvolumen beträgt in diesem Fall etwa $7,8\ell$. Der Druck in diesem Volumen lag zu Beginn der Messung bei $p = 25\text{ mbar}$. Im Anschluss wurde das Ventil zwischen Kompressor und Pumpvolumen kurz geöffnet, so dass das zuvor evakuierte Pumpvolumen mit etwa $1\text{ mbar } ^3\text{He}$ gefüllt wurde. Da das Pumpvolumen bei dieser Messung etwa das doppelte Volumen des Kompressors besaß, bedeutete dies einen Druckabfall im Kompressor um etwa 2 mbar . Nachdem die Polarisation des Gases im Pumpvolumen bestimmt war, wurde das Pumpvolumen evakuiert. In Abständen von 30 Minuten wurde dieses Prozedere vier mal wiederholt. Auf diese Art und Weise konnte die Relaxationszeit des Kompressorrohres zu $T_1^{Komp} = 2580 \pm 230\text{ s}$ bestimmt werden. Diese Relaxationszeit ist vom Term der Wandrelaxation dominiert, da die Gradientenrelaxation mit relativen Feldgradienten im Inneren des geschirmten Solenoiden von $G_r \approx 5 \cdot 10^{-5}\text{ cm}^{-1}$ (siehe Abschnitt 4.5.2) mit einer Zeitkonstanten von $T_1^{Grad} = \mathcal{O}(1000\text{ h})$ keine Rolle spielt³⁵. Zu beachten ist, dass die Wandrelaxationszeit proportional zum Verhältnis von Kompressordruckvolumen zu Kompressoroberfläche ist (siehe Gleichung 2.33). Bewegt sich der Kolben zum Kompressorkopf, so ändert sich dieses Verhältnis und damit die Relaxationszeit. So gilt am hinteren Endanschlag $V/A \approx 3,08$, am vorderen Endanschlag ist wegen des Totvolumens von etwa 3 cm^3 $V/A \approx 0,01$. Unter der Annahme, dass die spezifische Wandrelaxation η sich nicht ändert, lässt sich die Relaxationszeit des Kompressors am vorderen Endanschlag mit $T_1^{Komp} \approx 8\text{ s}$ abschätzen.

Mit dem selben Prinzip wurde die Relaxationszeit der Pufferzelle bestimmt. Hierzu wurde diese Zelle mit einem Druck von 100 mbar befüllt. Nach Beendigung des Füllprozesses wurde das evakuierte Pumpvolumen mit etwa 1 mbar Gas aus der Pufferzelle befüllt, um

³⁵Zwischen der Nahme des ersten und zweiten Messwerts betrug der Druck im Kompressor $23\text{ mbar} \Rightarrow T_1^{Grad} \approx 1300\text{ h}$, zwischen dem vierten und fünften Messwert betrug der Druck $15\text{ mbar} \Rightarrow T_1^{Grad} \approx 900\text{ h}$.

die Polarisation des Gases in dieser Zelle zu bestimmen. Dies wurde in Abständen mehrerer Stunden fünf mal wiederholt. Am Ende betrug der Druck in der Pufferzelle noch etwa 85 mbar. Die Gradientenrelaxation spielt also auch hier keine Rolle. Als Gesamtrelaxationszeit ergibt sich für die Zelle eine Zeit von $T_1^{PZ} = 83500 \pm 1800$ s. Auch diese Relaxationszeit ist wie beim Kompressor durch die Wandrelaxation dominiert.

5.2.2 Polarisationsverlust bei der Gaskompression aus dem Pumpvolumen in die Pufferzelle

Die Polarisationsverluste beim Komprimieren des Gases in die Pufferzelle setzen sich aus folgenden Quellen zusammen:

1. Wandrelaxation im Kompressor

Sobald das polarisierte ^3He in den Kompressor gelangt und nicht mehr optisch gepumpt wird, beginnt die Polarisation durch Relaxationsprozesse zu zerfallen. Im Wesentlichen ist hierfür die Wandrelaxation im Kompressorrohr verantwortlich. Zu Beginn liegt die Relaxationszeit zwar bei etwa 2600 s, wenn sich der Kolben allerdings in Richtung des Kompressorkopfes bewegt, so wird diese Relaxationszeit kleiner, da sich das Verhältnis von Volumen zu Oberfläche ändert. Erreicht der Kolben den Kompressorkopf, so beträgt die Relaxationszeit gemäß der Abschätzung aus vorigem Abschnitt nur noch etwa 8 s. Wie in Abschnitt 4.5.5 erläutert, öffnet sich das Ventil zur Pufferzelle erst, wenn der Druck im Kompressor größer als der Druck in der Pufferzelle ist. Da in der Pufferzelle Drücke von bis zu mehreren 100 mbar herrschen, und ein Kompressionsschritt mit typischen Drücken von $p \lesssim 1$ mbar beginnt bedeutet dies, dass sich dieses Ventil erst öffnet, wenn der Kolben den Kompressorkopf fast erreicht hat. In Bezug auf die Polarisation ist dies die kritische Phase, da sich das Gas hier im Kompressor mit einer sehr kurzen Wandrelaxationszeit befindet. Eine grobe Abschätzung ergibt, dass das Gas alle 0,1 s während der kritischen Phase etwa 1 % seiner Polarisation durch die Wandrelaxation verliert. Je größer nun der Druck in der Pufferzelle ist, desto später öffnet sich das Ventil zwischen Kompressor und Pufferzelle und desto mehr relaxiert das Gas im Kompressor. Auch hier zeigt sich also, dass es sinnvoll ist, den Druck in der Pufferzelle vergleichsweise moderat zu halten. Neben einer höheren Produktionsrate (siehe Seite 89) erleidet man so kleinere Polarisationsverluste durch die Kompression.

2. Mischung von frisch polarisiertem Gas mit schwach polarisiertem ^3He

Durch das Totvolumen des Kompressors verbleibt am Ende eines Kolbenhubs immer eine gewisse Gasmenge im Kompressor. Dieses Gas wird zwar zum Getter abgeleitet (vgl. Abschnitt 4.5.5), allerdings findet lediglich ein Druckausgleich zwischen dem

Getter und dem Totvolumen statt. Bei einem Getterdruck von 30 bis 50 mbar entspricht dies einer Gasmenge von etwa 0,1 bis 0,15 mbar·ℓ. Da der Kolben insgesamt etwa 5 s lang am Kompressorkopf steht, verringert sich die Polarisation des Gases im Totvolumen durch die Wandrelaxation um größenordnungsmäßig die Hälfte. Dieses, nun schwächer polarisierte Gas, vermischt sich beim nächsten Hub mit frisch polarisiertem Gas aus dem Pumpvolumen und vermindert so die Gesamtpolarisation. Die neu in den Kompressor strömende Gasmenge hängt vom Druck im Pumpvolumen ab. Bei einem Druck von beispielsweise $p_{OPV} = 0,65$ mbar beträgt diese Menge etwa 5 mbar·ℓ, bei einem Druck von $p_{OPV} = 0,9$ mbar strömen etwa 7 mbar·ℓ in den Kompressor. Der relative Polarisationsverlust durch die Mischung mit dem schwach polarisiertem Gas aus dem Totvolumen lässt sich daher je nach Druck im Pumpvolumen mit etwa 1-2 % abschätzen, wobei der Verlust um so größer ist, je kleiner p_{OPV} ist.

Abbildung 5.12 zeigt eine Messung, zum Polarisationstransfer vom Pumpvolumen in die Pufferzelle. Für diese Art von Messungen wurde eine bestimmte Gasmenge (0,4 bar·ℓ bzw.

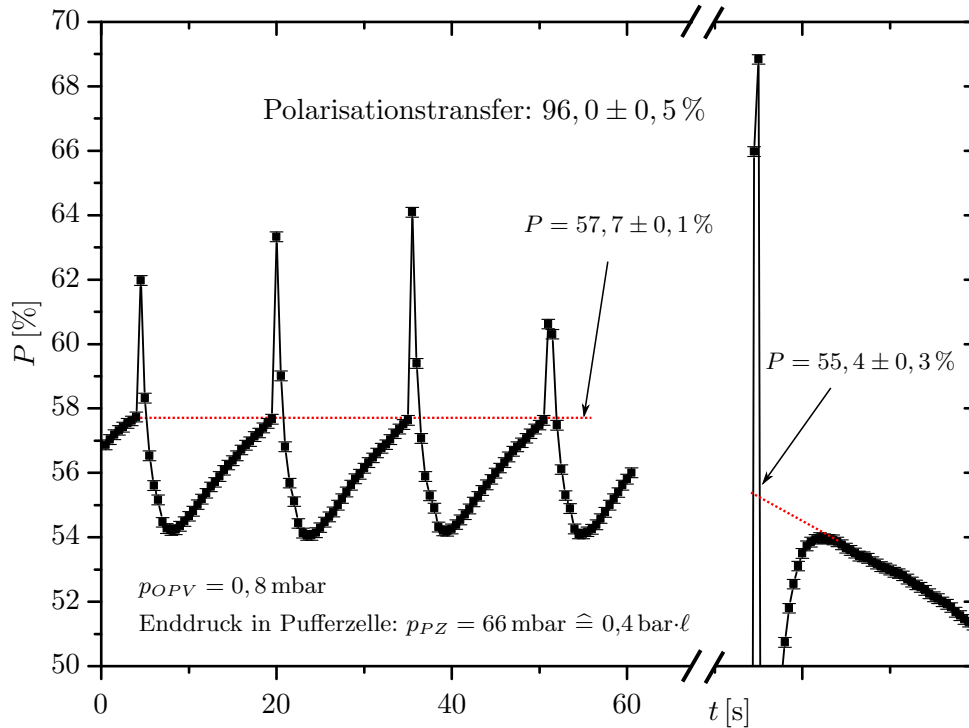


Abbildung 5.12: Bestimmung des Polarisationstransfers vom Pumpvolumen in die Pufferzelle durch Rückführung von Gas in das Pumpvolumen. Beim vor der Rückführungsmessung auftretenden Signal handelt es sich um ein elektronisches Artefakt durch das Zünden der Gasentladung.

66 mbar im Fall der Messung in Abb. 5.12) in der Pufferzelle gesammelt. Nach Beendigung des Polarisierens wurde das Pumpvolumen evakuiert und anschließend etwa 1 mbar ^3He

aus der Pufferzelle zur Polarisationsbestimmung in das OPV geleitet. Ein Vergleich der so gemessenen Polarisation mit der erreichten Polarisation beim optischen Pumpen liefert den Polarisationstransfer.

Der in dieser Messung entstandene Polarisationsverlust setzt sich nicht nur aus den diskutierten Effekten beim Komprimieren des Gases in die Pufferzelle zusammen. Hinzu kommen Relaxationsverluste in der Pufferzelle, die im Wesentlichen durch die Wandrelaxation gegeben sind³⁶. Die Verluste durch die Wandrelaxation sind von der Standzeit des Gases in der Pufferzelle abhängig. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Gasportionen, die mit jedem Hub komprimiert werden, unterschiedlich lange Standzeiten in der Pufferzelle haben. Um die Verluste zu berechnen, muss die Relaxation für jede einzelne Gasportion betrachtet werden und anschließend das arithmetische Mittel gebildet werden. Der Polarisationsverlust $\xi(t)$ ist also gegeben durch

$$\xi(t) = \frac{t}{T_{Zykl}} \cdot \sum_{i=0}^{t/T_{Zykl}} \exp\left(-\frac{i \cdot T_{Zykl}}{T_1^{PZ}}\right) \approx \exp\left(-\frac{t}{2 \cdot T_1^{PZ}}\right) \quad (5.1)$$

mit T_{Zykl} : Zykluszeit, t : Polarisationsdauer

In Näherung gilt also, dass das Gas durchschnittlich die Hälfte der Polarisationsdauer in der Pufferzelle steht und relaxiert. Der zusätzliche relative Polarisationsverlust lässt sich mit Hilfe von Gleichung 5.1 auf etwa 2% für jede Stunde Polarisationsdauer beziffern. Auch hier zeigt sich wiederum, dass es in Bezug auf den Polarisationsgrad nicht sinnvoll ist, die für medizinische Zwecke typische Gasmenge von $3 \text{ bar} \cdot \ell$ an einem Stück zu polarisieren. Einen höheren nutzbaren Polarisationsgrad erhält man, wenn kleinere Gasportionen polarisiert werden, die portionsweise in die Transportzelle gefüllt werden, bis die gewünschte Gasmenge gesammelt ist. Dies gilt, weil die Transportzellen T_1^{Wand} -Zeiten von bis zu 430 h besitzen [Sch06b]. Die Relaxationsverluste sind hier also eine Größenordnung kleiner, als in der Pufferzelle.

Ein weiterer Parameter, von dem die Polarisationsdauer abhängt, ist die Zykluszeit. So bedeutet eine kurze Zykluszeit eine kurze Polarisationsdauer und damit wenig Relaxationsverluste in der Pufferzelle. Die beim optischen Pumpen erreichbare Polarisation vermindert sich allerdings ebenfalls mit kleiner werdender Zykluszeit (vgl. Abbildung 5.10). An dieser Stelle muss also per Messung überprüft werden, welche Zykluszeit in Bezug auf die nutzbare Polarisation günstig ist (siehe Abschnitt 5.2.4).

Der Polarisationstransfer vom Pumpvolumen in die Pufferzelle T_{PZ} ist für alle Drücke und Zykluszeiten, die in diesem Abschnitt verwendet werden, bestimmt worden. Dabei

³⁶Die Gradientenrelaxation spielt keine Rolle: Nach dem ersten Kolbenhub beträgt der Druck in der Pufferzelle $p_{PZ} \approx 1 \text{ mbar}$. Die Gradientenrelaxationszeit beträgt hier mit $G_r \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ bereits etwa 60 h. Einen Zyklus später ist $p_{PZ} \approx 2 \text{ mbar}$. und $T_1^{Grad} \approx 120 \text{ h}$. Dies setzt sich mit jedem Zyklus fort.

wurde wie im Beispiel aus Abbildung 5.12 verfahren. Die Transferwerte sind zudem für verschiedene, in der Pufferzelle gesammelte Gasmengen gemessen worden. Hieraus lassen sich quantitative Informationen gewinnen, welchen Effekt die diskutierte Verringerung der gesammelten Gasmenge von $3 \text{ bar} \cdot \ell$ auf kleinere Werte mit sich bringt. Die Transferwerte T_{PZ} für alle Parameter, sowie für das Sammeln verschiedener Gasmengen sind in Tabelle 5.2 angeführt. Besonders deutlich ist zu erkennen, wie sich die gesammelte Gasmenge auf

$POPV$	Zykluszeit	$1 \text{ bar} \cdot \ell$	$2 \text{ bar} \cdot \ell$	$3 \text{ bar} \cdot \ell$
0,65 mbar	15,0 s	$T_{PZ} = 0,928$	$T_{PZ} = 0,883$	$T_{PZ} = 0,836$
	17,5 s	$T_{PZ} = 0,925$	$T_{PZ} = 0,876$	$T_{PZ} = 0,826$
	20,0 s	$T_{PZ} = 0,921$	$T_{PZ} = 0,870$	$T_{PZ} = 0,816$
	22,5 s	$T_{PZ} = 0,918$	$T_{PZ} = 0,863$	$T_{PZ} = 0,807$
0,72 mbar	15,0 s	$T_{PZ} = 0,934$	$T_{PZ} = 0,901$	$T_{PZ} = 0,867$
	17,5 s	$T_{PZ} = 0,931$	$T_{PZ} = 0,895$	$T_{PZ} = 0,858$
	20,0 s	$T_{PZ} = 0,928$	$T_{PZ} = 0,889$	$T_{PZ} = 0,849$
	22,5 s	$T_{PZ} = 0,925$	$T_{PZ} = 0,883$	$T_{PZ} = 0,840$
0,8 mbar	15,0 s	$T_{PZ} = 0,943$	$T_{PZ} = 0,911$	$T_{PZ} = 0,876$
	17,5 s	$T_{PZ} = 0,941$	$T_{PZ} = 0,906$	$T_{PZ} = 0,868$
	20,0 s	$T_{PZ} = 0,938$	$T_{PZ} = 0,900$	$T_{PZ} = 0,859$
	22,5 s	$T_{PZ} = 0,935$	$T_{PZ} = 0,895$	$T_{PZ} = 0,851$
0,9 mbar	15,0 s	$T_{PZ} = 0,951$	$T_{PZ} = 0,917$	$T_{PZ} = 0,887$
	17,5 s	$T_{PZ} = 0,949$	$T_{PZ} = 0,912$	$T_{PZ} = 0,880$
	20,0 s	$T_{PZ} = 0,946$	$T_{PZ} = 0,907$	$T_{PZ} = 0,873$
	22,5 s	$T_{PZ} = 0,944$	$T_{PZ} = 0,902$	$T_{PZ} = 0,866$
1,00 mbar	15,0 s	$T_{PZ} = 0,960$	$T_{PZ} = 0,930$	$T_{PZ} = 0,905$
	17,5 s	$T_{PZ} = 0,958$	$T_{PZ} = 0,925$	$T_{PZ} = 0,898$
	20,0 s	$T_{PZ} = 0,956$	$T_{PZ} = 0,921$	$T_{PZ} = 0,891$
	22,5 s	$T_{PZ} = 0,954$	$T_{PZ} = 0,916$	$T_{PZ} = 0,884$
1,14 mbar	15,0 s	$T_{PZ} = 0,970$	$T_{PZ} = 0,951$	$T_{PZ} = 0,928$
	17,5 s	$T_{PZ} = 0,968$	$T_{PZ} = 0,947$	$T_{PZ} = 0,921$
	20,0 s	$T_{PZ} = 0,966$	$T_{PZ} = 0,943$	$T_{PZ} = 0,915$
	22,5 s	$T_{PZ} = 0,964$	$T_{PZ} = 0,939$	$T_{PZ} = 0,909$

Tabelle 5.2: Polarisationstransfer beim Komprimieren in Pufferzelle inklusive Relaxation in Pufferzelle. Der Fehler auf die Werte beträgt je $\Delta T_{PZ} = \pm 0,005$.

den Polarisationstransfer auswirkt. So beträgt der relative Unterschied in den Transferwerten zwischen dem Sammeln von $3 \text{ bar} \cdot \ell$ und $1 \text{ bar} \cdot \ell$ bis zu 12 %. Mit Hilfe von Gleichung 5.1 lässt sich die Wandrelaxation in der Pufferzelle aus den Transferwerten herausrechnen. Auf diese Weise lässt sich angeben, wie viel Polarisierung alleine durch den Kompressions-

prozess (siehe Seite 91) zerstört wird. Es zeigt sich dabei, dass die Polarisationsverluste im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von der Zykluszeit sind. Die um die Relaxation in der Pufferzelle korrigierten Transferwerte T_{PZ}^k , sind in Tabelle 5.3 angegeben. Das

p_{OPV}	1 bar· ℓ	2 bar· ℓ	3 bar· ℓ
0,65 mbar	$T_{PZ}^k = 0,948$	$T_{PZ}^k = 0,924$	$T_{PZ}^k = 0,899$
0,72 mbar	$T_{PZ}^k = 0,952$	$T_{PZ}^k = 0,940$	$T_{PZ}^k = 0,924$
0,80 mbar	$T_{PZ}^k = 0,959$	$T_{PZ}^k = 0,944$	$T_{PZ}^k = 0,930$
0,91 mbar	$T_{PZ}^k = 0,966$	$T_{PZ}^k = 0,946$	$T_{PZ}^k = 0,933$
1,00 mbar	$T_{PZ}^k = 0,974$	$T_{PZ}^k = 0,957$	$T_{PZ}^k = 0,948$
1,14 mbar	$T_{PZ}^k = 0,982$	$T_{PZ}^k = 0,975$	$T_{PZ}^k = 0,966$

Tabelle 5.3: Polarisationstransfer beim Komprimieren in Transportzelle. Der Fehler auf die Werte beträgt je $\Delta T_{PZ}^k = \pm 0,005$.

allgemeine Verhalten dieser Werte zeigt, dass der Polarisationstransfer des Kompressors um so kleiner ist, je stärker das Gas verdichtet wird. Die Ursache für dieses Verhalten liegt in der zuvor beschriebenen kritischen Phase des Kompressionsprozesses, in der die Wandrelaxationszeit des Kompressors nur noch in der Größenordnung von wenigen Sekunden liegt. Je stärker das Gas nun komprimiert werden muss, desto näher muss der Kompressorkolben an den Endanschlag fahren, damit sich das Ventil zur Pufferzelle öffnet und dementsprechend länger verbleibt das Gas im Kompressor. Hinzu kommt der diskutierte Polarisationsverlust durch die Mischung mit dem Gas aus dem Totvolumen, der sich um so stärker auswirkt, je weniger Gas mit jedem Zyklus in den Kompressor strömt.

5.2.3 Polarisationsverlust bei der Gaskompression aus der Pufferzelle in die Transportzelle

Um die Polarisationsverluste zu bestimmen, die beim Komprimieren des Gases aus der Pufferzelle in die Transportzelle auftreten, wurde das Gas zunächst in die Transportzelle komprimiert. Nachdem die Transportzelle mit einer Gasmenge von 1 bar· ℓ befüllt worden war, wurde per Rückführungsmessung die Polarisation des Gases in der Transportzelle bestimmt. Im Anschluss wurde das Ventil zwischen Kompressor und Transportzelle geöffnet, so dass das Gas aus der Transportzelle in den Kompressor strömen konnte. Der Kompressorkolben vollführte daraufhin 100 Hube, bei denen das Gas jedes mal in die Transportzelle geschoben wurde und anschließend zurück in den Kompressor strömte. Nach der Vervollständigung der 100 Hube wurde die Polarisation des Gases erneut mittels Rückführungsmessung bestimmt. Im Anschluss wurden erneut 100 Hube gefahren und die Polarisation für nun insgesamt 200 Hube bestimmt. Dieses Prozedere wurde ein weiteres mal wiederholt, um auch einen Wert für 300 Hube zu bestimmen. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.13

dargestellt. Die Messungen zeigen, dass die Polarisationsverluste durch das Komprimieren

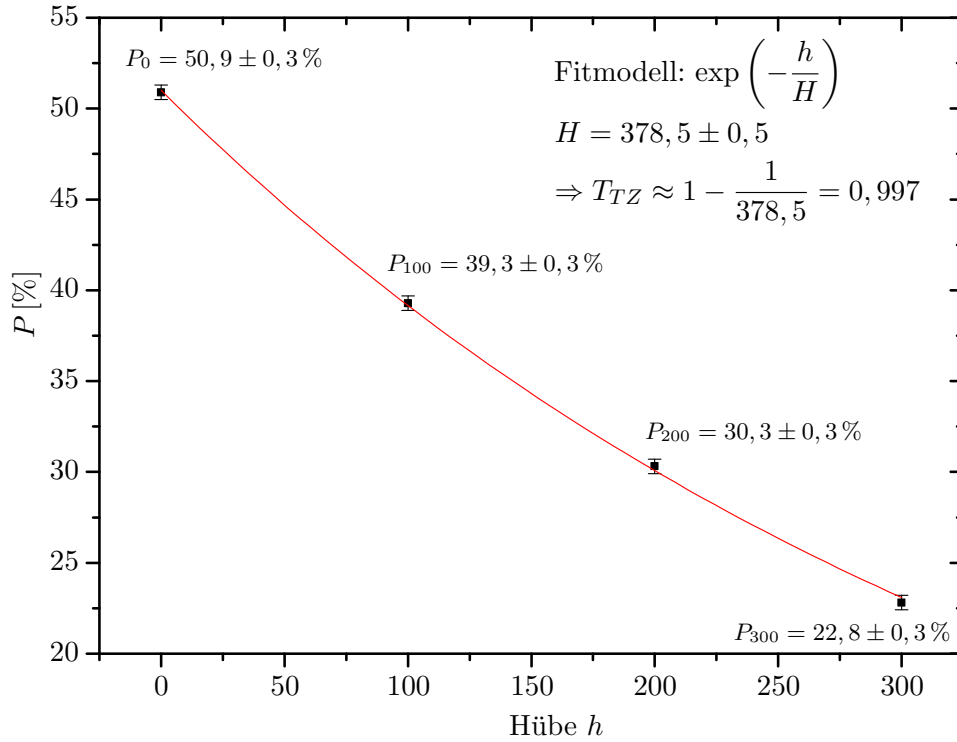


Abbildung 5.13: Bestimmung der Polarisation zu Beginn der Messung (P_0), sowie der Polarisation nach 100, 200 und 300 Hübem ($P_{100-300}$). Aus dem Fit an die Messergebnisse ergibt sich der Polarisationstransfer in die Transportzelle für einen Hub zu $T_{TZ} = 0,997$.

des Gases in die Transportzelle verglichen mit den Verlusten beim Komprimieren in die Pufferzelle sehr klein sind. So beträgt der Polarisationstransfer aus dem Kompressor in die Transportzelle $T_{TZ} = 0,997$. Der Grund für dieses Phänomen ist, dass das Gas im zweiten Kompressionsschritt, also beim Komprimieren aus der Pufferzelle in die Transportzelle, wesentlich weniger als im ersten Schritt verdichtet werden muss. So muss das Gas im ersten Kompressionsschritt von $p \lesssim 1$ mbar auf Drücke von bis zu mehreren 100 mbar, also um mehr als einen Faktor 100 verdichtet werden, während es beim zweiten Schritt von einigen 100 mbar nur noch etwa um einen Faktor 10 auf bis zu 2,7 bar komprimiert wird. Dies bedeutet, dass das ^3He beim zweiten Kompressionsschritt den Kompressor in Richtung Transportzelle bereits verlassen kann, bevor der Kolben in Bezug auf die Wandrelaxationszeit gefährlich nahe an den Kompressorkopf fährt. Dementsprechend erfährt das Gas etwa einen Faktor 10 weniger Relaxationsverluste, als im ersten Kompressionsschritt.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass beinahe sämtliche Polarisationsverluste beim ersten Kompressionsschritt vom Pumpvolumen in die Pufferzelle, und während des Aufenthalts des Gases in der Pufferzelle auftreten.

5.2.4 Nutzbare Polarisation

Die nutzbare Polarisation, also die Polarisation, die dem Nutzer in der Transportzelle zur Verfügung steht, hängt von verschiedenen Parametern ab. Einerseits sollte die Polarisation beim optischen Pumpen möglichst große Werte erreichen, um eine möglichst hohe nutzbare Polarisation zu erhalten. Andererseits müssen die Polarisationsverluste beim Komprimieren des Gases, sowie beim Aufenthalt in der Pufferzelle berücksichtigt werden. Diese Verluste hängen stark davon ab, welche Gasmenge in der Pufferzelle gesammelt wird, bevor das ^3He in die Transportzelle komprimiert wird. So wurde in den Abschnitten 5.1.2 und 5.2.2 bereits diskutiert, dass es sowohl zugunsten einer möglichst hohen Produktionsrate, als auch zugunsten einer möglichst hohen nutzbaren Polarisation sinnvoll ist, eine kleinere Menge als die typischerweise benötigten $3 \text{ bar} \cdot \ell$ in der Pufferzelle zu sammeln. Im Folgenden wird anhand von Messungen gezeigt, welche Polarisation in der Transportzelle bei verschiedenen Parametern zu erreichen ist. Bei den Messungen wurde das Gas wie im regulären Polarisationsbetrieb zunächst in die Pufferzelle komprimiert und nach dem Erreichen der gewünschten Gasmenge in die Transportzelle verdichtet. Im Anschluss wurde das Pumpvolumen evakuiert und die Polarisation in der Transportzelle durch eine Rückführungsmessung bestimmt. Abbildung 5.14 zeigt die erhaltenen Polarisationen in Abhängigkeit des Drucks im Pumpvolumen und der Zykluszeit für eine polarisierte Gasmenge von $1 \text{ bar} \cdot \ell$.

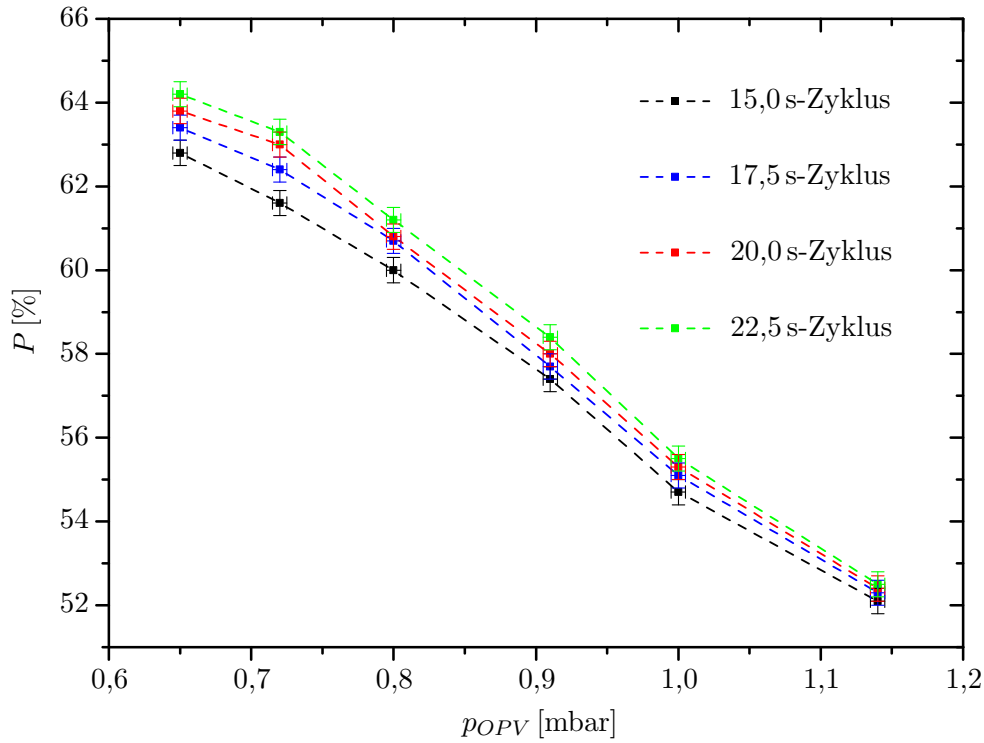


Abbildung 5.14: Erreichbarer Polarisationsgrad in der Transportzelle bei Polarisieren von $1 \text{ bar} \cdot \ell$ ^3He .

Die Messung zeigt, dass die nutzbare Polarisation bei einem 22,5 s-Zyklus und einem Druck von 0,65 mbar am größten ist. Das Verhalten der in der Transportzelle nutzbaren Polarisation entspricht also im Wesentlichen dem Verhalten der Polarisation im Pumpvolumen, welches in Abbildung 5.10 dargestellt ist. Die Polarisationsverluste sind beim Sammeln von $1 \text{ bar} \cdot \ell$ also noch nicht so groß, dass sie den Polarisationsvorteil durch einen niedrigen Druck und einer langen Zykluszeit zunichte machen. Anders stellt sich die Situation dar, wenn eine Gasmenge von $3 \text{ bar} \cdot \ell$ in der Pufferzelle gesammelt wird. Die so nutzbare Polarisation ist für die gleichen Parameter wie in der Messung für $1 \text{ bar} \cdot \ell$ in Abbildung 5.15 dargestellt.

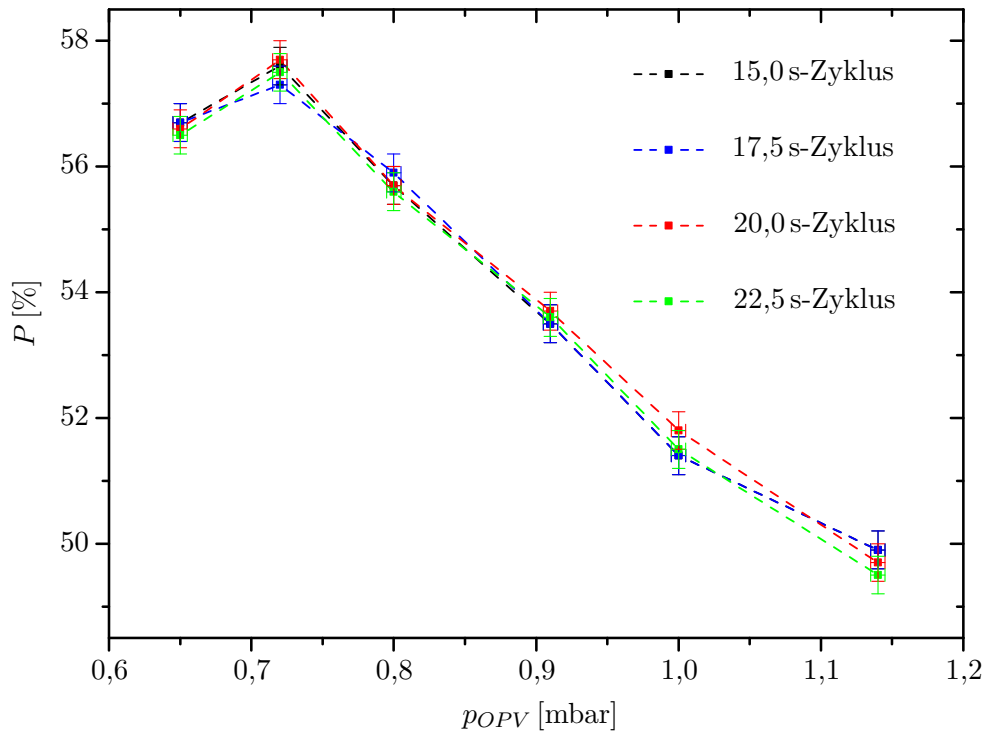


Abbildung 5.15: Erreichbarer Polarisationsgrad in der Transportzelle bei Polarisieren von $3 \text{ bar} \cdot \ell$ ^3He .

Zunächst fällt auf, dass die nutzbare Polarisation hier deutlich kleiner ist, als beim Sammeln von $1 \text{ bar} \cdot \ell$. Dies ist ein Effekt der längeren mittleren Standzeit des Gases in der Pufferzelle und des geringeren Polarisationstransfers des ersten Kompressionsschritts (siehe Tabelle 5.3). Eine weitere Besonderheit ist, dass die Polarisation in diesem Fall nicht bei einem Druck von 0,65 mbar im Pumpvolumen ihren maximalen Wert annimmt. Der Vorteil im Polarisationsgrad beim optischen Pumpen bei $p_{OPV} = 0,65 \text{ mbar}$ gegenüber $p_{OPV} = 0,72 \text{ mbar}$ wird hier durch den geringeren Polarisationstransfer in die Pufferzelle (siehe Tabelle 5.2) überkompensiert. Bemerkenswert ist zudem, dass es hier keine Rolle spielt, mit welcher der vier Zyklusdauern polarisiert wird. Hier wird der Polarisationsvorteil durch eine längere Aufpolarisationszeit durch die längere Standzeit in der Pufferzelle

bei der vergrößerten Zykluszeit in etwa ausgeglichen.

In Abbildung 5.16 ist abschließend dargestellt, welche Polarisation in der Transportzelle in Abhängigkeit der Produktionsrate mit dem neuen Polarisator erreicht werden kann. Die eingezeichneten Datenpunkte entsprechen jeweils den Werten, bei denen die Polarisation für eine Produktionsrate maximal ist. Besonders deutlich ist auch hier nochmals zu erken-

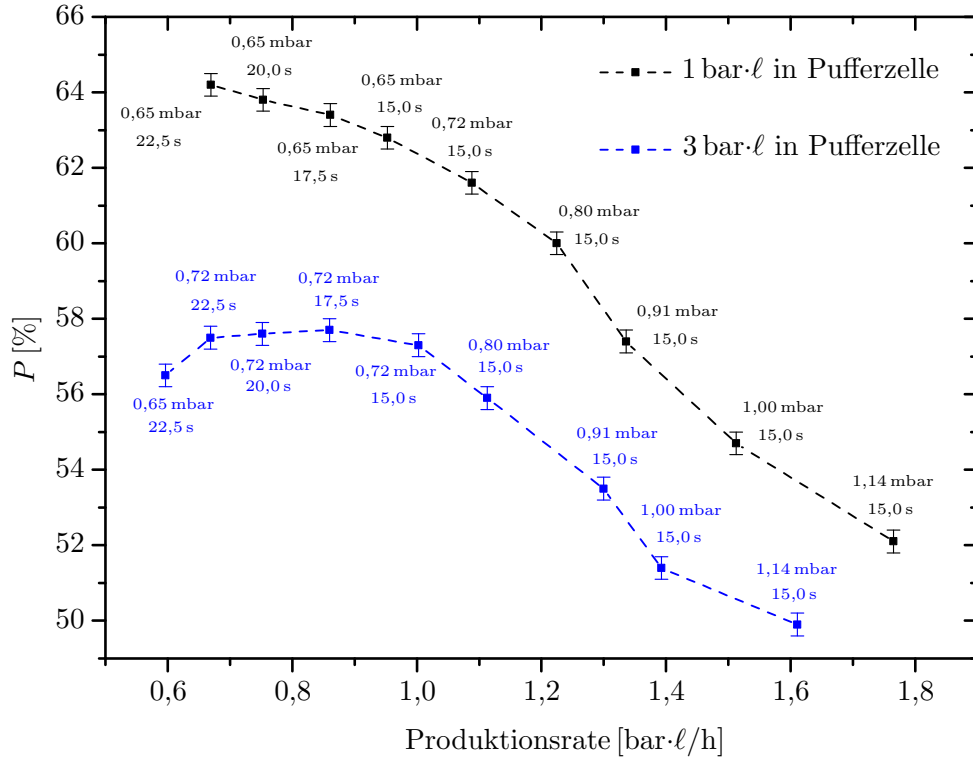


Abbildung 5.16: In Transportzelle nutzbare Polarisation in Abhängigkeit von der Produktionsrate. Die Werte an den Datenpunkten bezeichnen jeweils den Druck und die Zykluszeit, die zum jeweiligen Datenpunkt gehören.

nen, welchen Unterschied in Bezug auf Polarisation und Produktionsrate das Polarisieren von einer Gasmenge von nur 1 bar·ℓ im Vergleich zum Polarisieren von 3 bar·ℓ mit sich bringt.

Fazit

Sammelt man vor dem Füllen der Transportzelle die komplette, für eine typische medizinische Anwendung benötigte Gasmenge von 3 bar·ℓ in der Pufferzelle an, so liegt die maximal nutzbare Polarisation bei $P_{max} = 57,7 \pm 0,3\%$. Die zugehörige Produktionsrate liegt bei etwa 0,9 bar·ℓ/h. Um diesen Polarisationsgrad und die Produktionsrate zu erhöhen ist es angezeigt, eine Gasmenge von beispielsweise 1 bar·ℓ in der Pufferzelle zu sammeln. Das ^3He wird nach dem Erreichen dieser Menge in die Transportzelle komprimiert und der Polarisationsprozess mit der dann wiederum leeren Pufferzelle fortgesetzt. Nach insgesamt

drei solcher Schritte befindet sich ebenfalls die benötigte Gasmenge von $3 \text{ bar} \cdot \ell$ in der Transportzelle. Die Vorteile dieser Methode bezüglich Polarisierung und Produktionsrate wurden in den vorangegangenen Abschnitten diskutiert und in Abbildung 5.16 graphisch dargestellt. So erreicht der neue Polarisator bei den angestrebten Produktionsraten von $0,9 \text{ bar} \cdot \ell/\text{h}$ bis $1,2 \text{ bar} \cdot \ell/\text{h}$ eine Polarisierung in der Transportzelle von $P \geq 60\%$. Typische Bedingungen für das Erreichen dieser Werte sind ein Druck im Pumpvolumen von $p_{OPV} = 0,65 \dots 0,8 \text{ mbar}$ und Zykluszeiten von $T_{Zykl} = 15 \text{ s}$. Auf Kosten der Produktionsrate ist es möglich, die nutzbare Polarisierung durch Vergrößerung der Zyklusdauer noch leicht zu erhöhen. So wurde bei einer Zyklusdauer von $T_{Zykl} = 22,5 \text{ s}$ und einem Druck im Pumpvolumen von $p_{OPV} = 0,65 \text{ mbar}$ eine Polarisierung von $P = 64,2 \pm 0,3\%$ bei einer Produktionsrate von $0,67 \text{ bar} \cdot \ell/\text{h}$ beobachtet.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Hyperpolarisiertes ^3He findet eine Vielzahl von Anwendungen, die sowohl in der medizinischen Bildgebung der Lunge im Rahmen der Magnetresonanztomographie, als auch in der physikalischen Grundlagenforschung liegen. Um insbesondere die medizinische Forschung mit polarisiertem Gas versorgen zu können, wurde Ende der 1990er Jahre am Institut für Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz damit begonnen, eine Polarisationsanlage für die Produktion großer Mengen des kernspinpolarisierten Gases zu entwickeln. Mit diesem Polarisator wurden zahlreiche Studien mit ^3He versorgt. Für den Fall jedoch, dass die medizinische Lungenbildgebung nicht auf Studien beschränkt bleibt, sondern in der medizinischen Praxis zur Anwendung kommt, sind die Mainzer Produktions- und Logistikkapazitäten nicht mehr ausreichend, um die Versorgung sicherzustellen. Für Institutionen mit einem in diesem Fall hohen Gasverbrauch ist es daher nötig und sinnvoll, das Gas direkt vor Ort präparieren zu können. Aus diesem Grund war die Entwicklung einer mobilen, kompakten Polarisationsanlage, die ein Polarisieren des ^3He direkt am Einsatzort ermöglicht, eine naheliegende Herausforderung.

Die kompakte Polarisationsanlage, deren Konzeption und Realisierung in dieser Arbeit vorgestellt wurde, erzeugt die Kernspinpolarisation über einen metastabilen optischen Pumpprozess, bei dem ^3He bei einem Druck von $p = \mathcal{O}(1 \text{ mbar})$ in einem homogenen Magnetfeld von $B = \mathcal{O}(1 \text{ mT})$ polarisiert wird. Damit Produktionsraten von $\mathcal{O}(1 \text{ bar} \cdot \ell/\text{h})$ bei im Vergleich zur bisher bestehenden Apparatur deutlich kleineren räumlichen Dimensionen erreicht werden können, bedurfte es neuer Konzepte bezüglich der Konstruktionsweise. So wird das benötigte homogene, als Quantisierungsachse dienende magnetische Führungsfeld mit Hilfe eines in weichmagnetisches Material eingeschlossenen Solenoiden erzeugt. Diese magnetische Abschirmung homogenisiert das Magnetfeld im gesamten Solenoideninneren, wodurch dessen gesamtes Volumen effizient für den Aufbau des optischen Pumpvolumens, der Gaskompressionseinheit und den Speichervolumina für das polarisierte Gas genutzt werden kann, da die dafür benötigte Feldhomogenität praktisch im gesamten Volumen zur Verfügung steht. Erst dies ermöglicht eine deutliche Kompaktifizierung des bereits beste-

henden Polarisators bei ähnlich hohen Produktionsraten. Außerdem besitzt die Ummantelung des Solenoiden neben dem Homogenisierungseffekt die Eigenschaft, äußere Magnetfelder abzuschirmen. Dies ermöglicht ein Positionieren des Polarisators in Gegenwart von schwachen magnetischen Streufeldern, wie sie beispielsweise durch elektrische Geräte erzeugt werden.

Neu konzipiert wurde zudem die Strahlführung des Lasers für den optischen Pumpprozess. So wird das Pumpen im Gegensatz zur vorherigen Polarisatorversion, bei der zwei 15 W-Faserlaser eingesetzt werden, mit nur einem 15 W-Laser durchgeführt. Dies erfordert eine effiziente Ausnutzung der verfügbaren Leistung. Realisiert wurde eine Strahlführung, bei der das Licht zunächst in zwei Teilstrahlen zerlegt wird, welche dann zu einem Durchmesser von $\varnothing_{Strahl} \approx 35$ mm aufgeweitet werden und jeweils drei der insgesamt sechs optischen Pumpzellen nacheinander durchlaufen. Um die verfügbare Leistung ausreichend effektiv nutzen zu können, wurde jede Oberfläche auf dem Strahlweg speziell beschichtet, um eine möglichst hohe Transmission für das Licht zu erhalten. Auf diese Weise steht ein Großteil der verfügbaren Leistung für das optische Pumpen zur Verfügung.

Um kein Fachpersonal für die Bedienung des kompakten Polarisators zu benötigen, wurde ein Steuerungsprogramm entwickelt, welches den Polarisationsbetrieb weitestgehend automatisch durchführt. Der Nutzer hat lediglich grundlegende Angaben über Parameter wie die gewünschte Gasmenge, den gewünschten Druck im Pumpvolumen oder die Zykluszeit zu tätigen. Verwendete Soft- und Hardware verarbeiten diese Angaben, sowie steuern und überwachen den Polarisationsprozess.

Mit der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Apparatur ist es gelungen, einen mobilen und kompakten Polarisator (Länge ≈ 3 m, Breite $\approx 0,9$ m, Höhe $\approx 1,8$ m) zu realisieren, der bei Produktionsraten in der Größenordnung eines Standardliters pro Stunde eine Polarisation von $P \gtrsim 60\%$ liefert. Damit steht nun ein Polarisator zur Verfügung, der die in situ ^3He -Versorgung von Einrichtungen mit hohem und regelmäßigem Gasverbrauch ermöglicht.

Anhang A

Betriebsanleitung für den kompakten Polarisator

A.1 Das Steuerungsprogramm

Für sämtliche Arbeiten am kompakten Polarisator muss das Steuerungsprogramm *Polarisatorsteuerung_v0.9.6.vi* benutzt werden. Die graphische Oberfläche des Programms ist in mehrere Sektionen unterteilt. Am oberen Rand befinden sich die Felder, mit denen Polarisationsdaten gespeichert werden können. Hierzu ist im entsprechenden Feld ein Dateipfad auszuwählen und die Taste *Polarisationskurve speichern* zu drücken. Die grüne Kontrollleuchte in der Taste leuchtet, wenn Daten gespeichert werden. Ein erneutes Drücken der Taste beendet das Speichern der Daten. Außerdem befindet sich hier die Taste, die das komplette Programm beendet, sowie eine Anzeige, ob der Linearantrieb für den Kompressor bereit ist. Verschiedene Funktionen des Programms können über Reiter angewählt werden.



Abbildung A.1: Oberer Rand der graphischen Oberfläche.

Im Folgenden wird erläutert, was sich auf den einzelnen Oberflächen befindet, die über die Reiter angewählt werden können.

A.1.1 Reiter *Helium polarisieren*

Abbildung A.2 zeigt die Oberfläche, mit der der Polarisationsprozess gesteuert wird. Auf der linken Seite der Oberfläche lassen sich verschiedene Parameter einstellen. Durch

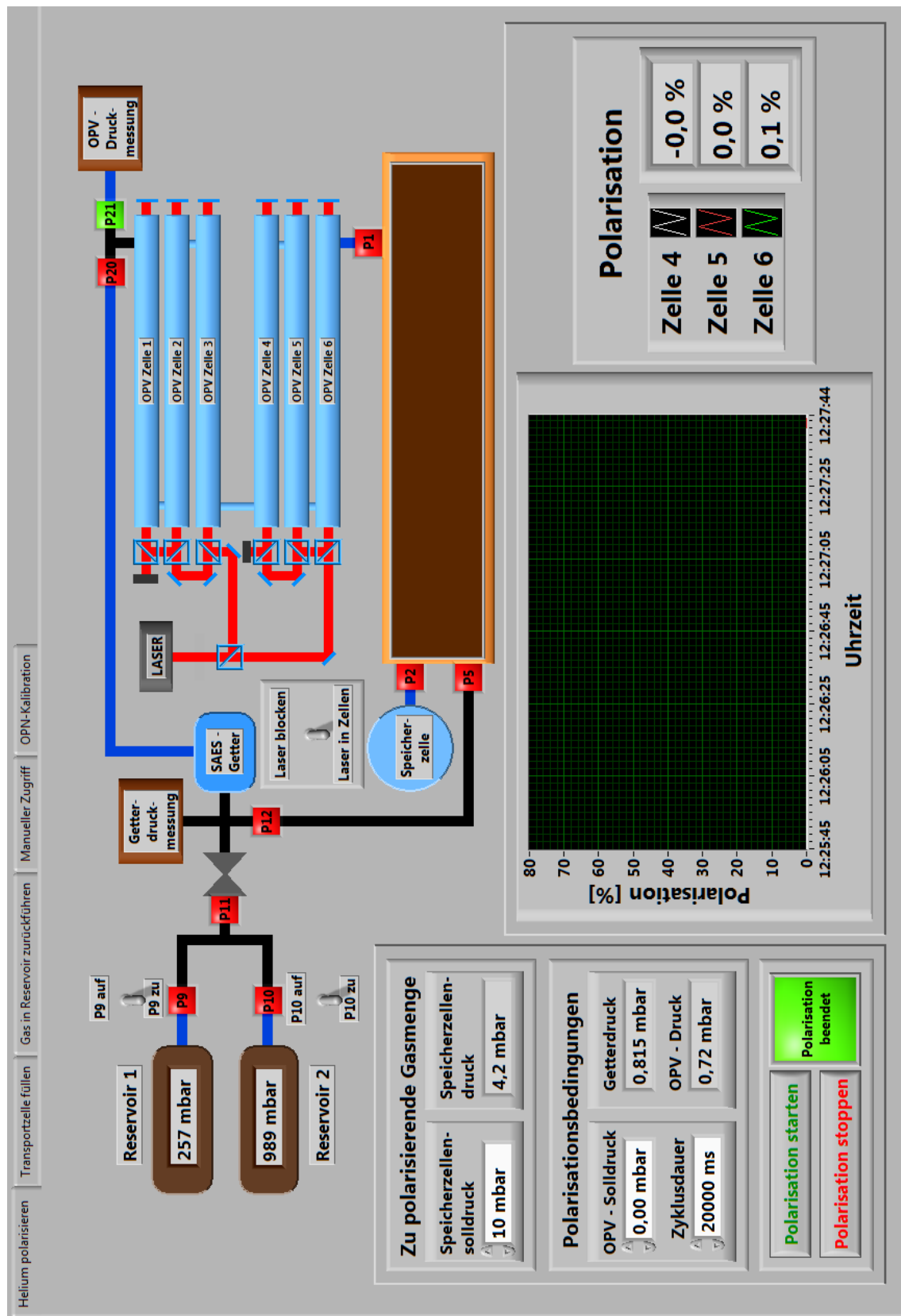


Abbildung A.2: Oberfläche für die Steuerung des Polarisationsprozesses.

Drücken der Taste *Polarisation starten* wird der Polarisationsprozess gestartet. Der Prozess läuft so lange, bis entweder *Polarisation stoppen* gedrückt wird, oder bis in der Puffer- bzw. Speicherzelle der im Feld *Speicherzellensolldruck* angegebene Druck erreicht ist. Zu beachten ist, dass der laufende Zyklus vom Programm stets noch beendet wird, wenn der Prozess manuell gestoppt wird. Eine Kontrollanzeige neben den Tasten zum Starten und Stoppen des Prozesses zeigt an, ob der Prozess läuft, oder ob er beendet ist. Über das Feld *Zykluszeit* lässt sich die Zyklusdauer einstellen, über das Feld *OPV Solldruck* die Gasmenge, die jeden Zyklus in den Getter und anschließend ins Pumpvolumen strömt. Mit Hilfe der Kippschalter an den Reservoirs lassen sich diese öffnen und schließen. Der Kippschalter am Laser kann den Pumpstrahl entweder blocken oder in die Zellen schicken. Unten rechts befindet sich die Polarisationsanzeige. Sie zeigt die Polarisationen in den Zellen 4,5 und 6 an. Dies ist ausreichend, da mit jedem Zyklus im Wesentlichen nur Gas aus diesen Zellen in den Kompressor gesaugt wird.

A.1.2 Reiter *Transportzelle füllen*

Auf der Oberfläche dieses Reiters (siehe Abbildung A.3) lässt sich die Transportzelle mit ^3He befüllen.

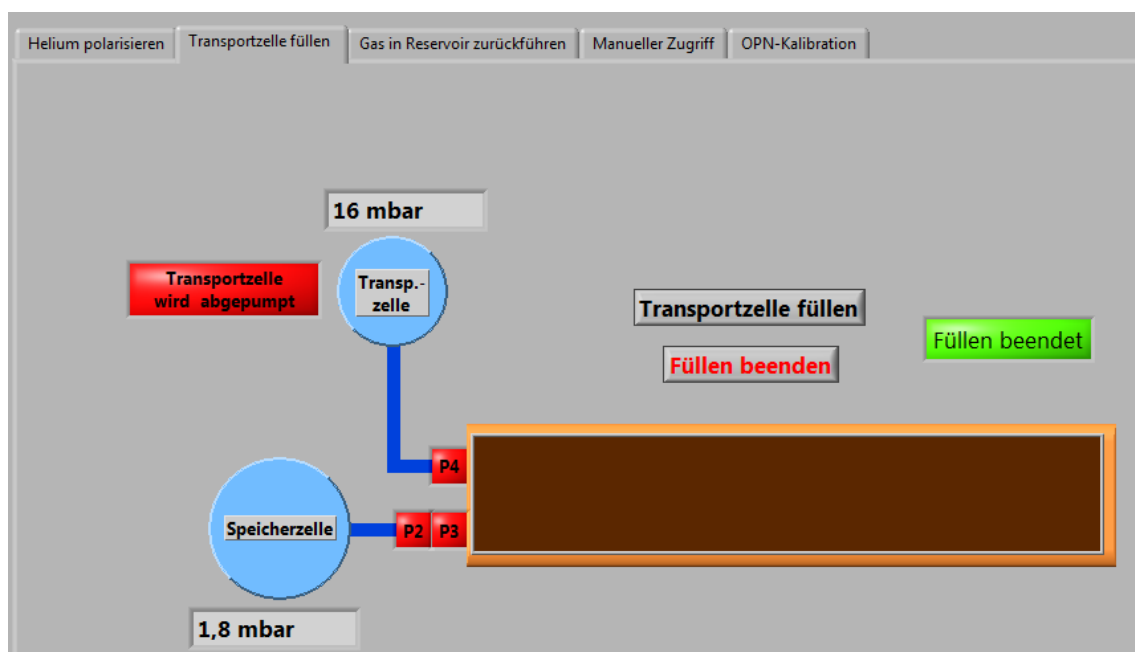


Abbildung A.3: Oberfläche für das Füllen der Transportzelle.

Ein Betätigen des Schalters *Transportzelle füllen* veranlasst das Programm, das Gas aus der Speicherzelle in die Transportzelle zu komprimieren. *Füllen beenden* stoppt das Füllen, wobei der laufende Füllzyklus noch beendet wird. Rechts neben den beiden Schaltern befindet sich eine Kontrollleuchte, die anzeigt, ob der Füllprozess läuft, oder ob er beendet

ist. An der Transportzelle befindet sich eine Kontrollleuchte, die anzeigt, ob die Transportzelle abgepumpt wird. Solange dies der Fall ist, erlaubt das Programm nicht, den Füllprozess zu starten, da in diesem Fall das polarisierte Gas abgepumpt werden würde.

A.1.3 Reiter *Gas in Reservoir zurückführen*

Auf der Oberfläche dieses Reiters (siehe Abbildung A.4) lässt sich ^3He aus einer Transportzelle oder aus der Speicherzelle in die Reservoirs zurückführen.

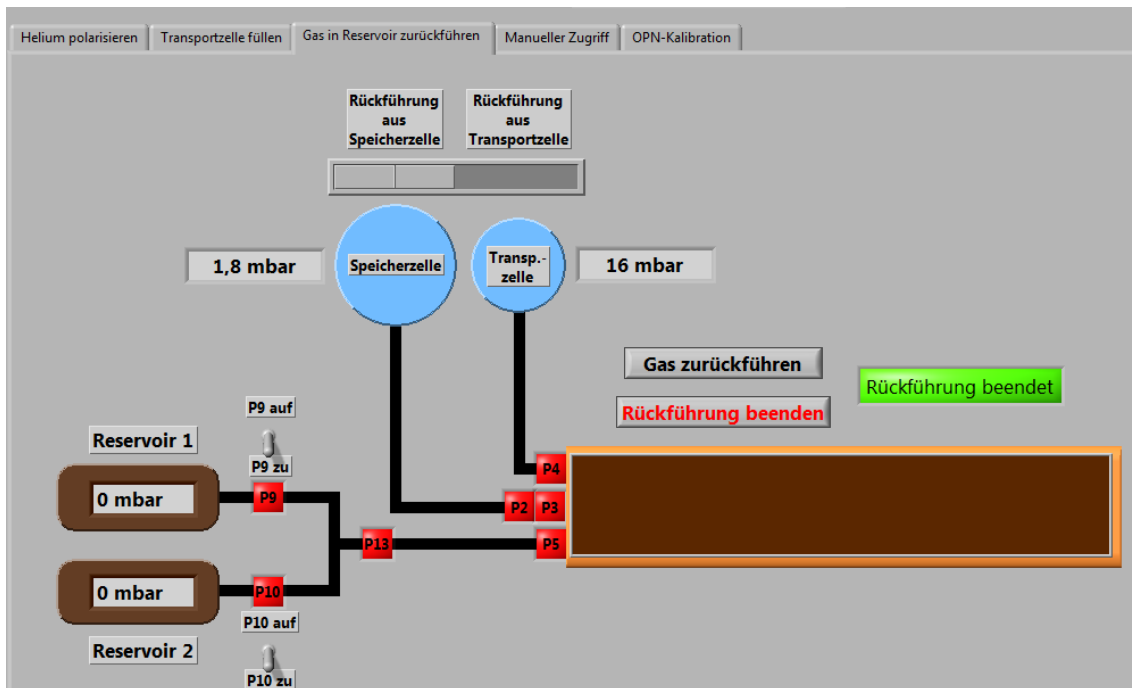


Abbildung A.4: Oberfläche für die Rückführung von ^3He in die Reservoirs.

Über den Schiebeschalter oberhalb der dargestellten Speichervolumina lässt sich einstellen, ob Gas aus der Speicherzelle oder aus der Transportzelle in ein Reservoir zurückgeführt werden soll. Über die Kippschalter an den Reservoirs lässt sich das Reservoir öffnen, in welches das Gas gefüllt werden soll. Der Schalter *Gas zurückführen* startet die Rückführung. Die Rückführung wird entweder automatisch nach 10 Rückführungszyklen oder durch Drücken von *Rückführung beenden* gestoppt. Beim manuellen Beenden der Rückführung wird der aktuell laufende Zyklus noch beendet. Die Kontrollleuchte neben den beiden Tasten zeigt an, ob die Rückführung läuft, oder ob sie beendet ist.

A.1.4 Reiter *Manueller Zugriff*

Auf der Oberfläche dieses Reiters (siehe Abbildung A.5) lässt sich die gesamte Apparatur manuell steuern. Auf der oberen linken Seite befindet sich das Feld *Physikalische Kanäle*. In diesem Feld wird eingestellt, welche OPN-Signale eingelesen werden sollen. Typischerweise

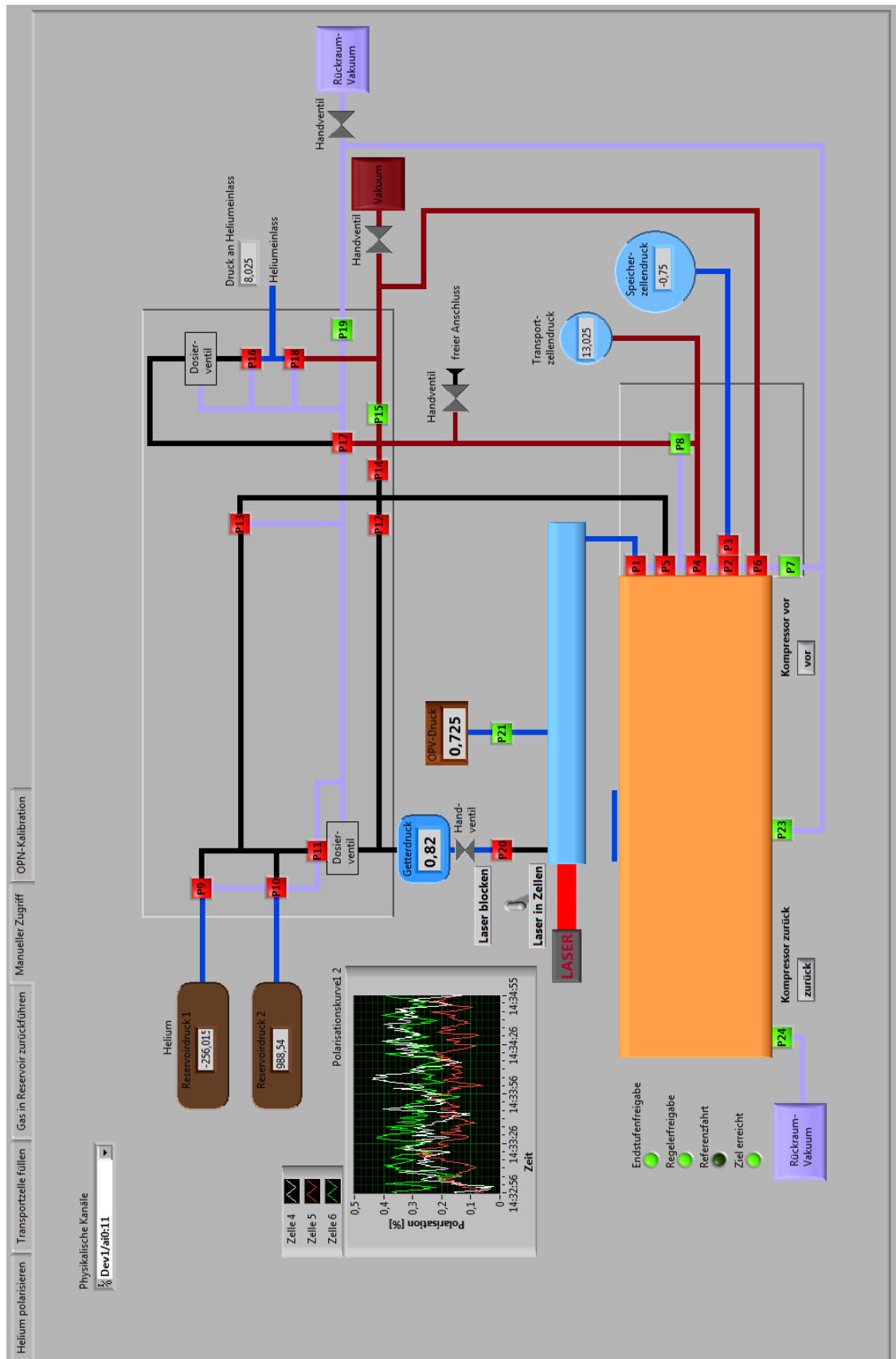


Abbildung A.5: Oberfläche für den manuellen Zugriff auf alle Teile der Apparatur.

ist in diesem Feld *Dev1/ai0:11* eingetragen. Dies bedeutet, dass die analogen Kanäle 0 bis 11 eingelesen werden. Für die Zuordnung der einzelnen Kanäle gilt:

- OPN_{Zelle 1}: Kanäle 0 und 1
- OPN_{Zelle 2}: Kanäle 2 und 3
- OPN_{Zelle 3}: Kanäle 4 und 5 usw.

Unter diesem Feld befindet sich eine Anzeige der Polarisierung in Zellen 4, 5 und 6. Der Kippschalter am Laser dient dazu, den Pumpstrahl zu blocken oder ihn in das Pumpvolumen zu schicken. Der Kompressor lässt sich über die Schalter *vor* und *zurück* unterhalb der Darstellung des orangenen Kompressorrohres vor und zurück bewegen. Die Kontrollleuchten links neben dem Kompressor zeigen den Status des Antriebs an. Im normalen Betrieb müssen alle Leuchten außer *Referenzfahrt* leuchten. Die Referenzfahrt dient dazu, dem Motor Informationen über die Position der beiden Endanschlüsse zu geben. Sie wird beim Start des Programms und bei jedem Reiterwechsel automatisch durchgeführt. Während die Referenzfahrt läuft, wird der Antrieb in entsprechender Anzeige (siehe Abbildung A.1) als nicht bereit angezeigt. Die einzelnen Ventile werden als rotes oder grünes Kästchen angezeigt. Die Farbe rot stellt ein geschlossenes Ventil dar, grün bezeichnet ein geöffnetes Ventil. Durch Drücken auf ein solches Ventil lässt es sich öffnen oder schließen. Diese Funktion gibt es ausschließlich auf diesem Reiter, auf allen anderen Reitern sind die Ventile lediglich Anzeigen. Die Verbindungsleitungen der Apparatur sind farbig dargestellt. Ist eine Leitung rot gefärbt, so bedeutet dies, dass eine Verbindung zur Vakuumpumpe besteht. Blau bedeutet eine Verbindung zu einer Sektion, die ³He führt. Als solche Sektionen gelten Pumpvolumen und Kompressor, die Reservoirs, die Speicherzelle und der ³He-Einlass. Grenzt eine rote Leitung an einem Ventil an eine blaue Leitung (z.B. P18 in Abbildung A.5), so würde ein Öffnen des Ventils zu einem Abpumpen des Heliums führen. In diesem Fall ist zu prüfen, ob sich tatsächlich Helium in dieser Leitung befindet. Ist eine Leitung schwarz eingefärbt, so besteht weder eine Verbindung zu ³He, noch zum Vakuum. Es kann sich aber dennoch Helium in der betreffenden Leitung befinden, daher muss bei Herstellen einer Verbindung mit dem Vakuum Vorsicht walten. Die farbige Anzeige der Leitungen dient lediglich als Orientierung, in welchen Teilen der Apparatur Vakuum herrscht. Die Ventile P7, P10, P23 und P24 verbinden die Rückräume der Ventile und des Kompressors mit Vakuumpumpen. Diese Ventile müssen stets geöffnet sein. Auch hier ist farblich dargestellt, ob eine Verbindung zur Rückraumpumpe besteht, oder nicht.

A.1.5 Reiter *OPN-Kalibration*

Auf der Oberfläche dieses Reiters (siehe Abbildung A.6) lassen sich die OPN-Einheiten kalibrieren.



Abbildung A.6: Oberfläche für die Kalibration der OPN-Einheiten.

Die hierzu nötigen Schalter *Offsets bestimmen* und *Effizienz bestimmen* befinden sich für jede einzelne Nachweiseinheit auf der Bedienoberfläche. Mit Hilfe dieser Tasten lassen sich die einzelnen Nachweiseinheiten kalibrieren (siehe Abschnitt A.3.3).

A.2 Anleitung für das Benutzen der Apparatur

In diesem Abschnitt befinden sich Schritt für Schritt Anleitungen für das Bedienen des Polarisators. Abbildung A.7 zeigt, wo am Polarisator sich die für den normalen Betrieb benötigten Elemente befinden.

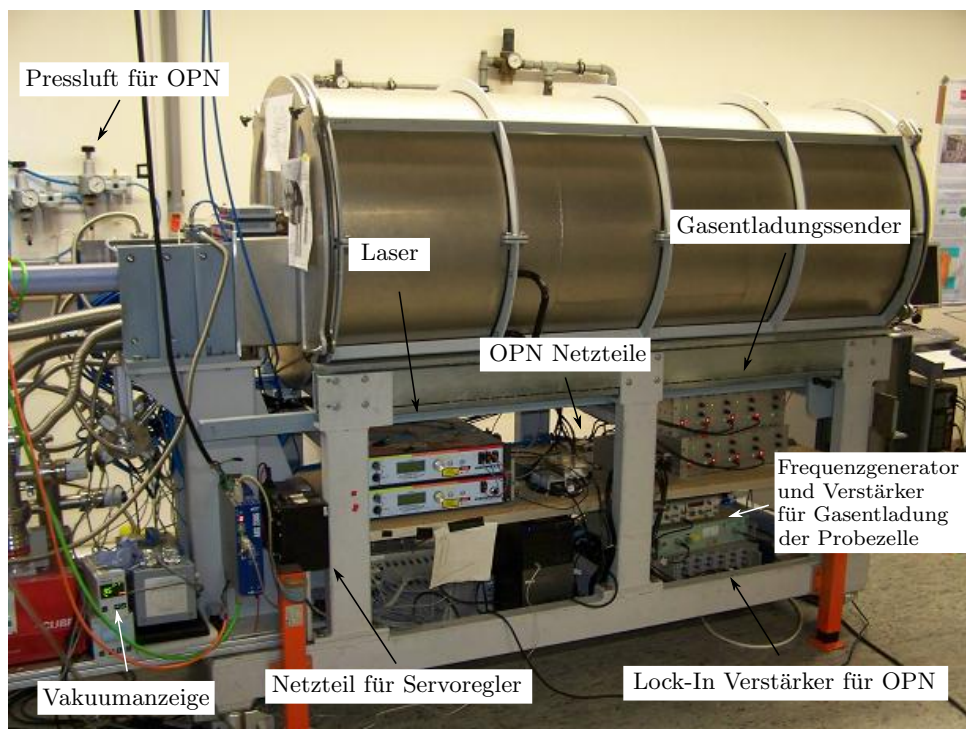


Abbildung A.7: Übersicht über den Polarisator.

A.2.1 Gas polarisieren

Für das Aufpolarisieren von ^3He sind die im Folgenden aufgeführten Schritte zu tätigen. Die Schritte 1, 2 und 3 benötigen bis zu ihrer Beendigung einen Zeitraum von mehreren zehn Minuten (z.B. Aufwärmzeit des Lasers und der Elektronik). Sie können daher parallel und in beliebiger Reihenfolge abgearbeitet werden.

1. Lock-In Verstärker und Spannungsversorgung für OPN-Einheiten einschalten und Geräte einige zehn Minuten aufwärmen lassen.
2. Transportzelle anflanschen.

- Wartungstür öffnen.
 - Leere (!) Transportzelle zentral auf Transportzellenhalterung setzen.
 - Transportzelle durch Betätigen des roten Schalters am Gestell auf der Seite der Wartungstür (siehe Abbildung A.8) vakuumdicht mit Halterung verbinden.
 - Im Steuerungsprogramm den Reiter *Manueller Zugriff* anwählen und das Ventil P8 per Mausklick öffnen.
 - Wird an der Vakuumanzeige am Polarisator nach einigen Minuten ein Druck im niedrigen Bereich von $p = \mathcal{O}(10^{-7} \text{ mbar})$ angezeigt, gehe weiter zum nächsten Punkt. Wird dieser Druckbereich auch nach längerem Warten nicht erreicht, so ist die Transportzelle in der Regel nicht zentral auf die Halterung gesetzt worden. In diesem Fall P8 mit Hilfe des Steuerungsprogramms schließen, die Transportzelle durch erneutes Betätigen des roten Schalters lösen und neu positionieren.
 - Transportzelle öffnen, um sie abzupumpen. WARNUNG: Es muss sichergestellt sein, dass sich kein ^3He in der Transportzelle befindet, da dieses sonst abgepumpt wird. Ist dies nicht sicher, so sind folgende Schritte durchzuführen:
 - P8 auf Reiter *manueller Zugriff* schließen und Druckanzeige der Transportzelle prüfen.
 - Transportzelle öffnen und Druckanzeige im Programm erneut überprüfen.
 - Ist die Zelle leer, so hat sich diese Anzeige nicht geändert. WARNUNG: Die Anzeige zeigt nicht, ob sich ^3He oder andere Gase in der Zelle befinden. Ist nicht sicher, was sich in der Zelle befindet, so ist der Inhalt der Recyclinganlage der Arbeitsgruppe zuzuführen.
 - Ist die Zelle leer, so ist P8 wieder zu öffnen.
 - Befindet sich ^3He in der Zelle, so ist das Gas zurückzuführen (siehe Abschnitt A.2.4)
 - Wartungstür schließen
3. Laser einschalten und auf einen Strom von $I_L = 3000 \dots 3500 \text{ mA}$ stellen und nach 30-60 Minuten die korrekte Wellenlänge einstellen (detaillierte Anleitung in Abschnitt A.3.1).
- Um Beschädigung des Lasers zu vermeiden darauf achten, den Strom maximal in der Größenordnung von einigen 100 mA/s anwachsen zu lassen.
 - Nach 30-60 Minuten Aufwärmzeit ist die korrekte Wellenlänge einzustellen
 - Hierzu ist die Gasentladung der Probezelle unter dem geschirmten Solenoiden zu zünden, die Photodiodenschaltung an diesem Aufbau mit Spannung zu versorgen und deren Ausgangssignal mit einem Oszilloskop zu überwachen.

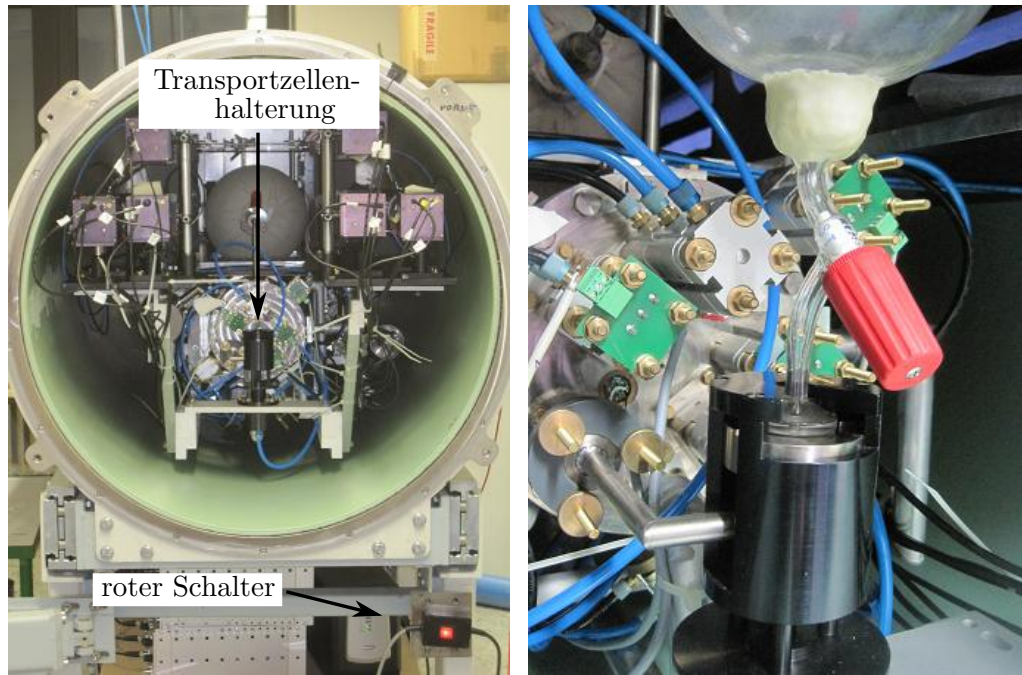


Abbildung A.8: **links:** Position von Transportzellenhalterung und rotem Schalter.
rechts: in Halterung befestigte Transportzelle.

- Mit Hilfe des Tuning-Knopfes am Laser lässt sich die Linie C_8 durch Beobachtung des Oszilloskopsignals einstellen. Es handelt sich um die zweite sichtbare Linie, wenn das Tuning von niedrigen Werten aus gesteigert wird.
 - Im Anschluss Gasentladung und Spannungsversorgung für Probezellenaufbau abschalten.
4. Pressluftversorgung für OPN-Einheiten aufdrehen.
 5. Im Steuerungsprogramm den Reiter *Helium polarisieren* anwählen.
 6. Die gewünschte Gasmenge im Feld *Speicherzellensolldruck* einstellen.
 7. Ventil P_9 oder P_{10} mit entsprechendem Kippschalter per Mausklick öffnen.
 8. Laserstrahl mit entsprechendem Schalter per Mausklick entblocken.
 9. *Polarisation starten* drücken.
 10. Druck im Pumpvolumen mit *OPV-Solldruck* auf gewünschten Wert regulieren.
 11. Das Polarisieren endet entweder automatisch durch Erreichen des Speicherzellensolldrucks oder durch manuelles Drücken des *Polarisation stoppen* Schalters.
 12. Ist kein weiteres Gas mehr zu polarisieren, so ist der Polarisator in den Grundzustand zu versetzen.

- Laserstrahl mit entsprechendem Knopf blocken.
- Ventil *P9* oder *P10* schließen.
- Laser ausschalten, hierbei wiederum den Strom nicht zu schnell herunterdrehen (maximal einige 100 mA/s).
- Lock-In Verstärker und Spannungsversorgung für OPN-Einheiten abschalten.
- Pressluft für OPN-Einheiten abdrehen.

A.2.2 Transportzelle füllen

1. Prüfen, ob Vakuumanzeige am Polarisator einen Druck im oberen 10^{-8} er oder sehr niedrigen 10^{-7} er Bereich anzeigt.
2. Reiter *Manueller Zugriff* anwählen und das Ventil *P8* per Mausklick schließen.
3. Reiter *Transportzelle füllen* anwählen.
4. Auf *Transportzelle füllen* klicken
5. Zum gewünschten Zeitpunkt das Füllen beenden.
6. Warten, bis das Signal *Füllen beendet* aufleuchtet. Dies kann durchaus einige Zeit dauern.
7. Wartungstür öffnen, Transportzelle schließen.
8. Reiter *Manueller Zugriff* anwählen und Ventil *P4* kurz öffnen und wieder schließen.
9. Transportzelle mittels rotem Schalter von Halterung lösen und aus dem Polarisator herausnehmen.
10. Wartungstür schließen.

Hinweis: Prinzipiell lässt sich die Transportzelle auch im Reiter *Manueller Zugriff* füllen. Zunächst muss auch hier *P8* geschlossen werden. Dann sind *P2* und *P3* manuell zu öffnen. Sinkt der Druck in der Speicherzelle nicht mehr, sind *P2* und *P3* wieder zu schließen. Im Anschluss lässt man den Kompressor durch Antippen der Taste *vor* zum Kompressorkopf fahren. Während der Kolben sich bewegt, muss *P4* per Mausklick geöffnet werden. Hat der Kolben den Kompressorkopf erreicht, so ist *P4* zu schließen und der Kolben durch Drücken von *zurück* in die Ausgangsposition zu fahren. Dies ist zu wiederholen, bis der gewünschte Druck in der Transportzelle erreicht ist.

A.2.3 Gas aus Speicherzelle in Reservoir zurückführen

1. Reiter *Gas ins Reservoir zurückführen* anwählen.
2. Gewünschtes Reservoir mit entsprechendem Schalter öffnen.
3. Schiebeschalter auf *Rückführung aus Speicherzelle* stellen.
4. Auf *Gas zurückführen* klicken
5. Der Rückführungsprozess endet entweder automatisch nach 10 Kompressorhüben, oder bei Drücken von *Rückführung beenden*, wobei der zu diesem Zeitpunkt laufende Rückführungszyklus noch beendet wird. Die Dauer, in der Gas aus der Speicherzelle in den Kompressor strömen kann, wächst mit jedem Zyklus an (Öffnungsdauer der entsprechenden Ventile: 3 s, 6 s, 9 s, ...)
6. Reservoir, in welches das Gas zurückgeführt wurde schließen.

Hinweis: Auch hier ist ein manuelles Zurückführen möglich. Hierzu müssen das entsprechende Reservoir, sowie P13 manuell geöffnet werden. Im Anschluss müssen P2 und P3 geöffnet werden, um das Gas aus der Speicherzelle in den Kompressor fließen zu lassen. Ist der Druckausgleich erfolgt, so müssen P2 und P3 geschlossen werden und der Kolben zum Kompressorkopf gefahren werden. Während der Kolbenbewegung muss P5 geöffnet werden. Ist die Kolbenbewegung beendet, so ist P5 zu schließen und der Kompressor zurückzufahren. Dieser Vorgang wird wiederholt, bis die Speicherzelle leer ist. Im Anschluss sind P13 und das geöffnete Reservoir zu schließen.

A.2.4 Gas aus Transportzelle in Reservoir zurückführen

WARNUNG: Es muss sichergestellt sein, dass sich nur ^3He in der Zelle befindet. Ist dies nicht gesichert, so muss der Zelleninhalt der Recyclinganlage der Arbeitsgruppe zugeführt werden.

1. Reiter *manueller Zugriff* anwählen
2. Eine Transportzelle an Polarisator anschließen (siehe Abschnitt A.2.1).
3. P8 durch Mausklick öffnen und warten, bis die Vakuumanzeige am Polarisator einen Druck von $p \lesssim 1 \cdot 10^{-7}$ mbar anzeigt.
4. P8 schließen.
5. Transportzelle öffnen.
6. Reiter *Gas ins Reservoir zurückführen* anwählen.

7. Gewünschtes Reservoir mit entsprechendem Schalter öffnen.
8. Schiebeschalter auf *Rückführung aus Transportzelle* stellen.
9. Auf *Gas zurückführen* klicken
10. Der Rückführungsprozess endet entweder automatisch nach 10 Kompressorhüben, oder bei Drücken von *Rückführung beenden*, wobei der zu diesem Zeitpunkt laufende Rückführungszyklus noch beendet wird. Die Dauer, in der Gas aus der Speicherzelle in den Kompressor strömen kann, wächst mit jedem Zyklus an (Öffnungsdauer der entsprechenden Ventile: 3 s, 6 s, 9 s, ...)
11. Reservoir, in welches das Gas zurückgeführt wurde schließen.

Hinweis: Auch hier ist ein manuelles Rückführen möglich. Dazu wird wie beim manuellen Rückführen in Abschnitt A.2.3 vorgegangen, nur dass anstelle von P2 und P3 das Ventil P4 betätigt wird.

A.2.5 Neues ^3He in die Reservoirs füllen.

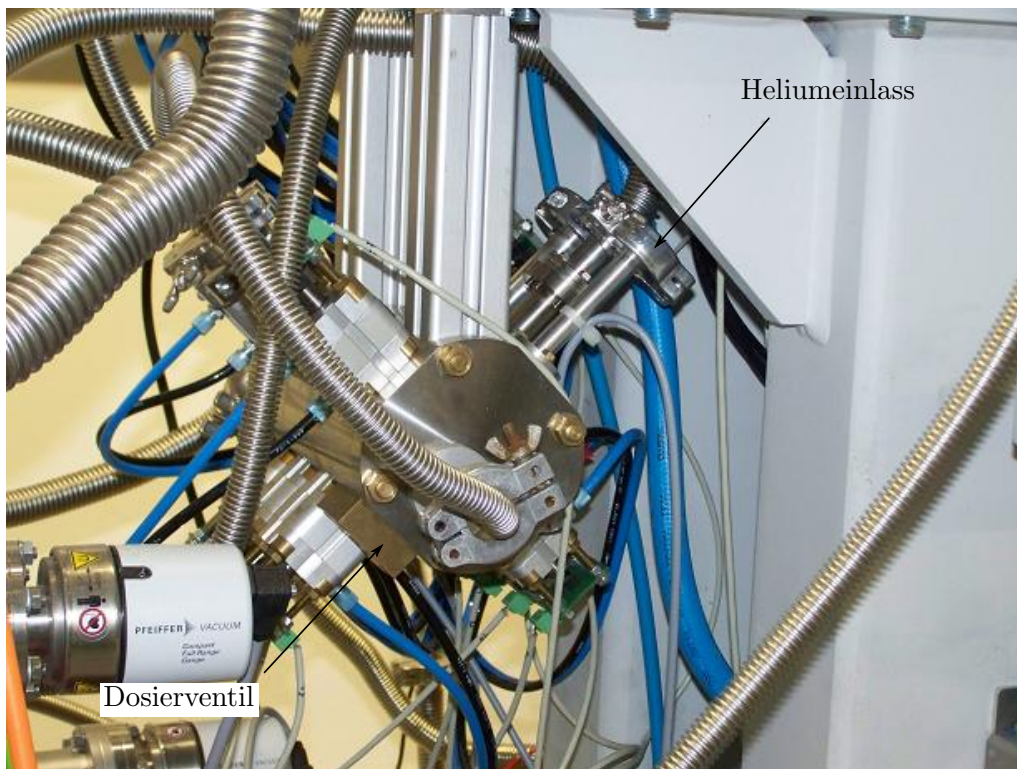


Abbildung A.9: Heliumeinlassflansch und Dosierventil.

1. ^3He -Flasche an entsprechenden Anschluss anschließen (siehe Abbildung A.9)

2. Reiter *manueller Zugriff anwählen*
3. Ventile P15 (normalerweise ohnehin geöffnet), P16, P17 und P18 öffnen und entsprechende Volumina abpumpen (am Besten über Nacht)
4. Prüfen, ob Druckanzeige am Polarisator $p \lesssim 1 \cdot 10^{-7}$ mbar anzeigt. Falls nicht, Verbindung zur ^3He -Flasche überprüfen.
5. P15 und P18 schließen, P13, P14 und gewünschtes Reservoir öffnen.

Hinweis: Anhand der Leitungsfarben kann überprüft werden, ob beim Füllprozess nicht versehentlich ^3He abgepumpt wird. Nach Schließen von P15 und P18 müssen die rot gefärbten Leitungen von der Pumpe aus gesehen an P15 und P18 enden.
6. ^3He -Flasche öffnen.
7. Dosierventil (siehe Abbildung A.9) leicht aufdrehen, um den Fluss ins Reservoir zu regulieren.
8. Druck im Reservoir im Steuerungsprogramm beobachten.
9. Ist der gewünschte Druck erreicht ($p_{\max} \lesssim 0,8$ bar), so ist die ^3He -Flasche zu schließen.
10. Warten, bis Druckanzeige am Heliumeinlass nicht weiter fällt.
11. P13 schließen, P5 öffnen, so dass das Gas in den Leitungen des ^3He -Einlasses in den Kompressor strömt. Dabei den Druck am ^3He -Einlass überprüfen und warten, bis dieser nicht weiter fällt.
12. P5 schließen, P2 öffnen und Kolben zum Kompressorkopf fahren.
13. P2 schließen, Kolben zurückfahren und P5 erneut öffnen und erneut warten, bis Druck am ^3He -Einlass nicht weiter fällt. Dieser Druck sollte nun $p \lesssim 10$ mbar betragen. Falls nicht, fahre mit Punkt 12 fort.
14. P5, P14, P16 und P17 schließen, P15 öffnen, Dosierventil zudrehen.
15. Gas aus Speicherzelle in geöffnetes Reservoir zurückführen (siehe Abschnitt A.2.3)
16. Reservoir, in welches das Gas zurückgeführt wurde schließen.

Hinweis: Punkte 11-16 dienen dazu, das ^3He zu „retten“, welches sich in der Region des Heliumeinlasses befindet und sonst abgepumpt werden würde. Es handelt sich um eine Gasmenge von $\approx 50 - 100 \text{ mbar} \cdot \ell$.

A.3 Weitere Hinweise

A.3.1 Ein- und Ausschalten des Lasers

Abbildung A.10 zeigt das Lasersystem des kompakten Polarisators. Die untere Einheit ist der Masterlaser, die obere Einheit ein Verstärker.

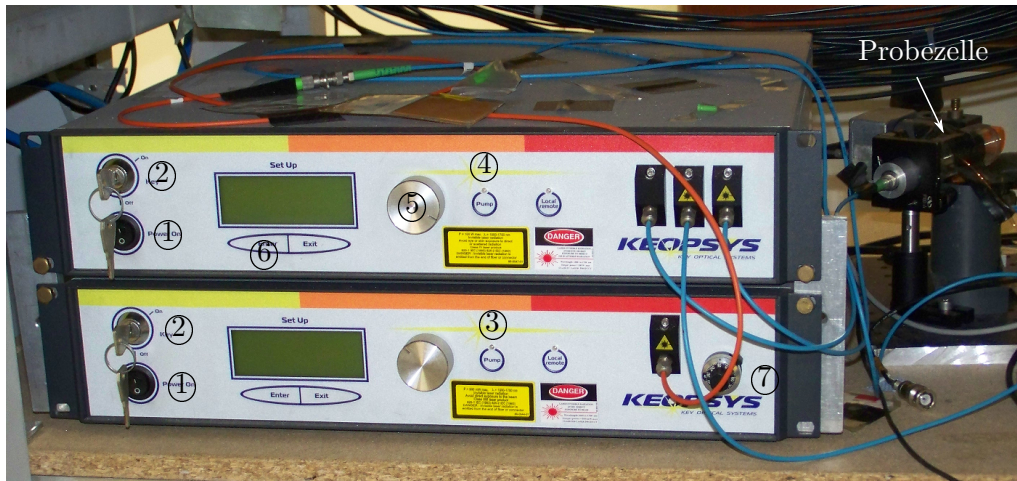


Abbildung A.10: Lasersystem des kompakten Polarisators. Durch Nummern sind die Elemente bezeichnet, die zum Bedienen erforderlich sind.

1. Masterlaser und Verstärker durch Schalten von ① einschalten.
2. Schlüssel ② an beiden Einheiten auf *on* drehen.
3. Masterlaser durch Drücken von ③ aktivieren.
4. Im Display des Verstärkers warten, bis sich die Verstärkung nicht mehr ändert. Die Verstärkung liegt typischerweise zwischen -12 dB_m und -14 dB_m . Wird dieser Wert nicht erreicht, so ist die Faserverbindung zwischen Masterlaser und Verstärker zu überprüfen.
5. Verstärker durch Drücken von ④ aktivieren.
6. Mit ⑤ den Pfeil im Display auf *Laser Diode:* stellen und auf *Enter* (⑥) drücken.
7. Mit ⑤ den Strom langsam (einige 100 mA/s) auf $I_L = 3000 \dots 3500 \text{ mA}$ stellen.
8. Nach 30-60 min die Probezelle zünden, die zugehörige Elektronik in ein Netzteil einstecken und das Ausgangssignal mit Oszilloskop oder Voltmeter auslesen.
9. Mit dem Tuning-Knopf (⑦) langsam die Wellenlänge des Lasers ändern. Die gesuchte Linie (C_8) ist die zweite auftretende Linie, wenn das Tuning von kleinen Werten aus erhöht wird.

10. Probezelle und zugehörige Elektronik abschalten.
11. Zum Ausschalten des Lasers den Pfeil im Display des Verstärkers mit Knopf ⑤ auf *Laser Diode: stellen*, *Enter* (⑥) drücken und den Strom mit ⑤ langsam (einige 100 mA/s) auf 0 mA drehen.
12. Verstärker und Masterlaser durch Drücken von ④ und ③ deaktivieren.
13. Schlüssel ② von Masterlaser und Verstärker auf *off* drehen.
14. Masterlaser und Verstärker mit ① abstellen.

Hinweis: Deaktiviert sich der Verstärker nach einigen Sekunden, so ist zu prüfen, ob der Masterlaser genug Leistung liefert. Hierzu ist im Display der unteren Einheit zu prüfen, ob der Diodenstrom auf einen Wert von 400 mA eingestellt ist. Ist dies nicht der Fall, so muss dieser Strom auf 400 mA gestellt werden. Das Prozedere ist das gleiche, wie beim Ändern des Diodenstroms am Verstärker (siehe z.B. Punkt 11), nur dass die entsprechenden Knöpfe an der unteren Einheit betätigt und das Display der unteren Einheit beobachtet werden müssen. Sind 400 mA eingestellt und das Problem besteht weiterhin, so ist Punkt 4 dieses Abschnitts zu prüfen.

A.3.2 Steuerungsprogramm zurücksetzen, wenn es nicht mehr reagiert

Wird das Steuerungsprogramm unplanmäßig beendet (nicht durch Drücken der Taste *Programm beenden*), so muss die Steuerungshardware zurückgesetzt werden. Hierzu ist der Reset-Knopf an der Moritz II Einheit (siehe Abbildung A.11) gedrückt werden, bevor das Programm neu gestartet wird. Die Moritz II Einheit befindet sich im Polarisatorgestell.

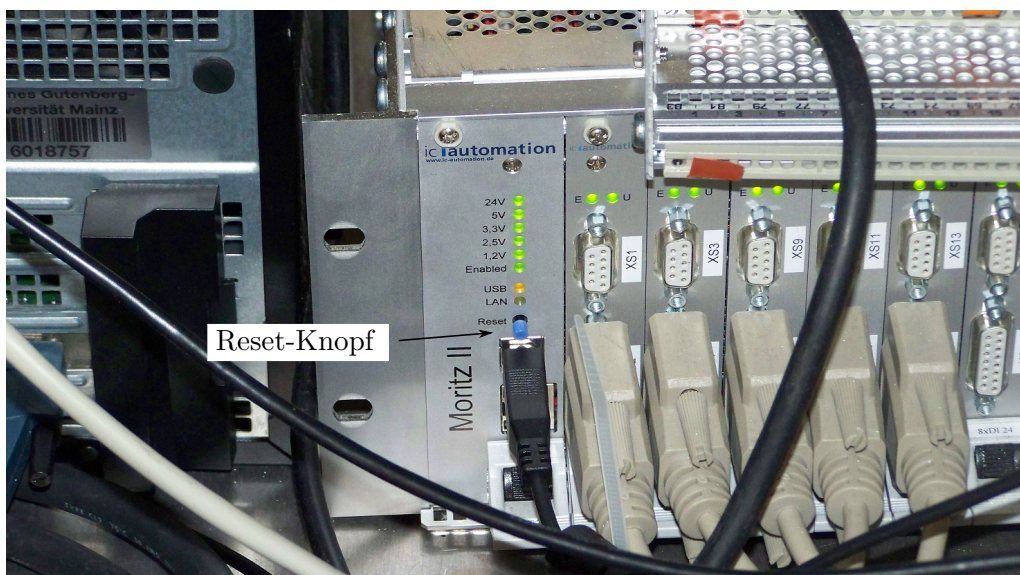


Abbildung A.11: Resetknopf der Steuerungshardware.

A.3.3 OPN-Einheit kalibrieren

Um eine OPN-Einheit zu kalibrieren, müssen folgende Schritte ausgeführt werden:

1. Gasentladung aller Zellen am Gasentladungssender ausschalten.
2. Reiter *OPN-Kalibration* im Steuerungsprogramm anwählen.
3. Wartungstür öffnen und Eichstandard vor die Einheit stellen, die kalibriert werden soll, dann Tür wieder schließen.
4. Im Programm auf die Taste *Offset bestimmen* bei der zu kalibrierenden Einheit klicken.
5. Nach einigen Sekunden erneut klicken, so dass die grüne Kontrollleuchte der Taste erlischt.
6. Gasentladung in der Zelle mit der zu kalibrierenden Einheit zünden.
7. Im Programm auf die Taste *Effizienz bestimmen* klicken.
8. Nach einigen Sekunden erneut klicken, so dass die grüne Kontrollleuchte der Taste erlischt.
9. Eichstandard entfernen.
10. Gasentladung in allen anderen Zellen zünden, Gasentladung in Zelle mit zu kalibrierender Einheit abschalten.
11. Im Programm auf die Taste *Offset bestimmen* bei der zu kalibrierenden Einheit klicken.
12. Nach einigen Sekunden erneut klicken, so dass die grüne Kontrollleuchte der Taste erlischt.
13. Gasentladung wieder zünden.

Hinweis: In der Regel muss die Effizienz nicht bestimmt werden, sie ist für die Einheiten im Programm hinterlegt. Dies ist erforderlich, wenn OPN-Einheiten ausgetauscht werden. Von Zeit zu Zeit kann es allerdings sinnvoll sein, die Offsets der Elektronik zu bestimmen. Hierzu genügt es, an Punkt 10 zu beginnen. Hat man alle Einheiten kalibriert, so können Offsets durch Klicken von *OPN-Offset bestimmen* beseitigt werden. Wird eine OPN-Einheit getauscht, so kann die neu ermittelte Effizienz im Programm hinterlegt werden. Hierzu ist das entsprechende Anzeigefeld im Steuerungsprogramm mit einem Rechtsklick anzuklicken. Im erscheinenden Dropdown-Menü befindet sich unter dem Punkt *Datenoperationen* der Unterpunkt *Aktuellen Wert als Standard*. Dies ist anzuklicken.

A.3.4 Tausch des SAES-Getters

Nimmt der erreichbare Polarisationsgrad über die Zeit immer mehr ab, so ist ein möglicher Grund, dass die Kapazität des SAES-Getters aufgebraucht ist. Wenn dies der Fall ist, so muss dieser Getter getauscht werden. Abbildung A.12 zeigt den Getter und die für den Tausch relevanten Teile. Zum Tauschen des Getters müssen folgende Schritte ausgeführt

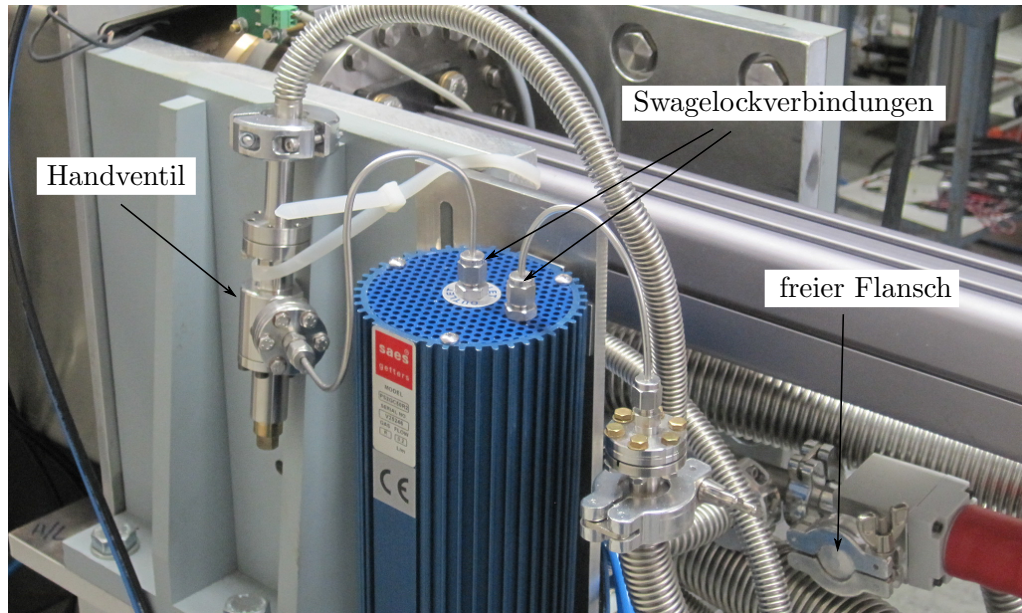


Abbildung A.12: SAES-Getter.

werden:

1. Getterkabel aus Steckdose ziehen und warten, bis Getter kalt ist.
2. Handventil neben dem Getter schließen.
3. Reiter *Manueller Zugriff* im Steuerungsprogramm anwählen und prüfen, ob P11 und P12 geschlossen sind. Falls nicht, manuell schließen.
4. Swagelockverbindungen am Getter lösen und Getter von Apparatur abnehmen.
5. Gettergehäuse aufschrauben.
6. Getter im Inneren des Gehäuses tauschen. Hierzu die entsprechenden Swagelockverbindungen lösen, alten Getter entfernen, neuen Getter einsetzen, Swagelockverbindungen wieder anziehen. Darauf Achten, dass die Heizmanschette wie beim alten Getter um den neuen Getter liegt.
7. Gettergehäuse zuschrauben.
8. Gettergehäuse wieder an Polarisator hängen.

9. In Punkt 4 gelöste Swagelockverbindungen wieder anziehen.
10. Ventile P12, P14 und P15 (falls noch nicht offen) im Steuerungsprogramm öffnen.
11. Für einige Stunden abpumpen.
12. Lecktester an freien Flansch anschließen und anschalten (optional).
13. Entsprechendes Handventil am freien Flansch öffnen (optional).
14. P15 schließen und alle Swagelockverbindungen auf Dichtigkeit überprüfen (optional).
15. Sind alle Verbindungen dicht, Lecktester wieder von Apparatur trennen (optional).
16. Ventile P12 und P14 schließen.
17. Handventil öffnen.
18. Getterkabel wieder in Steckdose einstecken. Nach etwa einer Stunde ist der Getter aufgeheizt und arbeitet wie spezifiziert.

Hinweis: Das Prüfen der Dichtigkeit der Swagelockverbindungen ist optional, aber empfohlen.

Literaturverzeichnis

- [Alb94] M. S. Albert, G. D. Cates, B. Driehuys, W. Happer, B. Saam, C. S. Springer Jr, and A. Wishnia. Biological magnetic resonance imaging using laser-polarized ^{129}Xe . *Nature*, 370(6486):199–201, 1994.
- [Bat11] M. Batz. Metastability exchange optical pumping in ^3He gas up to 30 mT: Efficiency measurements and evidence of laser-induced nuclear relaxation. Dissertation, Université Paris VI, 2011.
- [Bar74] R. Barbé, M. Leduc, and F. Laloë. Résonance magnétique en champ de radiofréquence inhomogène-2 e partie: Vérifications expérimentales; mesure du coefficient de self-diffusion de ^3He . *Journal de Physique*, 35(12):935–951, 1974.
- [Big92] N. P. Bigelow, P. J. Nacher, and M. Leduc. Accurate optical measurement of nuclear polarization in optically pumped ^3He gas. *Journal de Physique II*, 2(12):2159–2179, 1992.
- [Bou60] M. A. Bouchiat, T. R. Carver, and C. M. Varnum. Nuclear Polarization in ^3He Gas Induced by Optical Pumping and Dipolar Exchange. *Phys. Rev. Lett.*, 5:373–375, Oct 1960.
- [Cat88a] G. D. Cates, S. R. Schaefer, and W. Happer. Relaxation of spins due to field inhomogeneities in gaseous samples at low magnetic fields and low pressures. *Phys. Rev. A*, 37:2877–2885, Apr 1988.
- [Cat88b] G. D. Cates, D. J. White, T.-R. Chien, S. R. Schaefer, and W. Happer. Spin relaxation in gases due to inhomogeneous static and oscillating magnetic fields. *Phys. Rev. A*, 38:5092–5106, Nov 1988.
- [Cha32] J. Chadwick. The Existence of a Neutron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 136(830):692–708, 1932.
- [Chu87] T. E. Chupp, M. E. Wagshul, K. P. Coulter, A. B. McDonald, and W. Happer. Polarized, high-density, gaseous ^3He targets. *Phys. Rev. C*, 36:2244–2251, Dec 1987.

- [Coh69] C. Cohen-Tannoudji, J. DuPont-Roc, S. Haroche, and F. Laloë. Detection of the Static Magnetic Field Produced by the Oriented Nuclei of Optically Pumped ^3He Gas. *Phys. Rev. Lett.*, 22:758–760, Apr 1969.
- [Col60] F. D. Colegrove and P. A. Franken. Optical Pumping of Helium in the 3S_1 Metastable State. *Phys. Rev.*, 119:680–690, Jul 1960.
- [Col63] F. D. Colegrove, L. D. Schearer, and G. K. Walters. Polarization of ^3He Gas by Optical Pumping. *Phys. Rev.*, 132:2561–2572, Dec 1963.
- [Den27] D. M. Dennison. A Note on the Specific Heat of the Hydrogen Molecule. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 115(771):483–486, 1927.
- [Den00] A. Deninger. Methodische Entwicklung der sauerstoff-sensitiven ^3He Kernspintomographie. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2000.
- [Den06] A. Deninger, W. Heil, E. W. Otten, M. Wolf, R. K. Kremer, and A. Simon. Paramagnetic relaxation of spin polarized ^3He at coated glass walls. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 38(3):439–443, 2006.
- [Ebe00] M. Ebert. Entwicklung eines leistungsstarken Polarisators und Kompressors für ^3He für medizinische MR Tomografie. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2000.
- [Ebe96] M. Ebert, T. Grossmann, W. Heil, E. W. Otten, R. Surkau, M. Thelen, M. Leduc, P. Bachert, M. V. Knopp, and L. R. Schad. Nuclear magnetic resonance imaging with hyperpolarised helium-3. *The Lancet*, 347(9011):1297–1299, 1996.
- [Eck92] G. Eckert, W. Heil, M. Meyerhoff, E. W. Otten, R. Surkau, M. Werner, M. Leduc, P. J. Nacher, and L. D. Schearer. A dense polarized ^3He target based on compression of optically pumped gas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 320(1):53–65, 1992.
- [End11] O. Endner. Aufbau eines kompakten, magnetisch abgeschirmten ^3He -Polarisators. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2011.
- [Exl09] EXLAR. *Roller Screw Basics*, 2009. Datenblatt.

- [Fit67] W. A. Fitzsimmons and G. K. Walters. Very Long Nuclear Spin Relaxation Times in Gaseous ^3He by Suppression of ^3He -Surface Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 19:943–946, Oct 1967.
- [Fit69] W. A. Fitzsimmons, L. L. Tankersley, and G. K. Walters. Nature of Surface-Induced Nuclear-Spin Relaxation of Gaseous ^3He . *Phys. Rev.*, 179:156–165, Mar 1969.
- [Gam65] R. L. Gamblin and Th. R. Carver. Polarization and Relaxation Processes in ^3He Gas. *Phys. Rev.*, 138:A946–A960, May 1965.
- [Gem10] C. Gemmel, W. Heil, S. Karpuk, K. Lenz, Ch. Ludwig, Y. Sobolev, K. Tullney, M. Burghoff, W. Kilian, S. Knappe-Grüneberg, et al. Ultra-sensitive magnetometry based on free precession of nuclear spins. *The European Physical Journal D*, 57(3):303–320, 2010.
- [Gül11] M. Güldner. Bau und Entwicklung eines Applikators zur Verabreichung hyperpolarisierter Gase in der MRT der Lunge. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2011.
- [Hap72] W. Happer. Optical Pumping. *Reviews of Modern Physics*, 44:169–249, 1972.
- [Has90] K. C. Hasson, G. D. Cates, K. Lerman, P. Bogorad, and W. Happer. Spin relaxation due to magnetic-field inhomogeneities: Quartic dependence and diffusion-constant measurements. *Phys. Rev. A*, 41:3672–3688, Apr 1990.
- [Has00] J. Hasse. Charakterisierung und Optimierung eines ^3He Kompressors. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2000.
- [Hau09] C. Hauke. Konstruktion einer kompakten Anlage für die Polarisierung von ^3He . Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2009.
- [Hei13] W. Heil, C. Gemmel, S. Karpuk, Y. Sobolev, K. Tullney, F. Allmendinger, U. Schmidt, M. Burghoff, W. Kilian, S. Knappe-Grüneberg, et al. Spin clocks: Probing fundamental symmetries in nature. *Annalen der Physik*, 2013.
- [Hie06] S. Hiebel. Methodische und technische Weiterentwicklung der ^3He -MRT im Hinblick auf erweiterte lungendiagnostische Anwendungsmöglichkeiten. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2006.
- [Hie10] S. Hiebel, T. Großmann, D. Kiselev, J. Schmiedeskamp, Y. Gusev, W. Heil, S. Karpuk, J. Krimmer, E. W. Otten, and Z. Salhi. Magnetized boxes

- for housing polarized spins in homogeneous fields. *Journal of Magnetic Resonance*, 204(1):37–49, 2010.
- [Jac03] R. E. Jacob, B. Driehuys, and B. Saam. Fundamental mechanisms of ^3He relaxation on glass. *Chemical physics letters*, 370(1):261–267, 2003.
- [Kle08] J. Klemmer. Untersuchungen zum optischen Pumpen von ^3He hinsichtlich der Entwicklung eines kompakten Polarisators. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2008.
- [Kri09] J. Krimmer, M. Distler, W. Heil, S. Karpuk, D. Kiselev, Z. Salhi, and E. W. Otten. A highly polarized target for the electron beam at MAMI. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 611(1):18–24, 2009.
- [Kro02] N. Krowas. Untersuchungen zur Steigerung des Polarisationsgrades von optisch gepumptem ^3He -Gas. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2002.
- [Lar91] B. Larson, O. Häusser, P. P. J. Delheij, D. M. Whittal, and D. Thiessen. Optical pumping of Rb in the presence of high-pressure ^3He buffer gas. *Phys. Rev. A*, 44:3108–3118, Sep 1991.
- [Lor93] W. Lorenzon, T. R. Gentile, H. Gao, and R. D. McKeown. NMR calibration of optical measurement of nuclear polarization in ^3He . *Phys. Rev. A*, 47:468–479, Jan 1993.
- [Mey94] M. Meyerhoff, D. Eyl, A. Frey, H. G. Andresen, J. R. M. Annand, K. Aulenbacher, J. Becker, J. Blume-Werry, Th. Dombo, P. Drescher, et al. First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasi-elastic scattering of polarized electrons from polarized ^3He . *Physics Letters B*, 327(3):201–207, 1994.
- [Mid95] H. Middleton, R. D Black, B. Saam, G. D. Cates, G. P. Cofer, R. Guenther, W. Happer, L. W. Hedlund, G A. J., K. Juvan, et al. MR imaging with hyperpolarized ^3He gas. *Magnetic Resonance in Medicine*, 33(2):271–275, 1995.
- [Nac85] P. J. Nacher and M. Leduc. Optical pumping in ^3He with a laser. *Journal de physique*, 46(12):2057–2073, 1985.
- [New93] N. R. Newbury, A. S. Barton, G. D. Cates, W. Happer, and H. Middleton. Gaseous ^3He – ^3He magnetic dipolar spin relaxation. *Phys. Rev. A*, 48:4411–4420, Dec 1993.

- [Ott97] E. Otten. Polarized, compressed ^3He -gas and its applications. In *Atomic Physics Methods in Modern Research*, pages 105–119. Springer, 1997.
- [Roh99] D. Rohe et al. Measurement of the Neutron Electric Form Factor G_{en} at $0.67(\text{GeV}/c)^2$ via $^3\text{He}(\vec{e}, e' n)$. *Phys. Rev. Lett.*, 83:4257–4260, Nov 1999.
- [Ros70] S. D. Rosner and F. M. Pipkin. Hyperfine structure of the 2^3S_1 state of ^3He . *Physical Review A*, 1(3):571, 1970.
- [Saa95] B. Saam, W. Happer, and H. Middleton. Nuclear relaxation of ^3He in the presence of O_2 . *Phys. Rev. A*, 52:862–865, Jul 1995.
- [Sal12] Z. Salhi, T. Großmann, M. Gueldner, W. Heil, S. Karpuk, E. W. Otten, D. Rudersdorf, R. Surkau, and U. Wolf. Recycling of ^3He from lung magnetic resonance imaging. *Magnetic Resonance in Medicine*, 67(6):1758–1763, 2012.
- [Sch65] L. D. Schearer and G. K. Walters. Nuclear Spin-Lattice Relaxation in the Presence of Magnetic-Field Gradients. *Phys. Rev.*, 139:A1398–A1402, Aug 1965.
- [Sch04] J. Schmiedeskamp. Weiterentwicklung einer Produktionsanlage und der Speicherungs- bzw. Transportkonzepte für hochpolarisiertes ^3He - Anwendungen in Kernspintomographie und physikalischer Grundlagenforschung. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004.
- [Sch06a] J. Schmiedeskamp, H.-J. Elmers, W. Heil, E. W. Otten, Y. Sobolev, W. Kilian, H. Rinneberg, T. Sander-Thömmes, F. Seifert, and J. Zimmer. Relaxation of spin polarized ^3He by magnetized ferromagnetic contaminants. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 38(3):445–454, 2006.
- [Sch06b] J. Schmiedeskamp, W. Heil, E. W. Otten, R. K. Kremer, A. Simon, and J. Zimmer. Paramagnetic relaxation of spin polarized ^3He at bare glass surfaces. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 38(3):427–438, 2006.
- [Sec13] Seckels GmbH. *Magnetische Abschirmungen*, 2013. .
- [Spe09] Special Metals Deutschland Limited. *The NILO and NILOMAG Nickel-Iron Alloys*, 2009. Datenblatt.
- [Sur95] R. Surkau. Entwicklung und Test eines ^3He Neutronen-Spinfilters. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1995.

- [Sur97] R. Surkau, J. Becker, M. Ebert, T. Grossmann, W. Heil, D. Hofmann, H. Humblot, M. Leduc, E. W. Otten, D. Rohe, et al. Realization of a broad band neutron spin filter with compressed, polarized ^3He gas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 384(2):444–450, 1997.
- [Thi08] F. Thien, M. Frieze, G. Cowin, D. Maillet, D. Wang, G. Galloway, I. Breton, P. J. Robinson, W. Heil, and B. Thompson. Feasibility of functional magnetic resonance lung imaging in australia with long distance transport of hyperpolarized helium from germany. *Respirology*, 13(4):599–602, 2008.
- [Thi13] F. Thien. Measuring and imaging small airways dysfunction in asthma. *Asia Pacific Allergy*, 3(4):224, 2013.
- [Tim71] R. S. Timsit, J. M. Daniels, and A. D. May. Nuclear relaxation of ^3He gas on various solid surfaces. *Canadian Journal of Physics*, 49(5):560–575, 1971.
- [Uhl25] G. E. Uhlenbeck and S. Goudsmit. Ersetzung der Hypothese vom unmechanischen Zwang durch eine Forderung bezüglich des inneren Verhaltens jedes einzelnen Elektrons. *Naturwissenschaften*, 13(47):953–954, 1925.
- [Wil55] C. R. Wilke and C. Y. Lee. Estimation of diffusion coefficients for gases and vapors. *Industrial & Engineering Chemistry*, 47(6):1253–1257, 1955.
- [Wol04] M. Wolf. Erzeugung höchster $^3\vec{\text{He}}$ Kernspinpolarisation durch metastabiles optisches Pumpen. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbst verfasst habe und keine anderen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, als die angegebenen.

Mainz, Juli 2014

Christian Mrozik