

**Realisierung des ^3He -Kreislaufs
zur
 ^3He -Magnet-Resonanz-Tomographie**

Dissertation
von
Tino Großmann

Institut für Physik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Tag der mündlichen Prüfung: 04.12.2000

Meinem Bruder gewidmet.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Magnet-Resonanz-Tomographie	8
2.1	Bildgebung	8
2.1.1	Schichtselektion	8
2.1.2	Phasenkodierung	9
2.1.3	Frequenzkodierung	10
2.1.4	Bildrekonstruktion	10
2.2	Geschwindigkeitsmessung mittels MRT	11
3	Polarisation	15
3.1	Direktes Optisches Pumpen	15
3.2	Polarisation und Kompression von ${}^3\vec{\text{He}}$	17
3.3	Polarimetrie	18
3.3.1	Polarimetrie bei niedrigem Druck	18
3.3.2	Polarimetrie bei hohem Druck	19
3.4	Speicherung des polarisierten Gases	28
3.4.1	Relaxation durch Wandstöße	29
3.4.2	Relaxation durch molekularen Sauerstoff	29
3.4.3	Dipolare Relaxation	30
3.4.4	Relaxation durch Magnetfeldgradienten	30
4	Die Transportmagnetfelder	31
4.1	Grundlagen magnetischer Abschirmung	31
4.2	Das Prinzip der Transportfelder	32
4.3	Das Transportfeld Nr. 1	35
4.3.1	Der Aufbau des Transportfeldes Nr. 1	35
4.3.2	Die Homogenität des Transportfeldes Nr. 1	36
4.4	Das Transportfeld Nr. 2	39
4.4.1	Der Aufbau des Transportfeldes Nr. 2	39
4.4.2	Die Homogenität des Transportfeldes Nr. 2	39
4.4.3	Transporttests	42
4.5	Überlegungen zur Verbesserung der Felder	43
4.5.1	Verbesserung der Abschirmung	43
4.5.2	Variation des Polschuhabstands	44
4.5.3	Oberflächenspulen	45
4.5.4	Einführung von Shims	46
5	Die Applikation von ${}^3\vec{\text{He}}$	48
5.1	Der Applikator	48
5.2	Administration von ${}^3\vec{\text{He}}$	50

6	Geschwindigkeitsmessungen mittels ^3He-MRT	51
6.1	Laminare und turbulente Strömung	51
6.2	Zweidimensionale Messungen	53
6.2.1	Test am Probanden	57
6.3	Eindimensionale Messungen	60
7	Die Rückgewinnung	63
7.1	Das System und seine Komponenten	63
7.1.1	Das Vakuumsystem	64
7.1.2	Die Steuerung und Datenerfassung	65
7.1.3	Die Zeolithfallen	66
7.1.4	Die Scrollpumpe	68
7.1.5	Der Kaltkopf	70
7.1.6	Das Ausfrieren des Neons	72
7.2	Das Reinigungsverfahren	75
7.3	Die Reinheit des wiedergewonnenen Gases	76
7.3.1	Die Messungen mit dem Quadrupol-Massenspektrometer	76
7.3.2	Die Messungen am Polarisator	80
7.4	Die Effizienz der Rückgewinnung	82
7.5	Verbesserungsvorschläge	84
8	Ausblick	86
9	Zusammenfassung	87
A	Phasenentwicklung während eines Gradienten	89
B	Schaltplan des Differenzverstärkers zur Polarisationsbestimmung	91
C	Überlegungen zu den eindimensionalen Messungen	92

Abbildungsverzeichnis

1.1	Vergleich zweier $^3\vec{\text{He}}$ -MRT-Aufnahmen einer gesunden Lunge und einer stark geschädigten Raucherlunge.	3
2.1	Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufes einer FLASH-2D-Sequenz.	9
2.2	Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufes einer FLASH-2D-Sequenz mit Geschwindigkeitskodierung	12
3.1	Direktes Optisches Pumpen von ^3He	16
3.2	Schematische Darstellung des Polarisators und Kompressors für $^3\vec{\text{He}}$	17
3.3	Schematische Darstellung des optischen Polarisationsnachweises (OPN).	19
3.4	Darstellung einer Medizinzelle.	20
3.5	Schematische Darstellung der Lagerung der Zellen zur Polarisationsbestimmung.	22
3.6	Relative Änderung des Geometriefaktors Γ_z bei Verschiebung der Zelle Nr. 82 in z-Richtung.	23
3.7	Schematische Darstellung der Polarisationsbestimmung bei hohem Druck.	24
3.8	Spannungsdifferenz bei der Messung der Polarisation am Polarisator.	25
3.9	Schematische Darstellung der Polarisationsbestimmung vor einem magnetischen Spiegel.	28
4.1	Darstellung der radialen Abschirmwirkung eines Metallzylinders mit $\mu \rightarrow \infty$	32
4.2	Schematische Schnittskizze in radialer Richtung durch das Transportfeld.	33
4.3	Schematische Darstellung des Feldlinienverlaufs im Transportfeld bei Magneten auf den Polschuhen und Magneten in der Äquatorebene.	35
4.4	Relativer radialer Magnetfeldgradient im Transportfeld Nr. 1, gemessen in Ost-West-Richtung.	37
4.5	Relativer radialer Magnetfeldgradient im Transportfeld Nr. 1, gemessen in Nord-Süd-Richtung.	38
4.6	Relaxationsmessung der Zelle Nr. 55 im Transportfeld Nr. 1.	39
4.7	Relativer radialer Magnetfeldgradient im Transportfeld Nr. 2, gemessen in Ost-West-Richtung.	40
4.8	Relativer radialer Magnetfeldgradient im Transportfeld Nr. 2, gemessen in Nord-Süd-Richtung.	41
4.9	An verschiedenen Positionen gemessene Relaxationszeiten der Zelle Nr. 111 und daraus bestimmter relativer radialer Magnetfeldgradient im Transportfeld Nr. 2.	42
4.10	Nachweis des Polarisationserhalts beim Transport von $^3\vec{\text{He}}$ im Transportfeld Nr. 2.	43
5.1	Blockschaltbild des Applikators.	49
5.2	Heliumgabe mit dem Applikator in unterschiedlichen Phasen der Inspiration eines Gesamtvolumens von 900cm^3	50

6.1	Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung von Geschwindigkeiten mittels $^3\vec{\text{He}}$ -vMRT.	54
6.2	Magnitudenbild des Rohres bei einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 84,5\text{cm/s}$	55
6.3	Mit $^3\vec{\text{He}}$ -vMRT aufgenommenes geschwindigkeitsgewichtetes Phasenbild bei einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 84,5\text{cm/s}$	56
6.4	Strömungsprofil innerhalb des Rohres bei einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 84,5\text{cm/s}$	56
6.5	Strömungsprofil innerhalb des Rohres bei einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 178,5\text{cm/s}$	57
6.6	Positionierung der Aufnahme zur Geschwindigkeitsmessung am Probanden.	58
6.7	Magnituden- und Phasenbild der Trachea und der Lunge eines Probanden während der Inspiration von $^3\vec{\text{He}}$	59
6.8	Strömungsprofil innerhalb der Trachea eines <i>frei</i> atmenden Probanden. . .	59
6.9	Ausschnitt aus einem eindimensionalen, geschwindigkeitskodierten Phasenbild.	61
7.1	Schematische Darstellung der gesamten Rückgewinnungsanlage.	64
7.2	Schematische Darstellung des Aufbaus von Zeolithen.	67
7.3	Schematische Darstellung der Zeolithfallen.	67
7.4	Adsorptionskapazität für Luft der ersten Zeolithfalle.	68
7.5	Druckanstieg zur Bestimmung der Leckrate am Auslaß der Scrollpumpe während des Betriebs.	69
7.6	Schematisches Schnittbild des Kaltkopfes.	71
7.7	Sättigungsdampfdruckkurve von Neon.	74
7.8	Relativer Neonanteil im Heliumgas nach n Reinigungszyklen bei verschiedenen Kaltkopftemperaturen.	75
7.9	Schematische Darstellung eines Quadrupol-Massenspektrometers.	78
7.10	Massenspektrum von ^4He mit einer Verunreinigung von 1,29% Luft.	79
7.11	Massenspektrum von ^4He nach Reinigung durch die Rückgewinnungsanlage mit und ohne Kaltkopf.	80
7.12	Vergleich der Aufpolarisationskurven von ^3He aus dem Reservoir des Polarisators und der Rückgewinnungsanlage.	81
7.13	Heliumgehalt in ausgeatmeter Luft nach Einatmung eines Heliumbolus. . .	83
A.1	Schematische Darstellung des Geschwindigkeitskodiergradienten mit ansteigenden und abfallenden Flanken.	90
B.1	Schaltplan der Kompensationsschaltung mit Differenzverstärkung zur Polarisationsbestimmung bei hohem Druck.	91
C.1	Zeitliche Mittelung des Strömungsprofils verschiedener mittlerer Strömungsgeschwindigkeiten.	93
C.2	Schematische Darstellung der Gradientenschaltung der eindimensionalen geschwindigkeitsgewichteten MRT-Sequenz.	94

Tabellenverzeichnis

3.1	Zur Bestimmung des Geometriefaktors der Zelle Nr. 82 nötige Größenangaben.	21
3.2	Relative Fehler der Geometriefaktorbestimmung der Zelle Nr. 82.	23
3.3	Daten der Messungen zur Polarisationsbestimmung an Zelle Nr. 82.	26
3.4	Daten der Messungen zur Polarisationsbestimmung an Zelle Nr. 82.	27
6.1	Dichte und dynamische Viskosität für ^3He , N_2 und Luft.	53
7.1	Die wichtigsten Bestandteile trockener Luft und ihre Häufigkeit.	63
7.2	Drucke, Verhältnisse der Gasmengen, Neon-Partialdrucke, Diffusionskonstanten für Neon und Diffusionszeiten für Neon an die Behälterwand im Kaltkopf bei verschiedenen Temperaturen.	73

1 Einleitung und Motivation

Kernspinpolarisiertes ${}^3\text{He}$ (${}^3\vec{\text{He}}$) findet in vielen Bereichen der Grundlagenforschung Verwendung. Dies gilt insbesondere seit den 80er Jahren, da seit dieser Zeit zur Erzeugung der Kernspinpolarisation über Optisches Pumpen leistungsstarke Festkörperlaser zur Verfügung stehen. Diese erlauben es, große Mengen von ${}^3\text{He}$ zu polarisieren. So findet ${}^3\vec{\text{He}}$ in folgenden Bereichen der Forschung Verwendung:

- Untersuchungen von Quantenphänomenen bei tiefen Temperaturen [Led90]
- Überprüfung von Festkörperoberflächen durch Spin-Echo-Techniken mit Hilfe eines ${}^3\vec{\text{He}}$ -Jetstrahls [Sch96]
- Einsatz als Magnetometer zur Bestimmung geringster Magnetfeldänderungen [Bor00]
- Bestimmung des magnetischen Formfaktors des Neutrons ($G_{e,n}$) [Mey94] [Roh99]
- Polarisation von Neutronen im thermischen und epithermischen Bereich [Sur97] [Hei99]
- Kontrastmittel in der Magnet-Resonanz-Tomographie (MRT) zur Abbildung von luftgefüllten Hohlräumen des menschlichen Körpers wie der Lunge und den oberen Atemwegen [Mid95] [Ebe96].

In jüngster Zeit fand vor allem die medizinische ${}^3\vec{\text{He}}$ -MRT zunehmend Beachtung, da mit dieser Methode nichtinvasive Untersuchungen der Lunge möglich sind.

Die konventionelle bildgebende Lungendiagnostik basiert vor allem auf einfachen und computergestützten Röntgenaufnahmen (Röntgen-Thorax-Aufnahmen und Computertomographie) sowie auf szintigraphischen (nuklearmedizinischen) Methoden (Ventilations-szintigraphie oder SPECT [*Single Photon Emission Computed Tomography*]). Im Fall der Röntgen-Computer-Tomographie werden die luftgefüllten Bereiche der Lunge nur schwach abgebildet, da hier die Absorption der Strahlung als Signal detektiert wird. Der Absorptionskoeffizient der Röntgenstrahlung

$$\alpha \approx \frac{Z^x}{(\hbar \cdot \omega)^3} \quad (1.1)$$

skaliert mit der Kernladungszahl, wobei $3 \leq x \leq 4$ beträgt [Hak80]. Da die Knochen im Körper dominant aus Kalzium ($Z = 20$) aufgebaut sind, absorbieren sie, schon allein auf Grund des höheren Z , Röntgenstrahlung deutlich stärker als Luft ($Z = 7-8$) in der Lunge. Will man dennoch im Röntgenbild eine Aussage über die Belüftung der Lunge erhalten, so wird eine Differenzmethode angewandt, bei der zuerst ein Kontrastmittel (meist Xenon ($Z = 54$)) eingeatmet wird. Von dem aufgenommenen Bild werden die Daten einer zweiten Aufnahme mit eingeatmeter Luft subtrahiert, so daß eine Abbildung entsteht, die die

Belüftung der Lunge zeigt. Durch unterschiedlich tiefe Atemzüge und Bewegungen zwischen den Aufnahmen kommt es jedoch zu Artefakten, die eine *Verwaschung* der Daten bewirken.

Die Szintigraphie andererseits benutzt die Zerfallsstrahlung kurzlebiger Radioisotope wie ^{81}Kr , ^{99}Tc oder ^{133}Xe , die als Gase oder Aerosole eingeatmet werden, als Signalquelle. Diese zerfallen in der Lunge und die resultierende Strahlung kann außerhalb des Körpers detektiert werden. Die Auflösung dieser Methode ist sehr begrenzt. Dies zeigt bereits die übliche Einteilung der Lunge in nur *sechs* Kompartimente bei der Evaluierung solcher Untersuchungen. Bei beiden Methoden werden die Patienten ionisierender Strahlung ausgesetzt. Moderne Varianten dieser Techniken erlauben die Erstellung von Schnittbildaufnahmen mit hoher räumlicher Auflösung (*High Resolution-CT* und *SPECT*), allerdings auf Kosten der zeitlichen Auflösung und unter einer erhöhten Strahlenbelastung.

Anders ist dies in der Magnet-Resonanz-Tomographie. Man erhält dreidimensionale Schichtaufnahmen des Körpers des Patienten, ohne aktiv in ihn hineinschauen zu müssen. Bei herkömmlicher MRT werden im allgemeinen *Spindichteverteilungen* der Wasserstoffkerne im menschlichen Gewebe abgebildet. In starken äußeren Magnetfeldern bevölkern die Kernspins eines Systems, entsprechend der Boltzmann-Statistik, die verschiedenen Zeeman-Niveaus unterschiedlich. Bei Kernen mit Kernspin $|\vec{I}| = 1/2$, wie Wasserstoff oder ^3He , kommen nur die Ausrichtungen parallel und antiparallel zum äußeren magnetischen Führungsfeld in Betracht¹. Diese *Ungleichverteilung* der Kerne in den energetisch getrennten Niveaus bezeichnet man als *Polarisation*. Der Polarisationsgrad P wird durch

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (1.2)$$

definiert. Hier sind mit (N^+) die Anzahl der Spins im energetisch niedrigeren Zustand und mit (N^-) die Anzahl der Spins im energetisch höheren Zustand bezeichnet. Bei einer typischen magnetischen Flußdichte von $B = 1,5\text{T}$ und einer absoluten Temperatur von 300 Kelvin entsteht dann eine Polarisation von

$$P_B \approx \frac{\mu \cdot B}{k_B \cdot T} \sim \mathcal{O}10^{-6}. \quad (1.3)$$

Diese Polarisation wird auch häufig als *Boltzmann-Polarisation* (P_B) bezeichnet. In dieser Gleichung geben μ das kernmagnetische Moment, B die magnetische Flußdichte, k_B die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur an. Der menschliche Körper besteht zum überwiegenden Teil aus Wasser und Fett. Diese beiden Wasserstoffverbindungen ermöglichen es mit dieser geringen Ausrichtung der Wasserstoffkernspins Spindichteverteilungen des menschlichen Körpers darzustellen.

Die Magnet-Resonanz-Tomographie beruht auf der Grundlage der *Nuclear Magnetic Resonance* (NMR). Hierbei wird die über die Boltzmann-Polarisation erzeugte *makroskopische Magnetisierung* durch das Einstrahlen eines Hochfrequenzfeldes in die Transversalebene ausgelenkt. Die Frequenz des eingestrahlten Wechselfeldes entspricht dabei der Zeeman-Aufspaltung der Hyperfeinenergieniveaus der Probe. Die makroskopische Magnetisierung rotiert dann mit der Larmorfrequenz ω_L um die Feldachse. Dies kann mit

¹Im folgenden werden nur noch Systeme betrachtet, deren Kernspin $|\vec{I}| = 1/2$ beträgt.

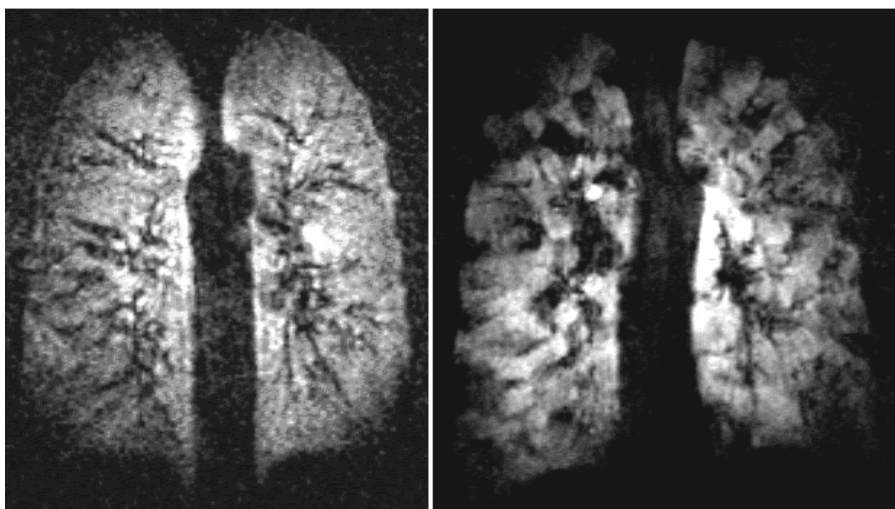


Abbildung 1.1: Vergleich zweier ${}^3\vec{\text{He}}$ -MRT-Aufnahmen einer gesunden Lunge (links) und einer stark geschädigten Raucherlunge (rechts). Die Abbildungen sind aus [Kau97] entnommen.

Detektionsspulen, die senkrecht zum Grundfeld angeordnet sind, aufgenommen werden. Durch verschiedene Effekte zerfällt die Phasenkohärenz dieser transversalen Magnetisierung exponentiell mit einer Zeitkonstanten T_2 , die als transversale Relaxationszeit bezeichnet wird. Die longitudinale Magnetisierung strebt anschließend wieder dem Gleichgewicht nach Gleichung 1.3 zu, das sich aus der Boltzmann-Polarisation ergibt. Auch dieser Prozeß verläuft exponentiell. Die entsprechende Zeitkonstante wird als longitudinale Relaxationszeit T_1 bezeichnet.

Im Fall der Magnet-Resonanz-Tomographie mit ${}^3\vec{\text{He}}$ kann wegen der geringen Dichte des gasförmigen Mediums nicht genügend Signal erhalten werden, um Bilder bei Polarisierungen in der Größenordnung der Boltzmann-Polarisation zu erstellen. Die Dichte ist etwa um einen Faktor 10^{-4} geringer als die Dichte der Protonen in Wasser oder Fettgewebe. Aus diesem Grund muß man auf *hyperpolarisiertes* ${}^3\vec{\text{He}}$ mit Polarisationsgraden von $P = 0,1 \dots 0,5$ zurückgreifen. Diese Polarisation läßt sich über das bereits erwähnte Optische Pumpen erzielen².

Erste Aufnahmen der herauspräparierten Lunge eines Meerschweinchens mittels ${}^3\vec{\text{He}}$ -MRT wurden bereits 1995 von Middleton et al. veröffentlicht [Mid95]. Die ersten Bilder der Mainzer Kollaboration am Menschen mit der Methode der ${}^3\vec{\text{He}}$ -MRT entstanden im September 1995 am Deutschen Krebsforschungszentrum in Heidelberg [Ebe96] [Bac96]. Wenig später konnten bereits die ersten Untersuchungen an Patienten mit diesem Diagnoseverfahren präsentiert werden [Kau96]³. Bei diesen Messungen werden Spindichteverteilungen des ${}^3\vec{\text{He}}$ -Gases in der Lunge abgebildet. Wie in Abbildung 1.1 zu sehen ist, konnten schon hier deutliche Unterschiede der Lunge eines gesunden Probanden (links) und der stark geschädigten Raucherlunge eines Patienten (rechts) nachgewiesen werden. Diese Aufnahmen überdecken eine Fläche von $(350\text{mm})^2$ und besitzen eine Auflösung von

²Eine genaue Beschreibung des Polarisationszyklus findet sich in Kapitel 3 dieser Arbeit.

³Ein vollständiger Überblick der MRT mit hyperpolarisierten Edelgasen findet sich in [Den00].

256 Punkten in beiden Richtungen. Die Dicke der abgebildeten Schichten erstreckt sich über 10mm. Während die *gesunde* Lunge bis auf kleine Bereiche, die den Blutgefäßen zugeordnet werden können, homogen belüftet erscheint, zeigt die Raucherlunge größere Areale die kein Signal aufweisen. Dies wird mit der Blockierung einzelner *Bronchiolen* erklärt, die ein Einströmen von ^3He und somit auch von Luft verhindert. Dieses Bild läßt erkennen, daß große Bereiche der geschädigten Raucherlunge während dieser Aufnahme nicht am Gasaustausch teilgenommen haben. Daraus resultiert eine Reduktion der Lungenkapazität, die sich in Atemnot und verminderter körperlicher Belastbarkeit äußert.

In darauffolgenden Untersuchungen wurden nicht mehr allein Spindichteverteilungen des inhalierten Gases abgefragt, sondern es wurden neue Experimente mit differenzierendem physiologischem Hintergrund durchgeführt. Zu diesen *funktionellen Bildgebungsexperimenten* zählt unter anderem die Evaluierung des Sauerstoff Partialdrucks (p_{O_2}) in der Lunge. Diese kann *ortsaufgelöst* durchgeführt werden. Sie liefert Aufschluß über die Verteilung des Sauerstoffs in der Lunge und durch dessen Abnahme während einer inspiratorischen Apnoe über den lokalen Übertritt des Sauerstoffs ins Blut. Diese Messungen basieren auf der relaxierenden Wirkung der paramagnetischen Sauerstoffmoleküle auf ^3He [Saa95], die einen starken Signalverlust zur Folge hat. Diese Relaxation ist, neben der destruktiven Meßmethode selbst, der dominante Effekt der Signalabnahme [Ebe99]. Durch die Resorption des Sauerstoffs ins Blut wird die Relaxation reduziert. Dieser Effekt kann gemessen werden, und so konnten Deninger et al. [Den99] nachweisen, daß sich der Sauerstoffpartialdruck direkt nach der Einatmung mit einem Fehler kleiner 4% und die Abnahmerate R des Sauerstoffgehalts in der Lunge auf besser als 10% *regional* bestimmen lassen. Untersuchungen dieser Art konnten bisher mit keinem Diagnoseverfahren durchgeführt werden. Vielmehr war es bisher nur möglich, einen Mittelwert des Sauerstoffgehalts der gesamten Lunge aus dem abgeatmeten Gas zu bestimmen.

Weitere neue Methoden stellen die *ultraschnelle* Ventilationsbildgebung und die Messung des Diffusionskoeffizienten in der Lunge dar. Bei der Ventilationsbildgebung werden mit einer zeitlichen Auflösung von 130ms zweidimensionale Projektionen der Lunge und der Atemwege während der Atmung aufgenommen [Sch00]. Hieraus kann die zeitliche Verteilung des eingeatmeten Gases verfolgt werden. Die diffusionsgewichtete Bildgebung andererseits kann eine Aussage über die Größe luftgefüllter Hohlräume treffen ([Han00a] und [Han00b]). So ist in den nur 100 – 200 μm großen Alveolen [Fis97] die Diffusion stark gehemmt. Erweitern sich jedoch diese Bereiche durch Bildung von Emphysemen, die als Folge verschiedener Erkrankungen auftreten können, so ändert sich hier die effektive Diffusionskonstante. Diese Änderung ist meßbar. Man erhofft sich hieraus Aufschlüsse über den Krankheitsverlauf und den Grad der Schädigung des Lungengewebes.

Bei all diesen Untersuchungen steht auch die Früherkennung von Krankheiten im Vordergrund, da gerade bei Lungenerkrankungen im frühen Stadium Therapien noch wirksam ansetzen können. Bei stark geschädigten Lungen ist eine Heilung jedoch nicht mehr möglich.

Eine große Gruppe von Patienten sind Personen mit chronisch obstruktiven Lungenerkrankungen (COPD) wie Asthma oder chronischer Bronchitis. Diese Menschen haben Atembeschwerden, bei denen sie zwar relativ normal einatmen können, aber die Abatmung der Luft aus der Lunge behindert ist [Fis97]. Hierdurch kommt es zu einem *Überblähen*

der Lunge. Eine Versorgung der Lunge mit *frischer* Luft ist dadurch verhindert. Hieraus resultiert eine Unterversorgung des Blutes mit Sauerstoff, was die Atemnot dieser Patienten weiter erhöht. Eine genaue Beobachtung der Vorgänge in der Lunge bei solchen *Atemnotanfällen* ist bisher nicht möglich. Momentan ist man nur in der Lage, *außerhalb* des Körpers mit Lungenfunktionsuntersuchungen eine *integrale* Aussage über das Krankheitsbild zu treffen. Wäre es jedoch möglich, die Strömung während der Atmung mit ihrer Geschwindigkeit und Strömungsart zu verfolgen, so könnten sich die Gründe solcher Atemprobleme *in vivo* studieren lassen. Unterschiede zu gesunden Probanden könnten zudem eine Früherkennung dieser Krankheiten ermöglichen. Dies würde einen Heilerfolg deutlich begünstigen. Eine Möglichkeit, solche Untersuchungen regional zeitaufgelöst durchzuführen, bietet die geschwindigkeitsgewichtete $^3\vec{\text{He}}$ -MRT ($^3\vec{\text{He}}$ -vMRT). Bei der geschwindigkeitsgewichteten MRT, die standardmäßig zur Untersuchung von Blutflüssen in Gefäßen eingesetzt wird, werden modifizierte MRT-Sequenzen verwendet, deren Phasenbilder eine Information über die Geschwindigkeit liefern (vgl. Kap. 2).

In der vorliegenden Dissertation wurden erste Testexperimente zur prinzipiellen Durchführbarkeit solcher Untersuchungen unternommen. Zuerst wurde versucht, die *laminare Strömung*, die bei ruhiger Atmung in den oberen Atemwegen vorliegt [Fis97], zweidimensional darzustellen. Es konnte gezeigt werden, daß sich aus den so gewonnenen Daten auf das Strömungsprofil und die Strömungsgeschwindigkeit zurückschließen läßt. In einem nächsten Schritt wurde dann ein völlig neuer Ansatz untersucht, der *nur* eine eindimensionale Darstellung der Strömung liefert.

Eine weitere Gruppe von Patienten, denen diese Untersuchungsmethode helfen könnte, sind Personen mit *Tracheal-Stenosen* oder trachealen Instabilitäten. Es handelt sich hierbei um Verengungen der Luftröhre, bei denen die Knorpelspannung der Trachea vermindert ist. Dadurch kann es zu einem expiratorischen Kollaps der Trachea kommen, bei dem sich die Luftröhre stark verengt [Heu00]. Nach dem *Hagen-Poiseuilleschen Gesetz*

$$I_{Vol} = \frac{\pi \cdot R^4 \cdot \Delta p}{8 \cdot \eta \cdot l} \quad (1.4)$$

ist der Volumenstrom durch ein Rohr, und die Trachea ist in erster Näherung ein solches, proportional zur *vierten* Potenz des Radius. Deshalb kann eine solche Fehlfunktion der Trachea die Atmung extrem behindern, wenn sich die Querschnittsfläche, wie in [Heu00] vorgestellt, auf nur 22% der eigentlichen Fläche reduziert. An solchen Verengungen ändert sich die Strömung, was mit der oben angesprochenen Methode meßbar sein sollte. Auch könnte die $^3\vec{\text{He}}$ -vMRT zur Diagnose und Überwachung des Krankheitsverlaufs eingesetzt werden. Zusammen mit einer *morphologischen* $^3\vec{\text{He}}$ -MRT-Aufnahme, welche die Spindichteverteilung wiedergibt, könnten hier relevante Daten dieser Erkrankungen dokumentiert werden.

Bevor jedoch all diese Untersuchungen in Angriff genommen werden können, bedarf es eines immensen apparativen Aufwands. So muß zuerst sichergestellt werden, daß genügend hochpolarisiertes $^3\vec{\text{He}}$ für diese Experimente zur Verfügung steht. Dies wurde durch den Neubau eines leistungsstarken Polarisator- und Kompressorsystems, das im Rahmen einer parallel zu dieser Arbeit verlaufenen Dissertation durchgeführt wurde, realisiert [Ebe00a]. Eine weitere Voraussetzung, die im Verlauf dieser Arbeit untersucht

wurde, ist eine einfache, zuverlässige Bestimmung der Kernspinpolarisation des ${}^3\vec{\text{He}}$ vor seiner Anwendung. Diese ist essentiell, da eine Dosisfindung nur möglich ist, wenn neben der eingesetzten Menge an ${}^3\vec{\text{He}}$ auch die Polarisation hinreichend gut bekannt ist. Außerdem lassen sich die Einstellungen der MRT-Sequenzen nur bei genauer Kenntnis der tatsächlich vorhandenen Polarisation exakt durchführen.

Eine weitere Fragestellung, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit angegangen wurde, war die Konzeption eines Transportmagnetfeldes. Dies sollte ein hinreichend großes, homogenes Feldvolumen zur Verfügung stellen, um ${}^3\vec{\text{He}}$ für mehrere Untersuchungen in einem solchen Feld transportieren zu können. Das Befüllen des Transporters mit den Glaszellen sowie der Transport selbst sollten polarisationsverlustfrei verlaufen. Dies bedingt, aus Gründen der Feldhomogenität eine Abschirmung gegen äußere magnetische Streufelder, wie sie durch den Tomographiemagneten selbst hervorgerufen werden. Schließlich wurde ein Betrieb des Transportmagnetfeldes mit Permanentmagneten angestrebt, um nicht von Stromquellen abhängig zu sein. Auch dieser Transportmagnet stellt einen fundamentalen Baustein im Mainzer ${}^3\vec{\text{He}}$ -MRT-Konzept dar. Denn der neu entwickelte Polarisator besitzt die Leistungsfähigkeit zur Versorgung mehrere Kliniken mit ${}^3\vec{\text{He}}$. Dies bedingt natürlich den Einsatz einfacher, robuster Transportmagneten.

Als letzte Aufgabe wurde eine möglichst effiziente Rückgewinnung des eingesetzten ${}^3\vec{\text{He}}$ angestrebt, um den Kreislauf des benutzten ${}^3\text{He}$ zu schließen. Bei Untersuchungen, wie sie momentan standardmäßig in Mainz vorgenommen werden, kommen etwa $2\text{bar} \cdot \text{l}$ ${}^3\vec{\text{He}}$ zum Einsatz. Bei einem Preis von ca. $300\text{DM}/\text{bar} \cdot \text{l}$ bedeutet dies immense Kosten, die durch eine Rückgewinnung gesenkt werden können. Hinzu kommt, daß ${}^3\text{He}$ in nur sehr geringem Maße natürlich auf der Erde vorkommt. Die weltweiten Ressourcen von $1500\text{bar} \cdot \text{m}^3$ [Kau98] stammen aus dem Zerfall von Tritium, das für den Bau von Wasserstoffbomben speziell erbrütet wurde. Würde man also das ${}^3\text{He}$ nicht zurückgewinnen, so würden sich die Vorräte schnell verbrauchen, was zu einem Preisanstieg für ${}^3\text{He}$ und später zum Ende der ${}^3\vec{\text{He}}$ -MRT führen würde. Aus diesem Grund sollte eine Rückgewinnungsanlage konstruiert und aufgebaut werden, mit der es möglich ist, den weitaus größten Teil des eingesetzten ${}^3\vec{\text{He}}$ wiederzugewinnen. Die Kapazität der Anlage sollte dabei so konzipiert werden, daß eine Gasmenge von mindestens $4\text{bar} \cdot \text{l}$ ${}^3\text{He}$, wie sie pro Meßtag eingesetzt wird, in einem Durchgang aufbereitet werden kann. In der Lunge durchmischt sich das Helium mit der Luft und wird nur langsam wieder abgeatmet. Das erwartete Mischungsverhältnis von ${}^3\text{He}$ zu Luft, im abgeatmeten Gas wurde mit etwa 2% abgeschätzt. Die Reinheit des wiedergewonnenen ${}^3\text{He}$ -Gases sollte dabei zu einer erneuten Polarisation ausreichen.

Abgesehen vom folgenden Kapitel, das die Grundlagen der Bildgebung mittels MRT diskutiert, beschreibt diese Arbeit den kompletten Kreislauf des ${}^3\text{He}$ -Gases. In Kapitel 3 werden das Optische Pumpen von ${}^3\vec{\text{He}}$ sowie der vollständige Polarisationszyklus beschrieben. In diesem Kapitel findet sich auch ein Vergleich der Polarimetrie am Polarisator- und Kompressorsystem mit der Polarimetrie bei hohem Druck, die am Tomographen zum Einsatz kommt. Danach werden im Kapitel 4 die entwickelten Magnetfelder mit ihren Parametern vorgestellt. Kapitel 5 diskutiert kurz die Verabreichung des ${}^3\vec{\text{He}}$. Eine Apparatur, die speziell zu diesem Zweck konstruiert wurde, wird hier vorgestellt. Die geschwindigkeitsgewichteten Messungen mittels ${}^3\vec{\text{He}}$ -MRT finden sich in Kapitel 6, während sich

Kapitel 7 mit der Aufbereitung des abgeatmeten Gases beschäftigt. Bevor in Kapitel 9 eine abschließende Zusammenfassung dieser Arbeit gegeben wird, folgt in Kapitel 8 ein Ausblick in die Zukunft der hier vorgestellten Themengebiete.

2 Magnet-Resonanz-Tomographie

Die Magnet-Resonanz-Tomographie (MRT) beruht auf dem Prinzip der *Nuclear Magnetic Resonance* (NMR). Nachdem in der Einleitung schon eine prinzipielle Erläuterung der NMR vorgenommen wurde¹, soll in diesem Kapitel die Bildgebung beschrieben werden. Anschließend wird diskutiert, wie mit Hilfe der MRT geschwindigkeitsgewichtete Untersuchungen durchgeführt werden können. Eine tiefergehende Darstellung der MRT findet sich in [Bös89], [Gro96] sowie [Hof96].

2.1 Bildgebung

Um ein Bild mittels NMR zu erhalten, muß dem detektierten Signal eine Ortsinformation *aufgeprägt* werden. Dem Grundmagnetfeld werden zu diesem Zweck Gradientenfelder der Form

$$G_x = \frac{\partial B_z}{\partial x}, \quad G_y = \frac{\partial B_z}{\partial y}, \quad G_z = \frac{\partial B_z}{\partial z} \quad (2.1)$$

überlagert. Dies führt zu einer ortsabhängigen Larmorfrequenz innerhalb des Ensembles². Diesen Effekt nutzt man aus, um eine ortsabhängige Detektion des Signals zu erreichen. Das Prinzip der Bildgebung wird hier anhand einer FLASH-Sequenz (**F**ast **L**ow **A**ngle **S**Hot) beschrieben. Diese Art der Bildgebung wurde von Haase 1986 entwickelt [Haa86], [Fra86].

2.1.1 Schichtselektion

Um das dreidimensionale Problem der Signalrekonstruktion auf ein zweidimensionales Problem zu reduzieren, wird zuerst während des Einstrahlens eines schmalbandigen, also frequenzselektiven Hochfrequenzpulses ein Gradientenfeld in z -Richtung angelegt (vgl. Abb. 2.1). Eine effektive Auslenkung der Magnetisierung findet nur dann statt, wenn die Resonanzbedingung $\omega_{HF} = \omega_{Larmor}$ erfüllt ist. Sonst schwächt sich die Anregung gemäß der Majorana-Formel ab. Man erreicht auf diese Weise die Anregung einer dünnen Schicht des Ensembles, deren Anregungsprofil an den Rändern ausläuft. Will man eine scharf begrenzte Schicht anregen, so benutzt man einen amplitudenmodulierten Hochfrequenzpuls (Sinc-Puls) der Form $\sin x/x$ mit $x = t - t_{Puls}/2$, der nach der halben Pulsdauer $t_{Puls}/2$ sein Maximum erreicht. Da die Fouriertransformierte dieser Anregungsfunktion im Frequenzraum und damit infolge des Feldgradienten aus Gleichung 2.1 auch in der Ortskoordinate z gerade einem Rechteck entspricht, wird die Magnetisierung exakt innerhalb dieses Volumens ausgelenkt. Die Dicke der Schicht berechnet sich aus der Bandbreite der

¹Eine ausführliche Beschreibung dieses Themengebietes findet sich in [Abr63] und [Sli63].

²Natürlich ruft ein Gradient bezüglich einer Richtung wegen der Maxwell-Gleichung $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ auch Komponenten in den beiden anderen Raumrichtungen hervor. Diese sind jedoch nur klein und addieren sich quadratisch mit den anderen Magnetfeldern auf. Sie beeinflussen die Larmorfrequenz also nur in 2. Ordnung und werden hier im folgenden vernachlässigt.

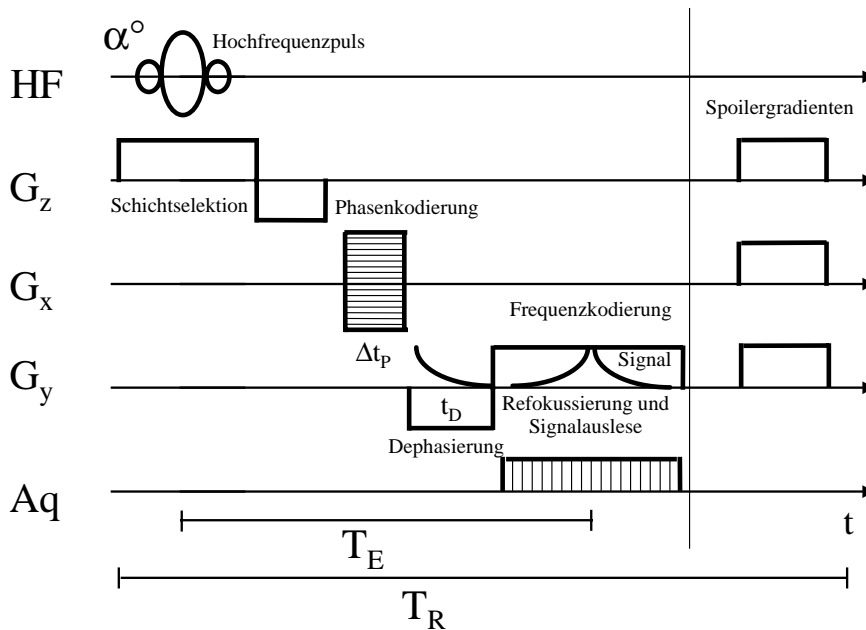


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufes einer FLASH-2D-Sequenz. (Erläuterungen siehe Text).

Hochfrequenz $\Delta\omega$, dem gyromagnetischen Verhältnis γ und dem gewählten Gradienten G_z zu

$$\Delta z \equiv d = \frac{\Delta\omega}{\gamma \cdot G_z}. \quad (2.2)$$

Der *Schichtselektionsgradient* G_z führt schon während des Anregungspulses zum Verlust eines Teils der Phasenkohärenz der transversalen Magnetisierung, da die Larmorfrequenz auch innerhalb des Anregungsvolumens differiert. Man bezeichnet dies als *Dephasierung* der Spins. Um diesen Effekt zu kompensieren, wird nach dem Ausschalten des Hochfrequenzpulses ein Gradient der Stärke $-G_z$ und der Zeitdauer $t_{Puls}/2$ dem Grundfeld überlagert (vgl. Abb. 2.1). Da man in guter Näherung annehmen kann, daß die Auslenkung der Magnetisierung in der Mitte des Anregungspulses stattfindet, wird auf diese Weise die transversale Magnetisierung wieder *rephasiert*.

2.1.2 Phasenkodierung

Das dreidimensionale Problem der Ortsauflösung hat sich durch die Schichtanregung auf ein restliches, zweidimensionales Problem reduziert. Um nun die Transversalmagnetisierung innerhalb der Schichtfläche lokalisieren zu können, wird weiterhin die Ortsinformation in x-Richtung mittels eines *Phasenkodiergradienten* manipuliert. Dabei wird für eine *feste* Zeit Δt_P ein Gradient G_x angelegt (vgl. Abb. 2.1). Dies führt wiederum zur einer x-abhängigen Larmorfrequenz, die ebenfalls zu einer Dephasierung der Transversalmagnetisierung führt. Betrachtet man nun einzelne *Spins*, so bedeutet dies, daß die *Spins* an verschiedenen Orten während der Einstrahldauer Δt_P des Gradienten eine ortsabhängige

Phase

$$\Delta\varphi = \gamma \cdot G_x \Delta t_P \cdot x \quad (2.3)$$

akkumulieren. Man erhält somit eine Transversalmagnetisierung, deren Phase direkt einen Rückschluß auf den Ort der Magnetisierung in x-Richtung zuläßt. Der Phasenunterschied ist dabei linear mit dem angelegten Gradienten G_x verknüpft. Je stärker der Phasenkodiergradient gewählt wird, um so mehr wird die Phasenkohärenz der Transversalmagnetisierung des rotierenden Spinensembles zerstört. Dies hat zur Folge, daß das detektierte Signal mit zunehmender Gradientenstärke immer weiter abgeschwächt wird. Die Konsequenzen dieser Tatsache werden im Abschnitt über die Bildrekonstruktion diskutiert.

2.1.3 Frequenzkodierung

Die dritte Raumkoordinate wird während der Datenauslese selbst *kodiert*. Man bedient sich hierbei im Prinzip der gleichen Methode wie bei der Phasenkodierung. Nur wird der *Frequenzkodiergradient* G_y nicht für eine bestimmte Zeit zur Dephasierung angelegt, sondern es wird während der Signalauslese eine ortsabhängige Larmorfrequenz in y-Richtung eingestellt. Es gilt

$$\omega(y) = \gamma(B_0 + G_y \cdot y). \quad (2.4)$$

Bis die resultierende Transversalmagnetisierung unter dem Einfluß des Gradienten völlig dephasiert ist, hat man Zeit, die Daten zu akquirieren. Um diese Zeit zu verlängern, erzeugt man ein *Gradientenecho*. Man schaltet zuerst einen Dephasiergradienten der Stärke $-G_y$ für die Zeit t_D , der die Phasenkohärenz der Transversalmagnetisierung völlig vernichtet (vgl. Abb. 2.1). Danach wird der eigentliche Frequenzkodiergradient oder auch *Readoutgradient* der Stärke G_y während der gesamten Signalauslese geschaltet. Auf diese Weise wird die Transversalmagnetisierung wieder rephasiert, um anschließend wieder dephasiert zu werden. Es kommt somit zu einem Anwachsen und anschließenden Abfallen des vorher zerstörten Signals. Diesen Vorgang bezeichnet man als *Echo*. Da in diesem Fall zur Erzeugung eines solchen Echos Gradientenschaltungen eingesetzt werden, spricht man auch von einem *Gradientenecho*. Da man sowohl den Signalanstieg als auch dessen Abnahme detektieren kann, erhält man so die doppelt Zeit zur Datenakquisition (vgl. Abb 2.1).

2.1.4 Bildrekonstruktion

Führt man auf die oben beschriebene Art und Weise ein NMR-Experiment durch, so nennt man dies einen *Phasenkodierschritt*. Für das detektierte Signal ergibt sich

$$S(G_x, t) \propto \iint_{\text{Schicht}} (m(x, y) \cdot e^{-iG_x x \Delta t_P} \cdot e^{-i\gamma G_y y t}) dx dy. \quad (2.5)$$

Hierbei ist $S(G_x, t)$ das detektierte Signal, $m(x, y)$ das magnetische Moment am Ort (x, y) , $e^{-iG_x x \Delta t_P}$ die durch den Phasenkodiergradient hervorgerufene Phase $\Delta\varphi$ (2.3) und $e^{-i\gamma G_y y t}$ der Phasenfaktor, der durch die Frequenzkodierung entstanden ist. Das Proportionalitätszeichen beschreibt lediglich Einflüsse, die durch die Abbildungseigenschaften der Verstärker und der Detektionsspulen hervorgerufen werden.

Man erkennt sofort, daß der Zusammenhang zwischen dem detektierten Zeitsignal und dem ortsabhängigen magnetischen Moment durch eine zweidimensionale Fouriertransformation bestimmt ist. Bei einem solchen Phasenkodierschritt werden üblicherweise in y-Richtung 256 äquidistante Werte ausgelesen. In x-Richtung hat man allerdings nur einen einzigen Wert einer bestimmten Phase. Um in dieser Raumrichtung ebenfalls 256 Stützpunkte zu erhalten, muß man 256 Phasenkodierschritte mit verschiedenen Gradientenstärken G_x durchführen (vgl. Abb. 2.1). Diese Werte kann man dann in eine Matrix eintragen und eine zweidimensionale Fourierrücktransformation durchführen. Man erhält direkt eine Intensitätsverteilung, die einer *Spindichteverteilung* proportional ist. Die in Abbildung 2.1 eingetragenen Spoilergradienten dienen zur völligen Dephasierung restlicher transversaler Magnetisierung nach jedem Phasenkodierschritt. Diese könnte sonst im nächsten Phasenkodierschritt Bildfehler hervorrufen.

Wie bereits im Abschnitt zur Phasenkodierung erwähnt, schwächt sich das detektierte Signal mit steigender Gradientenstärke G_x ab. Für das erzeugte Bild bedeutet dies, daß bei kleinen Gradientenstärken die Gesamtintensität bestimmt wird, während die großen Gradienten G_x die Feinheit der Auflösung ausmachen.

Eine Bildgebungssequenz wird in der Regel durch verschiedene Parameter charakterisiert, wie der Echozeit T_E , der Repetitionszeit T_R und der Akquisitionszeit T_{Aq} . Die Echozeit beschreibt die Zeit von der Mitte des Anregungspulses bis zum Maximum des Gradientenechos und beträgt bei unseren Messungen in der Regel 4.2ms. Die Repetitionszeit ist die Zeit, die für einen kompletten Phasenkodierschritt, einschließlich der gesamten Anregung und der Spoilergradienten benötigt wird. Sie beträgt in unseren Fall 12,4ms. Mit Akquisitionszeit wird die Zeitdauer beschrieben, die für eine komplette Aufnahme benötigt wird. Sie ist das Produkt aus der Anzahl der Phasenkodierschritte und der Repetitionszeit.

2.2 Geschwindigkeitsmessung mittels MRT

Mit der MRT ist es nicht nur möglich, die Magnetisierung an einem Ort innerhalb eines Ensembles zu detektieren, sondern es gibt auch Verfahren, um funktionelle Untersuchungen durchzuführen. Man ist z. B. in der Lage, Strömungsgeschwindigkeiten von Blut in Gefäßen des menschlichen Körpers zu beobachten (vgl. [Stå89] und [Bra85]). Diese Methode wurde hier benutzt, um in ersten Experimenten zu untersuchen, in wieweit eine Messung der Strömungsgeschwindigkeit in den oberen Atemwegen mittels $^3\vec{\text{He}}$ -MRT möglich ist. Die Theorie zu dieser Art der Bildgebung soll in diesem Abschnitt kurz erläutert werden. Für weitergehende Informationen sei hier auf [Yua87], [Kra89] sowie [Boe92] verwiesen.

Wandelt man das detektierte Signal über eine Fouriertransformation in ein ortsabhängige Magnetisierung um, so erhält man außer der ortsabhängigen, sogenannten Magnitude dieser Magnetisierung auch deren jeweilige Phase. Dies macht man sich bei der Geschwindigkeitsmessung mittels MRT zunutze. Bei dieser Methode wird mittels eines zusätzlichen Gradienten $G_{z,v}(t)$ der meist in Richtung der Strömung weist, der Transversalmagnetisierung eine zusätzliche, *geschwindigkeitsabhängige* Phase aufgeprägt. Zur Erstellung eines geschwindigkeitskodierten Bildes werden dann die Phasenverschie-

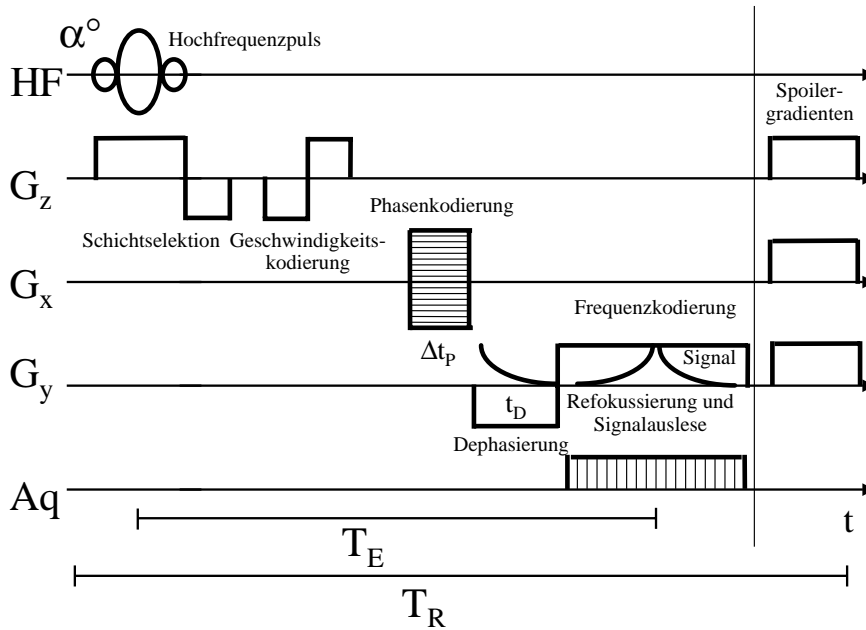


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des zeitlichen Ablaufes einer FLASH-2D-Sequenz mit Geschwindigkeitskodierung

bung benutzt. Um durch diesen Gradienten die Transversalmagnetisierung nicht auch zu dephasieren wie im Fall der Phasenkodierung, wird auch dieser Gradient *bipolar* ausgelegt (siehe Abb. 2.2), derart, daß

$$\int_0^{t_{Echo}} G_{z,v}(t) dt = 0 \quad (2.6)$$

wird.

Wie die Phase der Transversalmagnetisierung mit der vorhandenen Geschwindigkeit zusammenhängt, kann man sich leicht klar machen, wenn man sich überlegt, wie sich ein *Spin* in Anwesenheit eines Magnetfeldes verhält³. Unter dem Einfluß des homogenen Grundfeldes präzediert dieser *Spin* mit der Larmorfrequenz ω_L . Schaltet man nun für eine Zeit t einen *bipolaren* Gradienten der Stärke $G_{z,v}(t)$ ein, der nach der Zeit $t/2$ bei gleichem Betrag sein Vorzeichen ändert, und nimmt an, daß der *Spin* zum Zeitpunkt $t = 0$ die Phase 0 besitzt, so hat der *Spin*, falls er ruht, nach dem Ausschalten des Gradienten die Phase

$$\varphi = \int_0^t \omega(\tau) d\tau = \int_0^t \gamma \cdot (B_0 + G_{z,v}(t) \cdot z) d\tau = \gamma \cdot B_0 \cdot t. \quad (2.7)$$

Bewegt sich nun dieser *Spin* mit der Geschwindigkeit v_z in z -Richtung, so erhält die obige Gleichung einen zusätzlichen Term. In diesem Fall ist die Phase φ_v nach dem Ausschalten des Gradienten gerade

$$\varphi_v = \int_0^t \omega_v(\tau) d\tau = \int_0^t \gamma \cdot (B_0 + G_{z,v} \cdot (z + v_z \cdot t)) d\tau = \gamma \cdot B_0 \cdot t + \gamma \cdot G_{z,v} \cdot v_z \cdot t^2/4. \quad (2.8)$$

³Im folgenden sei, ohne Beschränkung der Allgemeinheit, die Strömungsgeschwindigkeit in z -Richtung gewählt.

Die so gemessene Phase φ_v hängt dann linear von der Geschwindigkeit ab. Man führt nun zwei Experimente durch, wobei im ersten Fall bei konstanter Geschwindigkeit v_z der Geschwindigkeitskodiergradient 0 gewählt wird. Die gemessene Phase subtrahiert man von der gemessenen Phase einer zweiten Messung mit einem Geschwindigkeitskodiergradienten ungleich 0. Auf diese Weise erhält man einen Phasenunterschied

$$\Delta\varphi = \gamma \cdot G_{z,v} \cdot v_z \cdot t^2/4, \quad (2.9)$$

der direkt mit der Geschwindigkeit v_z korreliert ist.

Bei den in der Beschreibung der Bildgebung angestellten Betrachtungen wurden die Gradienten idealisiert als infinitesimal schnell geschaltet angesehen. In der Realität ist dies natürlich nicht der Fall, sondern die Gradienten benötigen eine gewisse Zeit bis sie ihre maximale eingestellte Stärke erreichen. Für die eigentliche Bildgebung bedeutet dies, daß man die Gradienten über die Zeit integrieren muß, um die Phasenlage an einem bestimmten Ort zu berechnen und somit diesen Ort richtig aus den gemessenen Daten zu rekonstruieren. Bei der geschwindigkeitsbezogenen MRT ist das ebenso der Fall. Allerdings muß man sehr genau die Entwicklung der Phase, während des Geschwindigkeitskodiergradienten betrachten, um bei der Evaluation der gemessenen Phasen die richtigen Geschwindigkeiten zuzuordnen. Eine detaillierte Berechnung der Phasenentwicklung für bewegte *Spins* wurde durchgeführt und befindet sich in Anhang A. In der Praxis wird ein solcher Geschwindigkeitskodiergradient, der in Richtung der Schichtselektion (hier in z -Richtung) weist, immer direkt mit dem *Schichtselektionsgradienten* verknüpft. Man kann in guter Näherung annehmen, daß die Schichtselektion in der Mitte des Anregungspulses erfolgt (vgl. Kap. 2.1.1). Die Dephasierung und Rephasierung der Spins in Folge der Schichtselektion bedeutet somit schon eine *Geschwindigkeitskodierung* in der Phase der akquirierten Daten⁴. Dies muß bei der Programmierung einer geschwindigkeitskodierten Sequenz in die Überlegungen einbezogen werden, und die zusätzlich benötigten Gradienten müssen hieran angepaßt sein.

Auch die Phase während aller übrigen Gradientenschaltungen muß bei diesen Experimenten betrachtet werden. Die akkumulierten Phasen durch diese Gradienten müssen in allen Raumrichtungen folgende Bedingungen erfüllen, um die Phasenbestimmung in der ³He-vMRT nicht zu beeinflussen:

$$\int_0^{T_{Echo}} G(t) dt = 0, \quad (2.10)$$

und

$$\int_0^{T_{Echo}} (G(t) \cdot t) dt = 0. \quad (2.11)$$

Allein beim *Geschwindigkeitskodiergradient* wird das Integral 2.11 ungleich Null und führt auf diese Weise zur gewünschten Geschwindigkeitskodierung. In beiden Gleichungen ist mit $t = 0$ die Zeit der Auslenkung der makroskopischen Magnetisierung bezeichnet. Für sie wird, wie oben bereits erwähnt, die Mitte des Anregungspulses eingesetzt.

Das Verschwinden der Integrale 2.10 und 2.11 für die Raumrichtungen senkrecht zur beobachteten Strömung ist vor allem auch im Hinblick auf physiologische Untersuchungen bei

⁴In der herkömmlichen Bildgebung spielt diese *ungewollte* Geschwindigkeitskodierung jedoch keine Rolle, da im allgemeinen die Phasen der aufgenommenen Bilder nicht ausgewertet werden.

Blutflüssen an Patienten wichtig. Denn durch das verzweigte System der Blutgefäße und die Ausdehnung des aufgenommenen Bildes kann nicht immer sichergestellt werden, daß man nur Strömungskomponenten in der gewählten Raumrichtung erfaßt. Etwaige Beimischungen aus anderen Gefäßen würden somit die Aufnahme stören und sich als *Artefakte* in den aquirierten Daten niederschlagen. Durch Bildgebungssequenzen, bei denen die Gleichungen 2.10 und 2.11 erfüllt sind, läßt sich dieses Problem beheben, da keine zusätzlichen Phasendifferenzen beitragen können. Diese Überlegungen gelten natürlich äquivalent für das feinverästelte Bronchialsystem der Lunge, in der ebenfalls Beimischungen aus Geschwindigkeitskomponenten anderer Raumrichtungen in der ${}^3\vec{\text{He}}$ -vMRT beitragen könnten.

Die in diesem Abschnitt angestellten Betrachtungen gelten nur für gleichförmig bewegte *Spins*. Würde das beobachtete Medium eine Beschleunigung erfahren, so müßten Terme höherer Ordnung in die Betrachtungen mit einbezogen werden. Dies ist möglich, verursacht aber einen erheblich größeren Aufwand in der Sequenzentwicklung und wird aus diesem Grund nur für spezielle Messungen durchgeführt.

3 Polarisation

Wie schon in der Einleitung und im vorangegangenen Kapitel erläutert, bedarf es einer Polarisation weit oberhalb des Boltzmann-Gleichgewichts, um eine Bildgebung mit $^3\vec{\text{H}}\text{e}$ an der menschlichen Lunge durchzuführen. In diesem Kapitel wird nun beschrieben wie man diese erzeugen kann.

Prinzipiell gibt es drei Methoden, mit denen es möglich ist, eine solche Polarisation herzustellen. Aus Gleichung 1.2 weiß man, daß die Polarisation als Besetzungszahlüberschuß einer Spinkomponente gegenüber der anderen Komponente definiert ist. Für die Boltzmann-Polarisation gilt dann

$$P = \frac{\mu B}{k_B T}. \quad (3.1)$$

Hierbei sind μ das kernmagnetische Moment, B die magnetische Flußdichte, k_B der Boltzmannfaktor und T die absolute Temperatur in Kelvin. Durch Abkühlen von ^3He etwa auf eine Temperatur von 4,2 Kelvin sowie das Anlegen eines äußeren Führungsfeldes von beispielsweise 8 Tesla wird das Helium auf einen Wert von nur $P_B = 0.23\%$ polarisiert werden [Zie99]. Wirklich hohe Polarisationsgrade verlangen Temperaturen im Bereich von 10mK und dazu hohen Druck zur Verfestigung des ^3He , eine sehr aufwendige Technik, die in großem Maßstab noch nicht verwirklicht ist [Fro98].

Eine zweite Möglichkeit der Polarisation von ^3He bietet das *Rubidiumpumpen*. Hierbei wird eine Glaszelle mit einem Druck von ca. 4,01bar mit ^3He befüllt und Rubidium in diese Zelle eingebracht. Bei einem Rubidiumdampfdruck von 0,022mbar wird in einem äußeren magnetischen Führungsfeld mit zirkular polarisiertem Laserlicht der Wellenlänge 795nm das Elektronensystem des Rubidiums optisch gepumpt (vgl. [Chu87] und [Eck92]). Durch Stöße mit den ^3He -Atomen überträgt sich der Drehimpuls auf die ^3He -Kerne, wodurch das Helium auf Werte bis zu 40% polarisiert werden kann.

In unserer Arbeitsgruppe wird ein anderer Weg, das *Direkte Optische Pumpen* benutzt, um die Kernspins der Heliumatome auszurichten. Wie dies funktioniert, wird im nächsten Abschnitt erläutert. Da dies nur bei Drucken von wenigen mbar möglich ist, folgt dem Optischen Pumpen eine Kompression, die ebenfalls beschrieben wird. Die Polarisationsbestimmung bei niedrigen und bei hohen Drucken wird im darauffolgenden Abschnitt diskutiert, bevor in einem letzten Abschnitt die longitudinalen Relaxationsmechanismen, die hier von Bedeutung sind, besprochen werden.

3.1 Direktes Optisches Pumpen

In Abbildung 3.1 ist das *Direkte Optische Pumpen* von $^3\vec{\text{H}}\text{e}$ schematisch dargestellt¹. Bei der Methode wird zuerst bei einem Druck von ca. 1mbar ein Bruchteil von ca. 10^{-6} der ^3He -Atome über eine Hochfrequenzgasentladung aus dem Grundzustand (1^1S_0) in den metastabilen Zustand 2^3S_1 des Triplett-Systems angeregt. Hierbei ist es sehr wichtig, daß das Heliumgas sehr rein ist, denn die Anregungsenergie für Helium beträgt etwa 20eV und ist

¹Eine exaktere Beschreibung findet sich in [Wal62], in [Col63] sowie in [Sch63].

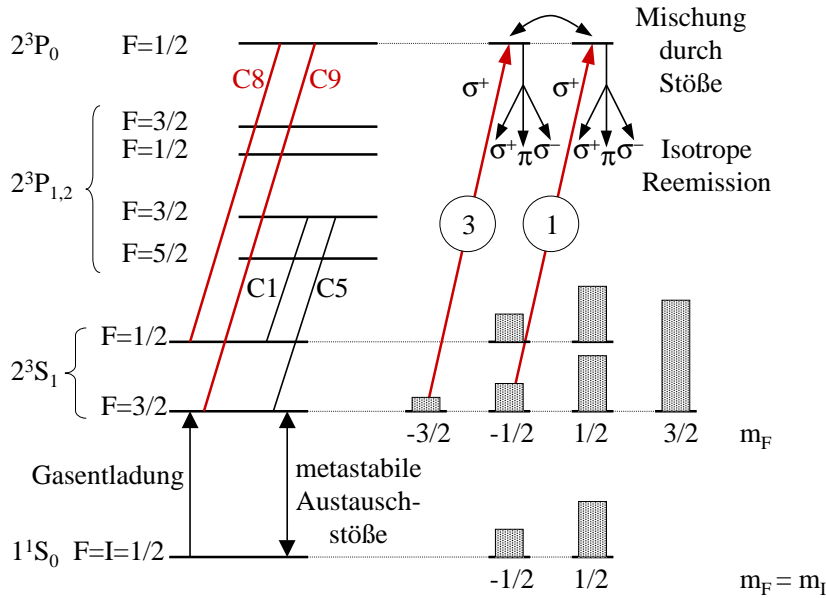


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Direkten Optischen Pumpens von ^3He .

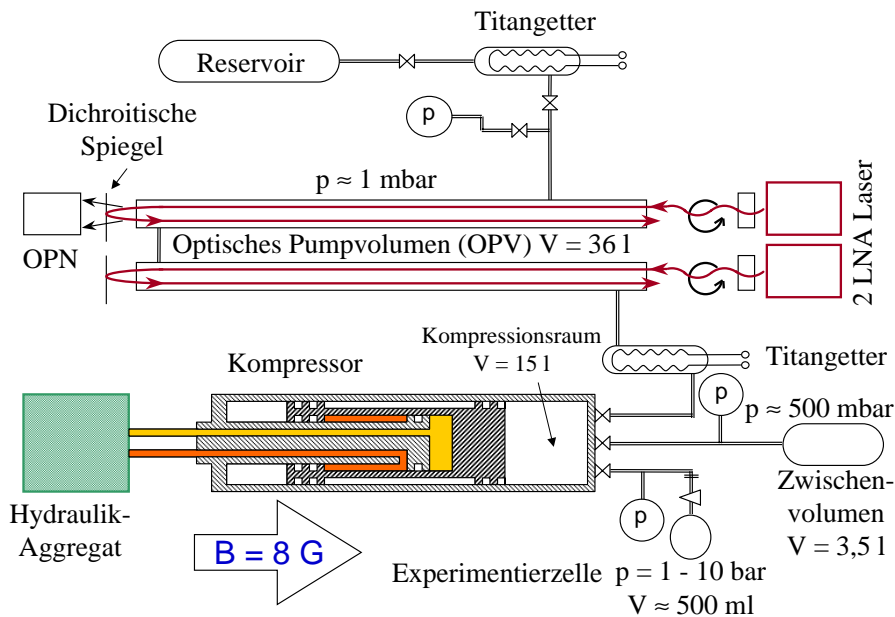
bei allen anderen Atomen und Molekülen kleiner. Würde eine Verunreinigung des Heliumgases vorliegen, so würde die Gasentladung über andere Atome ablaufen, und es könnten nicht genügend metastabile Heliumatome erzeugt werden bzw. die vorhandenen würden in Stößen mit Fremdgasatomen abgeregt (quenchen). Dies würde die erreichbare Polarisation drastisch reduzieren. Dieser Sachverhalt ist für die Konstruktion der Rückgewinnungsanlage von entscheidender Bedeutung (vgl. Kap. 7). In einem äußeren Magnetfeld der Stärke 8 Gauß führt der Zeeman-Effekt zur Aufhebung der energetischen Entartung der Hyperfeinstrukturzustände (vgl. Abb. 3.1). Ein elektromagnetischer Übergang vom metastabilen 2^3S_1 -Niveau in den Grundzustand ist wegen des Interkombinations- und Paritätsverbotes nicht möglich, und die Lebensdauer in diesem Zustand ist durch Stöße mit den Gefäßwänden und (bei sonst reinem Gas) durch die Bildung von He_2^* -Eximern (druckabhängig in Dreierstößen) auf typisch einige Millisekunden begrenzt.

Durch Einstrahlen von 4-8 Watt zirkular polarisiertem Laserlicht der Wellenlänge 1083nm entlang der Magnetfeldachse werden die Elektronen der Heliumatome im 2^3P_0 -Zustand ausgerichtet². Beim Einstrahlen von σ^+ -Licht wird ein Drehimpuls von $\Delta m_F = +1$ auf die Heliumatome übertragen. Die Hyperfeinwechselwirkung sorgt dabei für eine starke Kopplung des Hüllenspins an den Kernspin der Heliumatome und damit für die Ausbildung einer Kernspinpolarisation. Durch optische und strahlungslose Übergänge kehren die Heliumatome in den metastabilen Zustand zurück, wodurch sich metastabile, kernspinpolarisierte Heliumatome ($^3\text{He}^*$) ausbilden.

Über *metastabile Austauschstöße* (vgl. Abb. 3.1) führt ein elektrostatischer Prozeß zum Austausch der Anregungsenergien zwischen den Stoßpartnern

$$^3\text{He}(m_F = -1/2) + ^3\text{He}^*(m'_F) \Leftrightarrow ^3\text{He}(m_F = 1/2) + ^3\text{He}^*(m'_F - 1) \quad (3.2)$$

²Eine detaillierte Beschreibung des Lasersystems findet sich in [Wer89], [Mie92] sowie [Roh94].

Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Polarisators und Kompressors für ${}^3\vec{\text{He}}$.

[Eck92]. Dies erzeugt kernspinpolarisierte Helium Grundzustandsatome (${}^3\vec{\text{He}}$) und unpolarisierte metastabile Heliumatome, die einem erneuten optischen Pumpzyklus zur Verfügung stehen. Man erreicht Polarisierungen bis zu $P = 80\%$ in einer abgeschlossenen, zylindrischen Glaszelle der Länge 1m, einem Durchmesser von 6cm und einem Druck von 1,33mbar ${}^3\text{He}$ [Roh94].

3.2 Polarisierung und Kompression von ${}^3\vec{\text{He}}$

Für den Einsatz in der medizinischen ${}^3\vec{\text{He}}$ -MRT muß dieses Gas noch auf Drücke von einigen Bar verdichtet werden. In diesem Abschnitt wird eine *Polarisator-* und *Kompressoreinheit* einführend beschrieben, wie sie in unserer Arbeitsgruppe zur Erzeugung von hohen Polarisierungen bei Drücken von 1 - 10bar eingesetzt wird. Für eine ausführliche Beschreibung dieser Apparatur sei auf die Arbeiten von R. Surkau [Sur95], M. Ebert [Ebe00a] und J. Hasse [Has00] verwiesen.

Aus einem Reservoir wird ${}^3\text{He}$ -Gas entnommen und zum Erreichen höchster Reinheit über einen Titangetter in das optische Pumpvolumen (OPV) auf einen Druck von etwa 1mbar eingelassen (vgl. Abb. 3.2). Von den vorhandenen 5 optischen Pumpzellen mit einem Gesamtvolumen von 36 Litern sind hier der Übersichtlichkeit halber nur zwei Zellen dargestellt. In einem äußeren, homogenen Magnetfeld der Stärke 8 Gauß wird mit zwei Lanthan-Magnesium-Aluminat-Lasern (LNA-Lasern) das ${}^3\text{He}$, wie oben beschrieben, optisch gepumpt und so kernspinpolarisiert. Hierbei läßt sich der Grad der Kernspinpolarisation optisch, mit Hilfe eines *Optischen Polarisationsnachweises* (OPN) messen. Die genaue Funktionsweise dieser Apparatur wird im nächsten Abschnitt erklärt.

Nun wird das ${}^3\vec{\text{He}}$ -Gas mittels eines hydraulikbetriebenen Titan-Kolben-Kompressors in ein Zwischen-volumen ($V = 3,5\text{l}$) verdichtet, bis dort ein Druck von etwa 500mbar

erreicht ist. Danach wird in einem zweiten Schritt, das Gas aus dem Zwischenvolumen in die Experimentierzellen abgefüllt. Diese haben für die medizinische ^3He -Tomographie ein Volumen von etwa 500ml. Um eine Rückdiffusion von Fett- oder Öldämpfen aus dem Kompressionsraum ($V = 15\text{l}$) in die hochreinen Optischen Pumpzellen zu unterbinden, ist zwischen dem OPV und dem Kompressor ein zweiter Titangetter installiert.

Am Ende dieses Prozesses können die Experimentierzellen von der Apparatur abgenommen werden und stehen zum Transport zum Tomographiemagneten zur Verfügung. Bevor allerdings der Transport beschrieben wird, soll im nächsten Abschnitt die Kontrolle der Polarisation bei niedrigen Drucken ($p = 1\text{mbar}$) während der Polarisation sowie eine Vergleichsmessung bei hohen Drucken ($p = 2,5 - 3\text{bar}$) erläutert werden.

3.3 Polarimetrie

Eine Überwachung der Polarisation ist sowohl während des Polarisationsvorgangs wie auch am Ort der Bildgebung unerlässlich. Eine Möglichkeit, die Kernspinpolarisation an der Polarisator- und Kompressoreinheit zu kontrollieren, wird hier vorgestellt. Diese wird danach mit einer einfachen Methode verglichen, die Polarisation in Glaszellen bei Drucken von einigen Bar zu messen.

3.3.1 Polarimetrie bei niedrigem Druck

Die Polarimetrie bei niedrigem Druck basiert auf der optischen Bestimmung der Kernspinpolarisation mit Hilfe eines *Optischen Polarisationsnachweises* (OPN) (vgl. Abb. 3.2 und Abb. 3.3). Bei der Gasentladung, die notwendig ist, um metastabile $^3\text{He}^*$ -Atome zu erzeugen, werden auch Atome in das 3^1D_2 -Niveau angeregt. Dieser Zustand geht unter Aussendung von Licht der Wellenlänge 668nm in das 2^1P_1 -Niveau über. Die angeregten Atome sind in gleichem Maße wie die Grundzustandsatome kernspinpolarisiert. Das abgestrahlte Licht trägt so einen Anteil an Zirkularpolarisation, die proportional zur Polarisation des Heliumgases ist (vgl. [Big92] und [Lor93]).

Um diese Polarisation messen zu können wird hinter dem optischen Pumpvolumen, durch einen dichroitischen Spiegel (vgl. Abb. 3.2) das Licht der Wellenlänge 668nm ausgekoppelt. Es wird durch eine rotierende $\lambda/4$ -Platte geleitet, die mit der Frequenz ω rotiert. Diese konvertiert das zirkular polarisierte Licht in linear polarisiertes Licht, dessen Achse mit der doppelten Frequenz der $\lambda/4$ -Platte (2ω) umläuft (vgl. Abb. 3.3). Durch die nachgeschaltete Polarisationsfolie erfährt das Licht eine Amplitudenmodulation, die ebenfalls mit der Frequenz 2ω variiert. Die installierte Linse fokussiert das einfallende Licht auf eine Photodiode, mit der die Intensität des Lichtes gemessen wird. Das Interferenzfilter vor der Photodiode dient zur vollständigen Unterdrückung anderer Spektrallinien und des Umgebungslichts, das eventuell noch in das abgeschirmte Gehäuse des OPN eindringt.

Mißt man die Spannung an der Photodiode, so erhält man einen sinusförmigen Verlauf, aus dem sich der Grad der Zirkularpolarisation des Lichts über die Gleichung

$$P_L = \frac{U^+ - U^-}{U^+ + U^-} \quad (3.3)$$

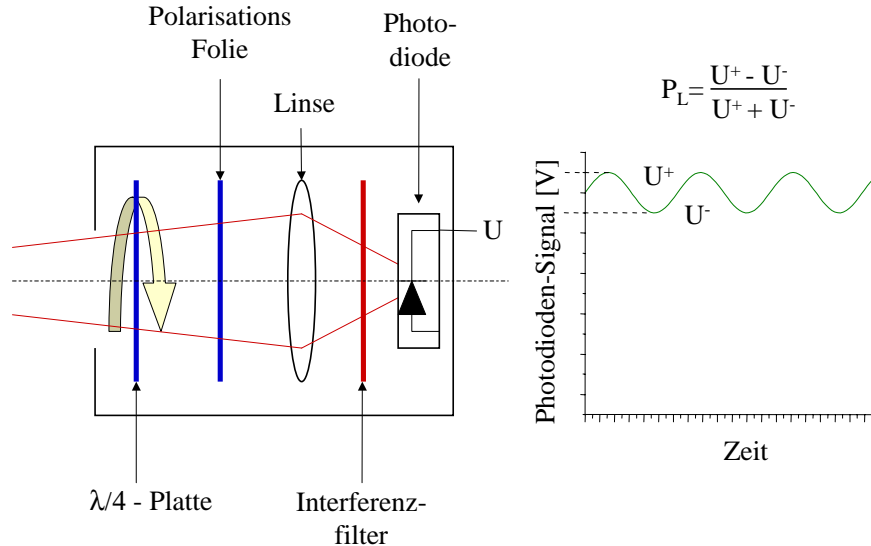


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des optischen Polarisationsnachweises (OPN) zur Bestimmung des Grades der Kernspinpolarisation von ${}^3\text{He}$ bei niedrigen Drucken.

bestimmen läßt (vgl. Abb. 3.3). Mit einem geeichten, druckabhängigen Umrechnungsfaktor kann P_L in den Kernspinpolarisationsgrad umgerechnet werden. Die Genauigkeit der Methode liegt bei 5%.

3.3.2 Polarimetrie bei hohem Druck

Schon in der Arbeit von E. Wilms [Wil95] wurden zwei prinzipielle Methoden zur Polarimetrie bei hohen Drucken vorgestellt. Man bedient sich dabei der Messung des magnetischen Feldes einer Probe mit einer hochpräzisen Magnetfeldsonde (Sättigungskernmagnetometer oder Förstersonde). Die ausgerichteten Kernspins in der Probe erzeugen dabei ein magnetisches Feld in der Größenordnung einiger Zehntel mG. Mittels der *Adiabatic Fast Passage* (AFP) ist es möglich, diese Magnetisierung umzukehren und die Differenz der beiden Magnetfeldwerte mit dieser Sonde zu bestimmen³. Hierbei erhält man das doppelte Magnetfeld der Probe als Meßgröße. In [Wil95] wurde in sphärischen Glaszellen, die bei homogener Magnetisierung außerhalb ein magnetisches Dipolfeld erzeugen (vgl. [Jac75]), die Absolutpolarisation mit einem relativen Fehler von 4,4% bestimmt.

Die zweite Methode der Messung der Magnetisierung beruht ebenfalls auf der Bestimmung des von der Probe erzeugten magnetischen Feldes. In diesem Fall wird allerdings die Probe einmal nahe an den Magnetfeldsensor geführt, und das Feld wird bestimmt. In einem zweiten Schritt entfernt man die Probe wieder und kann über die Differenz der Magnetfeldwerte die Polarisation in der ${}^3\text{He}$ -Probe bestimmen. Dieses Verfahren wurde auch an einer sphärischen Zelle in [Wil95] getestet und in dieser Arbeit erneut aufgegriffen, um eine einfache Bestimmung der Polarisation in den *zylindrischen* Medizinzellen zu

³Eine detaillierte Beschreibung des Meßprinzips, des Aufbaus und der Stabilität einer Förstersonde findet sich in [Wil95].

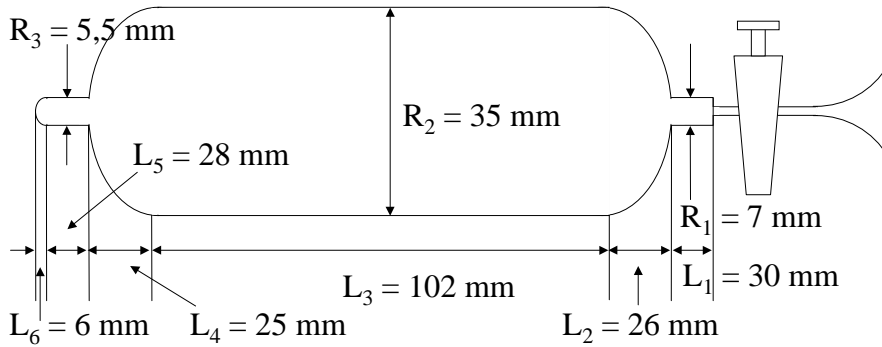


Abbildung 3.4: Darstellung einer Medizin-Transportzelle mit den Parametern zur Berechnung des Geometriefaktors. (Die Größenangaben beziehen sich auf Zelle Nr. 82.)

ermöglichen.

Bestimmung des Geometriefaktors der Medizin-Transportzellen

Die Transportzellen, die üblicherweise für die Medizinmessungen eingesetzt werden, besitzen keine sphärische Form. Aus diesem Grund ist das von einer solchen Probe erzeugte Feld kein magnetisches Dipolfeld, und die gemessene Magnetfeldänderung läßt sich nicht analytisch in eine Polarisation umrechnen. Deshalb wurde ein Computerprogramm entwickelt, welches das Magnetfeld einer beliebig geformten homogen magnetisierten Probe mit einer Monte Carlo-Methode ausintegriert. Dabei entscheidet eine Routine, ob ein Würfel bestimmter Kantenlänge, deren Ausdehnung in der späteren Rechnung mit $l = 0,64\text{mm}$ eingesetzt wurde, zum Zellenvolumen gehört. Für den Fall, daß der Würfel ein Teil der Zelle ist, wird dessen Geometrie in die einer Kugel mit gleichem Volumen und gleichem Ort übertragen, von der ein magnetisches Dipolfeld ausgeht. Die Beiträge aller dieser magnetischer Dipole am Ort des Magnetfeldsensors werden aufsummiert. Auf diese Weise ist es möglich, das von der Probe erzeugte Magnetfeld für verschiedene Konfigurationen von Sonde und Zelle zu berechnen. Bei einer Kantenlänge von $l = 0,64\text{mm}$ lieferte die Evaluation des Geometriefaktors einer sphärischen Zelle mit einem Durchmesser von $\phi = 100\text{mm}$ nur eine Abweichung von 4 Promille gegenüber der analytischen Berechnung. Die Genauigkeit dieser Methode sollte somit ausreichend sein, um die Polarisation in den zylindrischen Medizin-Transportzellen zu bestimmen. Die Geometrie der Transportzellen (vgl. Abb. 3.4) wird durch Zylinder der Radien R_1 , R_2 und R_3 sowie den Längen L_1 , L_3 und L_5 parametrisiert. Die Enden der Zellen werden als Rotationsellipsoide mit den zusätzlichen Parametern L_2 , L_4 und L_6 beschrieben.

Im einzelnen gilt: Ein magnetischer Punktdipol, im Zentrum eines Koordinatensystems mit der Dipolachse in z -Richtung, erzeugt im Punkt (x, y, z) ein Magnetfeld der Stärke

$$\vec{B} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \frac{m \cdot \mu_0}{4 \cdot \pi \cdot (x^2 + y^2 + z^2)^{5/2}} \begin{pmatrix} 3xz \\ 3yz \\ 2z^2 - x^2 - y^2 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

In dieser Gleichung sind mit m das magnetische Moment des Dipols und mit $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\text{Vs/Am}$ die magnetische Permeabilität des Vakuums bezeichnet (vgl. [Jac75]).

Das magnetische Moment eines Volumenelements ΔV ist das Produkt aus dessen Magnetisierung M und ΔV . M läßt sich aus der Teilchenzahldichte $N = p/k_B \cdot T$, der Polarisation P des Gases und des magnetischen Moments des Heliumkerns $\mu_{^3He} = (1,074642 \pm 0.000054) \cdot 10^{-26} \text{Am}^2$ zu

$$M = \frac{p}{k_B \cdot T} \cdot P \cdot \mu_{^3He} \quad (3.5)$$

berechnen.

Wählt man das äußere Führungsfeld in z-Richtung und summiert über alle berechneten Dipole innerhalb des Zellenvolumens, so kann man Gleichung 3.5 umschreiben zu

$$P = \frac{1}{\Gamma_z} \cdot B \cdot \frac{1}{p}. \quad (3.6)$$

Diese Gleichung beschreibt die Polarisation der Probe, die sich aus dem Beitrag des polarisierten Heliums zum Gesamtmagnetfeld ergibt. Hier ist mit Γ_z der *Geometriefaktor* in z-Richtung bezeichnet, in den alle relevanten Größen außer dem Zellendruck p und der gemessenen Magnetfeldänderung einfließen. Für Zelle Nr. 82 ergibt sich z.B. für den Geometriefaktor Γ_z bei einer Temperatur von 293K

$$\Gamma_z = 6,853 \cdot 10^{-8} \frac{\text{bar}}{\text{T}}. \quad (3.7)$$

Die Beiträge der zum Führungsfeld orthogonalen Richtungen werden gleichermaßen berechnet. Da die magnetische Feldstärke mit $1/r^3$ abnimmt, ist es sehr wichtig den relativen Ort der Sonde zur Zelle sowie die exakten Maße der Zelle zu kennen. Der Einfluß von Variationen beim Positionieren der Zelle sowie der Zellengeometrie wurden simuliert und werden im folgen Abschnitt erläutert.

Genauigkeit der Geometriefaktorbestimmung

In diesem Abschnitt soll beispielhaft anhand der Zelle Nr. 82 die erreichbare Genauigkeit der Bestimmung des Geometriefaktors gezeigt werden. Hierzu wurde diese Zelle zuerst mit einer Schieblehre vermessen, und die Maße wurden sowohl in Tabelle 3.1 als auch in Abbildung 3.4 eingetragen. Da alle Medizinzellen aus eisenfreiem Glas gefertigt sind, das sich nur sehr schlecht verarbeiten läßt [Zan96], sind die Oberflächen nicht exakt ausgeformt. Vielmehr weisen sie leichte Wellen (0,5mm) auf und ihre Wandstärke variiert zwischen 1,0 und 2,0mm. Diese Werte wurden an einer zerbrochenen Zelle bestimmt.

Maß	L ₁	L ₂	L ₃	L ₄	L ₅	L ₆	R ₁	R ₂	R ₃
[mm]	30,0	26,0	102,0	25,0	28,0	6,0	7,0	35,0	5,5

Tabelle 3.1: Zur Bestimmung des Geometriefaktors der Zelle Nr. 82 nötige Größenangaben.

Zur exakten Positionierung der Zellen in der Nähe des Magnetfeldsensors wurde eine Halterung konstruiert, in der die Medizinzellen in einem V-Profil eingebettet sind, so daß

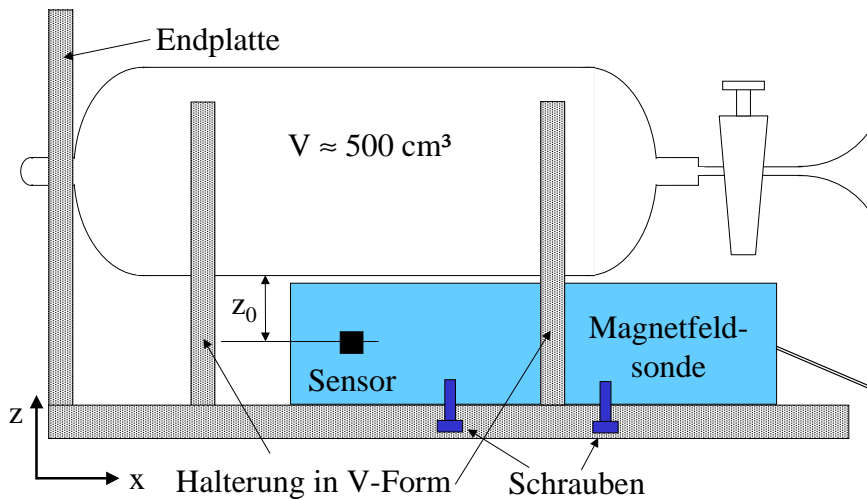


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Lagerung der Zellen zur Polarisationsbestimmung.

sie in y -Richtung geführt werden (vgl. Abb. 3.5). Außerdem ist es durch diese Lagerung möglich alle Medizinzellen exakt zu platzieren. Die Position in x -Richtung wird durch die Endplatte festgelegt, die dem Korpus der Zelle als Anschlag dient. Um den Appendix nicht zu beschädigen, ist ein Loch in die Endplatte eingearbeitet, durch das dieser geführt wird.

Simulationen ergeben, daß eine Verschiebung in x -Richtung um 1mm nur einen relativen Fehler des Geometriefaktors Γ_z von 0,03% bewirkt. Dies ist auch direkt einzusehen, da die Zellen in dieser Richtung eine große Ausdehnung haben und die Beiträge der vom Sensor weit entfernten Teilvolumina nur schwach zum Gesamtfeld beitragen. In y -Richtung führt eine Variation von 1mm zu einer Änderung des Geometriefaktors Γ_z von 0,09%. Eine solche Verschiebung in diese beiden Richtungen ist allerdings denkbar, so daß bei der Bestimmung des Geometriefaktors diese Fehler berücksichtigt werden müssen.

Eine Verschiebung der Zelle in z -Richtung, der Richtung des äußeren Feldes, wirkt sich wesentlich stärker aus. Auch hier ist eine Ungenauigkeit in der Positionierung von 1mm zu erwarten. Abbildung 3.6 zeigt die relative Änderung des Geometriefaktors Γ_z in Abhängigkeit der Entfernung der Zelle vom Sensor der Sonde in z -Richtung. Der Abstand der Zelle 82 zum Magnetfeldsensor wurde zu $z_0 = 56,3\text{mm}$ bestimmt (vgl. Abb. 3.5). Aus dem Graphen 3.6 kann man erkennen, daß schon kleine Verschiebungen in z -Richtung große Auswirkungen auf den Geometriefaktor und somit auf die gemessene Polarisation haben. So verändert eine um 1mm verschobene Ablage der Zelle den Geometriefaktor schon um 3,52%. Man muß also bei der Positionierung der Zellen in der Halterung darauf achten, daß sie gut in der Halterung aufliegen, um solche Fehler zu minimieren.

Weiterhin wurde untersucht, wie sich die Appendizes (L_1 und $L_5 + L_6$) und die Rotationsellipsoiden an den Enden des Korpus auf den Geometriefaktor auswirken. Vernachlässigt man das Volumen der Appendizes, so verändert sich der Geometriefaktor um 0,025%. Bei einer zusätzlichen Vernachlässigung der Rotationsellipsoiden nimmt er um 1,9% ab. Man sieht, daß diese Volumina zwar betrachtet werden müssen, aber ein Fehler

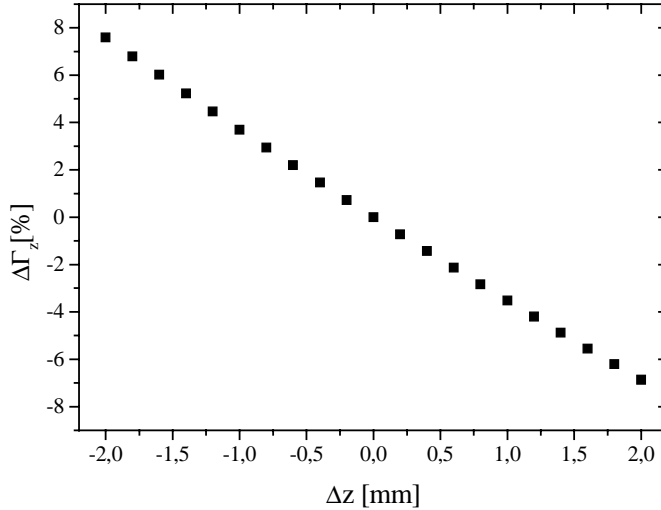


Abbildung 3.6: Relative Änderung des Geometriefaktors Γ_z bei Verschiebung der Zelle Nr. 82 in z-Richtung.

in der Bestimmung der Radien und Längen nur zu unwesentlichen Fehlern in Γ_z führt. Abschließend wurde evaluiert, wie sich eine Variation der Wandstärke des Glases auswirkt. Die durchschnittliche Wandstärke wurde hier mit $(1,5 \pm 0,5)$ mm angenommen. Diese Wandstärke von 1,5mm liegt allen oben berechneten Werten zugrunde. Variiert man sie um den oben angegebenen Fehler, so ändert sich der Geometriefaktor um $\pm 3\%$. Diese Variation liefert neben der Ablage in z-Richtung den größten Beitrag zum Fehler der Geometriefaktorbestimmung und somit zur Bestimmung der Polarisation.

In Tabelle 3.2 sind noch einmal die relativen Abweichungen in allen Raumrichtungen für eine Ablage von 1mm zusammengestellt. Außerdem wurde der Fehler, der aus der Ungenauigkeit der Dickenbestimmung des Glases resultiert, in die Tabelle übernommen. Addiert man diese Fehler quadratisch auf, so erhält man eine Gesamtungenauigkeit in der Bestimmung des Geometriefaktors Γ_z der Zelle Nr. 82 von 4,63%. Gemeinsam mit dem Wert aus Gleichung 3.7 liefert dies

$$\Gamma_z = (6,85 \cdot 10^{-8} \pm 0,32 \cdot 10^{-8}) \frac{\text{bar}}{\text{T}}. \quad (3.8)$$

relativer Fehler	Δx	Δy	Δz	Δd	Gesamt
%	0,03	0,09	3,52	3,00	4,63

Tabelle 3.2: Relative Fehler der Geometriefaktorbestimmung der Zelle Nr. 82.

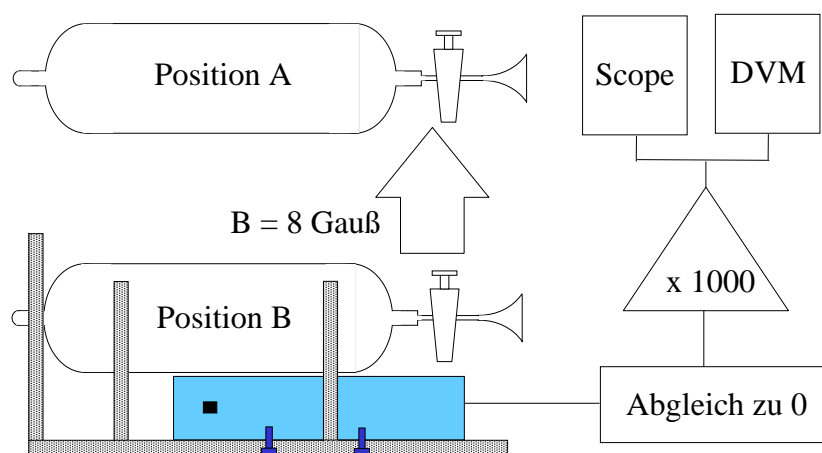


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Polarisationsbestimmung bei hohem Druck.

Messung der Polarisisation

Aus Gleichung 3.7 erkennt man, daß man Variationen des Magnetfeldes in der Größenordnung einiger $10^{-8}\text{T} \equiv 10^{-4}\text{G}$ messen muß. Das bedeutet, daß bei einer magnetischen Flußdichte der Stärke 8G eine Auflösung von 10^{-5} benötigt wird. Eine Magnetfeldsonde, die dies gewährleistet, ist die oben bereits angesprochene Förstersonde MAG-03MS der Fa. Bartington Instruments Limited in Oxford. Diese Sonde kann Magnetfelder zwischen 0 und 10 Gauß mit einem relativen Fehler von 0,5% bestimmen [Bar94]. Dies entspricht jedoch nur der Absoluteichung dieses Meßinstrumentes. Aus den Untersuchungen von E. Wilms [Wil95] ergibt sich eine Auflösung des Geräts von einigen 10^{-6}G . Diese reproduziert sich auch in den Messungen, die hier zur Bestimmung der Polarisisation durchgeführt wurden (s. u.).

Außerdem benötigt man noch ein sechsstelliges Digitalvoltmeter, um bei einem Gesamtfeld von 8G den Beitrag der Zelle mit dieser Präzision messen zu können. Diese Geräte sind recht teuer, und so wurde in der elektronischen Werkstatt des Instituts für Physik eine Kompensationsschaltung mit einem Differenzverstärker entworfen, die die Ausgangsspannung der Meßsonde dem Potential einer Batterie entgegenstellt. Über zwei Potentiometer ist es dann möglich, die Ausgangsspannung der Sonde mit der Spannung der Batterie auf Null abzugleichen. Das Differenzsignal, das in der Größenordnung von einigen Zehntel mV liegt, wird anschließend um den Faktor 1000 verstärkt und als Meßsignal zur Verfügung gestellt. Der Schaltplan der Kompensationsschaltung findet sich in Anhang B. Auf diese Weise ist es mit einem einfachen Digitalvoltmeter (DVM) oder einem Oszillographen möglich, die Differenzspannung zu ermitteln, die der Magnetfeldänderung während der Polarisationsbestimmung entspricht. Eine Darstellung des Versuchsaufbaus findet sich in Abbildung 3.7.

Für das hier beschriebene Testexperiment wurde die Zelle Nr. 82 mit $p_{\text{Zelle}} = (3,08 \pm 0,08)\text{bar}$ polarisiertem Heliumgas befüllt. Die Polarisisation wurde mit Hilfe des Optischen Polarisationsnachweises (vgl. Kap. 3.3.1) während des optischen Pumpprozesses zu $P = 48\%$ bestimmt. Durch Verlustprozesse während der Kompression des Gases

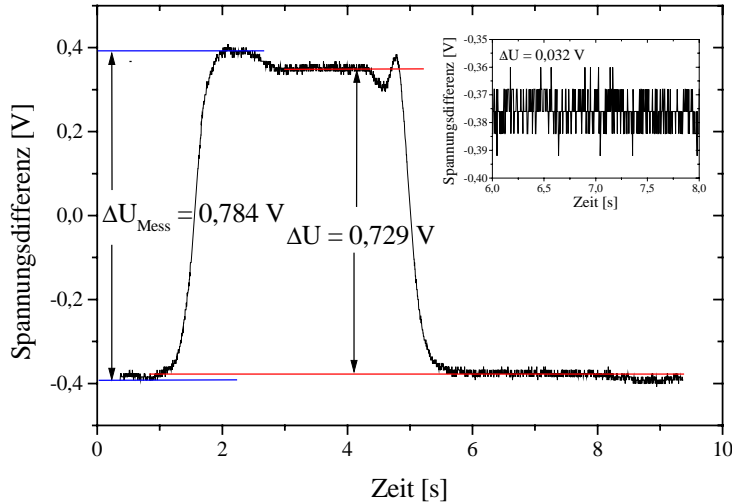


Abbildung 3.8: Spannungsdifferenz bei der Messung der Polarisation am Polarisator.

von relativ 19% bei einem Zellendruck von 3bar (vgl. [Sch98] und [Ebe95]) wurde in die Zelle das Gas mit einer Polarisation von etwa 38,9% abgefüllt. Die Polarisation des ^3He in der Zelle wurde anschließend zuerst am *Polarisator* und danach am *Tomographen* bestimmt. Die benutzte Zelle besitzt eine longitudinale Relaxationszeit von $T_1 = 64,8\text{h}$. Hierdurch verringerte sich die Polarisation in der Zelle bis zur Messung am Polarisator auf $P_{\text{Polarisator}} = 37,5\%$ während sie bei der Datennahme am Tomographiemagneten der Medizin noch $P_{\text{Tomograph}} = 35,5\%$ betrug.

Bei den durchgeführten Experimenten wurden sowohl ein Digitalvoltmeter als auch ein Scope, welches mit einem Computer ausgelesen werden kann, zur Aufnahme der Meßsignale eingesetzt (vgl. Abb. 3.8). Das DVM hatte die Option, innerhalb einer variablen Zeit die Spitzenwerte der gemessenen Spannung zu speichern. Diese wurden zur Differenzwertbestimmung benutzt. Die Apparatur zur Lagerung der Zelle wurde zuerst fest am Polarisator installiert. Es wurde darauf geachtet, daß sich bei den Messungen weder die Magnetfeldsonde noch die Halterung bewegen konnten. Während der Messung im Streufeld des Tomographen war es leider nicht möglich, die Halterung der Zelle fest zu installieren. Sie wurde statt dessen auf einem Stuhl plaziert.

In Abbildung 3.8 ist die am Polarisator gemessene Spannungsdifferenz über der Zeit aufgetragen, wie sie mit dem Oszillographen gemessen wurde. Dabei war die Zelle zuerst in Position A und wurde nach etwa 5 Sekunden in Position B gebracht (vgl. Abb. 3.7). Es wurde eine Spannungsdifferenz von $\Delta U = 0,729\text{V}$ ermittelt. Um jedoch die Messung später einfach zu gestalten, wurde die Polarisation ebenfalls über die Spannungsänderung am DVM mit dessen *Peak-Hold-Funktion* bestimmt. Aus Gründen der statistischen Genauigkeit wurden hierzu jeweils 5 gleiche Messungen sowohl beim *Hinführen* wie auch beim *Wegnehmen* der Zelle aus der Halterung durchgeführt. Diese Meßdaten sind in Tabelle 3.3 sowohl für die Messungen am Polarisator wie auch für die Messungen am Tomographen

eingetragen. Dabei wurden die Mittelwerte der Messungen mit M und die Standardabweichung mit ΔM bezeichnet. Um äußere Einflüsse während der Polarisationsmessung zu bestimmen, wurde vor und nach den Messungen die jeweilige Spannungsänderung über einen Zeitraum von 2 Sekunden aufgenommen. Die Zelle befand sich während dieser Zeit in Position A. Diese Zeit wurde benötigt, um die Zelle in der Halterung zu plazieren und wieder zu entfernen. Aus 5 solcher Messungen wurde ein Mittelwert gebildet, der die Spannungsdrift ohne Zelle wiedergibt. Bei den Messungen am Polarisator ergab sich eine mittlere Drift von $(0,021 \pm 0,015)V$. Das entspricht einer Magnetfeldänderung von $(2,1 \pm 1,5) \cdot 10^{-9}T$. Die Messung am Tomographen lieferte eine mittlere Drift von $(0,010 \pm 0,009)V$ entsprechend $(1,0 \pm 0,9) \cdot 10^{-9}T$. In der vorletzten Zeile der Tabelle wurde die mittlere Drift vom Mittelwert der Polarisationsbestimmung (M) subtrahiert und als gemessene Magnetfelddifferenz (B) in Volt angegeben. Die letzte Zeile gibt den Fehler der Bestimmung der Magnetfelddifferenz (ΔB) an. Diese entsprechen den Magnetfeldwerten in Einheiten von $10^{-7}T$.

	Polarisator (Hin) [V]	Polarisator (Weg) [V]	Tomograph (Hin) [V]	Tomograph (Weg) [V]
	0,743	0,740	0,808	0,804
	0,728	0,692	0,874	0,891
	0,786	0,793	0,987	0,992
	0,821	0,775	0,897	0,690
	0,790	0,741	0,804	0,875
M	0,774	0,748	0,892	0,850
ΔM	0,038	0,039	0,091	0,112
B	0,753	0,727	0,882	0,840
ΔB	0,041	0,042	0,091	0,112

Tabelle 3.3: Daten der Messungen zur Polarisationsbestimmung an Zelle Nr. 82.

Mißt man die Spannungsänderungen mit einem DVM, so hat man nicht die Möglichkeit, wie bei der Messung mit dem Oszillographen zu warten, bis sich ein *steady state*, also ein Plateau, während einer Messung eingestellt hat. Statt der in Abbildung 3.8 angegebenen Spannungsdifferenz ΔU wird man vielmehr die Spannungsdifferenz ΔU_{Mess} erhalten. Diese weicht in dieser Messung von ΔU um 6,8% ab. Innerhalb des statistischen Fehlers sind jedoch sowohl der Wert $\Delta U = 0,729V$ wie auch der Wert $\Delta U_{Mess} = 0,784V$ mit der bestimmten Spannungsdifferenz $B = 0,753 \pm 0,041V$ verträglich. Bei den Messungen im Streufeld des Tomographen erhält man einen Fehler von 9,0% beim Vergleich dieser Werte, was aufgrund der unzureichenden Lagerung der Apparatur zur erwarten ist.

Projiziert man aus dem Graphen in Abbildung 3.8 den Abschnitt zwischen 6 und 8 Sekunden heraus, so kann man eine Rückschluß auf die Präzision der Magnetfeldsonde ziehen. Die Schwankungen liegen in der Größenordnung von 0,032V. Dies entspricht einer relativen Meßgenauigkeit von $3,2 \cdot 10^{-9}T$. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) dieser Messungen ist somit absolut ausreichend.

Setzt man den Geometriefaktor und den Druck in der Zelle in Gleichung 3.6 ein, so erhält man die in Tabelle 3.4 aufgeführten Polarisationswerte. Die größeren Schwankun-

gen der Messung am Tomographen (vgl. Tab. 3.3) hängen mit dem schon diskutierten Aufbau der Apparatur zusammen. Hierbei muß auch auf die extreme Empfindlichkeit dieser Methode hingewiesen werden, die Magnetfeldunterschiede im Bereich von 10^{-8}T zu detektieren vermag. So führt eine minimale Rotation der Sonde zur Messung eines *falschen* Magnetfeldsprungs, der wiederum eine ungenaue Polarisationsbestimmung bedingt. Dieses Problem läßt sich allerdings auch am Tomographen durch einen soliden Aufbau beheben.

	Polarisator			Tomograph		
	Hin	Weg	erwartet	Hin	Weg	erwartet
P [%]	35,7	34,4	37,5	41,8	39,8	35,5
ΔP [%]	2,7	2,7	1,9	4,8	5,7	1,8

Tabelle 3.4: Daten der Messungen zur Polarisationsbestimmung an Zelle Nr. 82.

Vergleicht man die Ergebnisse aus Tabelle 3.4 mit den errechneten Polarisationswerten von $P_{\text{Polarisator}} = 37,5\%$ und $P_{\text{Tomograph}} = 35,5\%$, die ebenfalls in die Tabelle eingetragen sind, so sieht man, daß die Polarisationsbestimmung am soliden Aufbau des Polarisators Ergebnisse mit einem Fehler von 4,8% bzw. 8,3% liefert. Bei der Polarisationsbestimmung am Tomographen hingegen zeigen die Messungen relative Fehler zwischen 12,1% und 17,7%. Diese Fehler lassen sich jedoch durch einen soliden Aufbau ebenfalls auf Werte unter 10% reduzieren. Bemerkenswert an dieser Messung ist, daß alle gemessenen Polarisationswerte, im Rahmen der Fehler, mit den *erwarteten* Polarisierungen aus der Messung mit dem Optischen Polarisationsnachweis (OPN) übereinstimmen. Damit ist diese Methode ausreichend zur Überprüfung des Polarisationsgrades von ${}^3\vec{\text{He}}$ in Glaszellen bei einem Druck von 3 Bar. Angesichts des geringen Aufwands und der leichten Durchführbarkeit ist dies erstaunlich. Die Meßgenauigkeit reicht dabei zur Dosisfindung in der medizinischen ${}^3\vec{\text{He}}$ -Tomographie aus, wie dies eingangs gefordert wurde.

Polarisationsbestimmung vor einem magnetischen Spiegel

Führt man die Messung der Polarisation in der oben beschriebenen Weise durch, wobei jedoch das *homogene* magnetische Grundfeld über einen Polschuh mit hoher Permeabilität (z.B. μ -Metall) bereitgestellt wird, so mißt man eine größere Magnetfeldänderung als die oben angegebene. Eine Konfiguration, die ein homogenes magnetisches Feld in der angesprochenen Art bereitstellt wird in Kapitel 4 detailliert beschrieben.

Bringt man eine Zelle mit polarisierten ${}^3\vec{\text{He}}$ *nahe* vor diesen Polschuh, der als ein magnetischer Spiegel wirkt (vgl. Abb. 3.9), so werden durch das hochpermeable Material alle magnetischen Feldlinien homogenisiert. Das durch das Helium in der Zelle hervorgerufenen magnetische Feld leistet hierzu ebenfalls einen Beitrag. Die magnetischen Feldlinien werden durch den Feldanstieg dichter, und die Änderung des magnetischen Flusses entspricht dem Einbringen einer *virtuellen Spiegelzelle* auf der gegenüberliegenden Seite des Polschuhs. Die Magnetisierung der Spiegelzelle wie auch ihr Abstand vom Polschuh gleichen denen der realen Zelle. Die Richtung des magnetischen Feldes entspricht ebenfalls der des ${}^3\vec{\text{He}}$, da sich die Spiegelzelle auf der gegenüberliegenden Seite des Polschuhs befindet

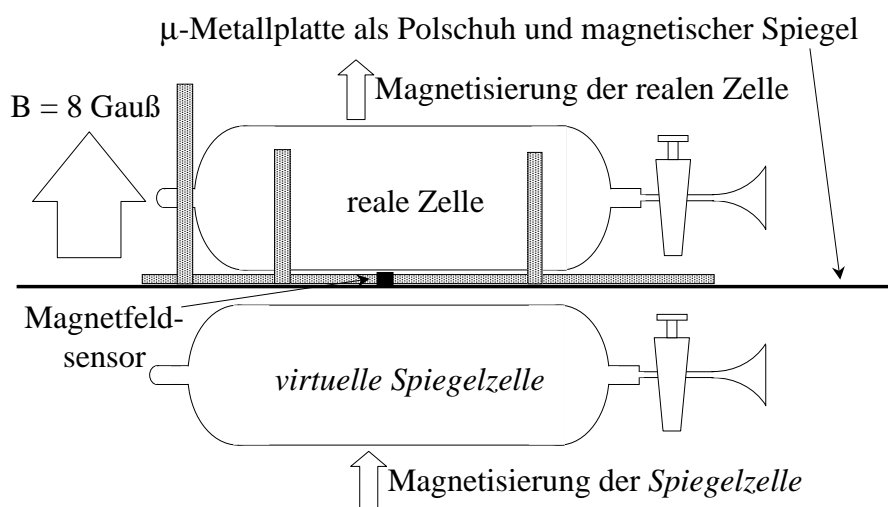


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Polarisationsbestimmung vor einem magnetischen Spiegel.

(vgl. Abb. 3.9). Entfernt man die reale Zelle wieder, so entfernt sich auch ihr *magnetisches Spiegelbild* und das effektive Magnetfeld kehrt in seinen Ausgangszustand zurück. Würde man mit einer *infinitesimal* flachen Magnetfeldsonde die Änderung des magnetischen Flusses direkt auf dem Polschuh messen (vgl. Abb. 3.9), so würde diese neben dem Führungsfeld auch den magnetischen Fluß der *realen Zelle* und der *virtuellen Spiegelzelle* messen. Man erhielte also ein doppelt so großes Meßsignal wie bei der Polarisationsbestimmung im Polarisator- oder Tomographenfeld. Auf diese Weise ließe sich die Genauigkeit der Polarisationsbestimmung weiter steigern.

Dieser Sachverhalt ist hier von großer Bedeutung, da bei den in Kapitel 4 beschriebenen Transportmagnetfeldern gerade hochpermeable Materialien als Polschuhe eingesetzt werden. Außerdem werden sie für den Transport des polarisierten ${}^3\text{He}$ zu den Messungen in der Medizin verwendet. Aus diesem Grund ist eine Kombination aus dieser Polarimetrie und den Transportmagnetfeldern ideal.

Es muß hier jedoch noch darauf hingewiesen werden, daß die verwendete Magnetfeldsonde eine Ausdehnung von 32mm in der betreffenden Raumrichtung aufweist. Es also mit dieser Sonde nicht möglich, direkt auf dem Polschuh eine solche Messung durchzuführen. Aber auch eine Messung mit dieser Sonde in der Nähe eines Polschuhs eines Transportmagnetfeldes wird den Magnetfeldsprung erhöhen und somit die Meßfehler reduzieren.

3.4 Speicherung des polarisierten Gases

Möchte man nun Messungen mit polarisiertem ${}^3\text{He}$ -Gas an Patienten durchführen, so ist es unumgänglich, die Ausrichtung der Kernspins für die Dauer des Transports zu erhalten. Die longitudinale Magnetisierung strebt jedoch immer dem Boltzmann-Gleichgewicht zu. Die führt im Fall von ${}^3\text{He}$ mit $P \gg P_B$ zu einem Polarisationsverlust mit der Zeitkon-

stanten T_1 , die als longitudinale Relaxationszeit bezeichnet wird. Diese Relaxationszeit hängt von verschiedenen Parametern ab. Man kann zu jedem dieser Parameter eine eigene Relaxationszeit definieren, die sich dann reziprok in Form von Raten, aufaddieren. Es gilt

$$\Gamma_1 = \frac{1}{T_1} = \sum_i \Gamma_{1,i}. \quad (3.9)$$

Die verschiedenen Raten, die hier zum Tragen kommen, werden im folgenden kurz erläutert.

3.4.1 Relaxation durch Wandstöße

Die Relaxation durch Stöße der polarisierten Heliumatome mit den sie umgebenden Behälterwänden wurde zuerst von Fitzsimmons [Fit67], [Fit69] und Timsit [Tim71] untersucht und ist der dominante Relaxationsprozeß. Heil et al. [Hei95] und [Mie92] zeigten, daß eine Belegung der Glasbehälter mit metallischen Oberflächen eine deutliche Erhöhung der Relaxationszeit zur Folge hat. Während auf unbeschichtetem Supremax-Glas der Fa. Schott Glaswerke Mainz eine Relaxationszeit von $T_1 = 15\text{h}$ gemessen wurde, konnte eine Beschichtung mit Cäsium die Relaxationszeit auf $T_1 = 120\text{h}$ steigern. Die längsten bisher gemessenen wandbedingten Relaxationszeiten betragen etwa 570 Stunden und wurden von M. Wolf in cäsiumbeschichteten Glaszellen gemessen (vgl. [Wol00]).

Andere Untersuchungen ergaben, daß in Gefäßen aus speziellem, *eisenfreiem* Supremaxglas der Fa. Schott Glaswerke Mainz Relaxationszeiten bis zu $T_1 = 62,2\text{h}$ erreicht werden können, ohne dieses Glas mit einer Beschichtung zu belegen [Gro96]. Dies ist ein wichtiger Fortschritt für die medizinische ^3He -Tomographie, da beschichtete Zellen eine endliche Lebensdauer besitzen [Den97] und Risiken vermieden werden Spuren von Cäsium einzusatmen. Relaxationszeiten dieser Größenordnung reichen vollkommen aus, um das ^3He im Institut für Physik in Mainz zu polarisieren und an den Ort der Experimente zu transportieren.

3.4.2 Relaxation durch molekularen Sauerstoff

Dieser Relaxationsmechanismus wird durch die Wechselwirkung des polarisierten $^3\vec{\text{He}}$ mit paramagnetischen Sauerstoffmolekülen hervorgerufen. Hierbei läuft der gleiche Mechanismus ab, wie er beim Rubidiumpumpen zur Polarisation der Heliumatome genutzt wird. Nur wirkt er hier in umgekehrter Richtung, nämlich depolarisierend. Die ersten Untersuchungen zur sauerstoffbedingten Relaxation von $^3\vec{\text{He}}$ stammen von B. Saam et al. [Saa95]. Hier wurde der folgende experimentelle Zusammenhang zwischen dem Sauerstoffpartialdruck und der Relaxationsrate gefunden

$$\Gamma_1^{O_2} = 0,38 \cdot p_{O_2} \text{bar}^{-1} \text{s}^{-1}. \quad (3.10)$$

In dieser Gleichung sind mit Γ_1 die longitudinale Relaxationsrate und mit p_{O_2} der Sauerstoffpartialdruck bezeichnet. Man sieht, daß man das polarisierte Helium nicht mit Sauerstoff kontaminieren sollte, da es sonst depolarisiert. Dies ist in den Transportzellen gewährleistet, muß aber für den Schritt der Verabreichung des Gases an den Patienten (vgl. Kap. 5) und in der menschlichen Lunge beachtet werden.

3.4.3 Dipolare Relaxation

Ein weiterer Relaxationsmechanismus beruht auf der Wechselwirkung der Heliumatome untereinander. So kommt es während Zwei-Körper-Stößen der Atome zur Ausbildung kurzlebiger ^3He - ^3He -Moleküle. Während des Stoßes koppeln die Kernspins über eine magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung untereinander und an den Bahndrehimpuls der Relativbewegung [New93]. Hierbei kann die Ausrichtung der Kernspins zerstört werden, was makroskopisch einer Depolarisation entspricht.

Newbury et al. [New93] fanden hierfür die Relaxationsrate

$$\Gamma_1^{dipol} = \frac{1}{817\text{h bar}} p. \quad (3.11)$$

Dieser Effekt ist druckabhängig und für einen Druck von 3 bar polarisierten Heliums erhält man eine dipolare Relaxationszeit von $T_1^{dipol} = 270\text{h}$.

3.4.4 Relaxation durch Magnetfeldgradienten

Betrachtet man eine Zelle mit $^3\vec{\text{He}}$ -Atomen, so bewegen diese sich diffusiv innerhalb ihres Behälters. Durchfliegt ein Atom, dessen Kernspin entlang der Magnetfeldachse B_0 ausgerichtet ist, einen Feldgradienten $\partial B/\partial r$, so ist dies im Ruhesystem des Atoms ein zeitlich veränderliches Feld. Stöße mit anderen Atomen bewirken, daß dieses Feld sowohl in seiner Frequenz als auch in seiner Amplitude fluktuiert. Dieser Effekt kann zu einem Spinflip des betrachteten Atoms und damit wieder makroskopisch zu einer Relaxation führen.

Für die hieraus resultierende Relaxationsrate haben Schearer et al. [Sch65] folgenden Zusammenhang angegeben

$$\Gamma_1^{grad} = \alpha \left(\frac{\partial B/\partial r}{B_0} \right)^2 \frac{1}{p}. \quad (3.12)$$

Dabei ist mit p der in der Probe herrschende Druck bezeichnet. In gleichem Maße, in dem p steigt, wird die Diffusion in der Probe unterdrückt und die Rate Γ_1^{grad} sinkt. Bei niedrigen Drucken in einer sphärischen Zelle wird unter ausschließlicher Berücksichtigung des ersten Diffusionsmodes (vgl. [Bar74] und [Hei95]) für α der Wert

$$\alpha = 1,8 \cdot 10^3 \text{cm}^2 \text{bar/h} \quad (3.13)$$

angegeben. Für hohe Drucke geben Schearer und Walters [Sch65] für α den Wert

$$\alpha = 1,7 \cdot 10^4 \text{cm}^2 \text{bar/h} \quad (3.14)$$

an. Hier wurde eine reine Brownsche Bewegung der Heliumatome zugrunde gelegt. Bei einem Druck von 3 Bar und einem maximalen relativen Gradienten von $\frac{\partial B/\partial r}{B_0} = 1,0 \cdot 10^{-3} \text{cm}^{-1}$ ergibt sich für die magnetfeldbedingte Relaxationszeit

$$T_1^{grad} \approx 176\text{h}. \quad (3.15)$$

4 Die Transportmagnetfelder

Aus Kapitel 3.4.4 kann man erkennen, daß es unumgänglich ist, ein Transportmagnetfeld zur Verfügung zu haben, welches durch ein hohes Maß an Homogenität gekennzeichnet ist. Wünschenswert ist, daß der homogene Bereich des Magnetfeldes ausreichend groß ist, um mehreren Medizinzellen (vgl. Abb. 3.4) Platz zu bieten. Außerdem soll das Gewicht des Magneten klein gehalten werden, da es zum Transport an MR Tomographen in der Medizin eingesetzt werden soll. Zusätzlich sollte das Transportfeld eine abschirmende Wirkung für äußere Störfelder besitzen. Die Streufelder der Tomographiemagnete selbst, und das durch sie aufmagnetisierte Eisen im Beton der Decken und Wände sorgen für eine magnetisch sehr inhomogene Umgebung. Bei einer Lagerung vor Ort könnte dies in nicht abgeschirmten Feldern zu einer raschen Relaxation des Heliumgases führen. Abschließend wurde gefordert, das Transportmagnetfeld so zu konzipieren, daß das magnetische Feld von Permanentmagneten erzeugt wird. Die Möglichkeit das Feld mit stromdurchflossenen Spulen zu betreiben wurde aus Gründen des Handlings und der Pannensicherheit (ausgeschaltete Stromversorgung oder leerer Akkumulator) verworfen.

Ein solches magnetisches Transportfeld wurde in verschiedenen Versionen im Rahmen dieser Arbeit konzipiert und getestet. Zwei dieser Versionen werden in den Abschnitten 3 und 4 dieses Kapitels eingehend beschrieben. Zuvor soll jedoch im ersten Abschnitt die abschirmende Wirkung weichmagnetischer Materialien auf äußere Felder erklärt werden. Im zweiten Kapitel wird dann das Grundprinzip der getesteten Magnetfelder und deren Konstruktion erläutert. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels folgen einige Verbesserungsvorschläge für weitere Designmöglichkeiten.

4.1 Grundlagen magnetischer Abschirmung

Zur Abschirmung äußerer Magnetfelder werden im allgemeinen weichmagnetische Materialien eingesetzt. Diese zeichnen sich durch eine hohe Permeabilität μ aus. So besitzt μ -Metall, das auch oft als Mumetall bezeichnet wird, eine Permeabilität von $\mu_4 = 30000\text{T} \cdot \text{m/A}$ bei einem Magnetfeld der Stärke $\widehat{H} = 0,4\text{A/m}$. Die maximale Permeabilität beträgt $\mu_{max} = 70000\text{T} \cdot \text{m/A}$ [Bol90]. Die Permeabilität läßt sich dabei als *magnetische Leitfähigkeit* des Materials verstehen. Ist die Permeabilität groß, so werden magnetische Feldlinien in das Material hineingezogen und im Inneren geleitet. Dies kann man ausnutzen, um magnetische Schilde gegen das Eindringen äußerer Felder zu konstruieren. In Abbildung 4.1 ist die Wirkung eines Zylinders mit einer Permeabilität $\mu \rightarrow \infty$ dargestellt. Das Feld innerhalb des Zylinders H_i ist dann verschwindend klein gegenüber dem äußeren Feld H_a .

Für die abschirmende Wirkung eines Zylinders in radialer Richtung wird in [Vac88] und [Koh85] die Gleichung

$$S_r = \mu_4 \cdot \frac{d}{D} \quad (4.1)$$

angegeben. Dabei sind mit μ_4 die oben definierte Permeabilität, mit d die Dicke des Materials und mit D der Durchmesser des Zylinders bezeichnet. Der Abschirmfaktor S

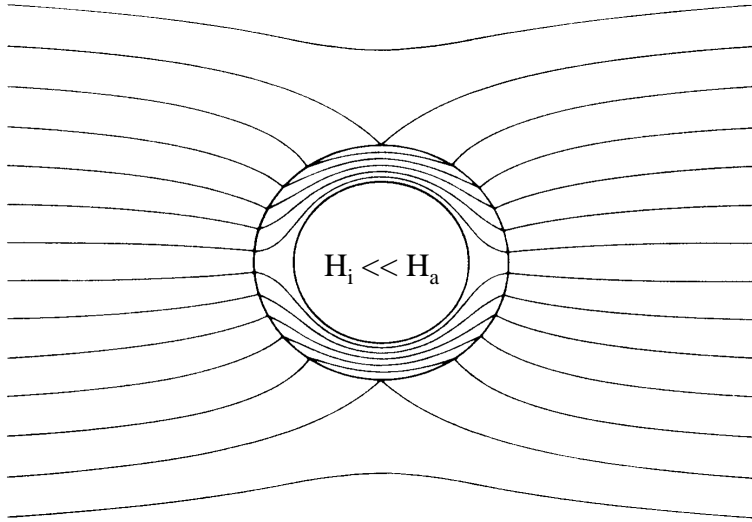


Abbildung 4.1: Darstellung der radialen Abschirmwirkung eines Metallzylinders mit $\mu \rightarrow \infty$. (Diese Darstellung ist aus [Vac88] entnommen.) Hierbei ist das Magnetfeld im inneren des Zylinders H_i verschwindend klein, sofern das Material nicht in Sättigung ist.

bezeichnet das Verhältnis aus äußerem und innerem Feld. Verwendet man zwei konzentrische Zylinder, so ist deren gesamte radiale Abschirmung gegeben durch [Vac88]

$$S_{r,ges} = S_1 \cdot S_2 \cdot \left(1 - \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2\right) + S_1 + S_2 + 1. \quad (4.2)$$

Hier bezeichnen S_1 und S_2 die einzelnen radialen Abschirmfaktoren, wie sie sich nach Gleichung 4.1 berechnen. D_1 und D_2 geben die Durchmesser der Zylinder an, wobei definitionsgemäß $D_1 > D_2$ gewählt wird. Im Fall der Gleichheit beider Durchmesser ($D_1 \rightarrow D_2$) geht die Gleichung 4.2 dann über in

$$S_{r,ges} = S_1 + S_2 + 1 \approx S_1 + S_2. \quad (4.3)$$

4.2 Das Prinzip der Transportfelder

Wie eingangs dieses Kapitels erwähnt, sollen die Transpormagnetfelder möglichst stromfrei betrieben werden, was zum Einsatz von Permanentmagneten als Quelle des magnetischen Feldes führt. Um ein großes homogenes Volumen zu erhalten, bedarf es großer Polschuhe, die parallel zueinander angeordnet werden müssen. Ein solcher Aufbau führt direkt zu einer Zylindersymmetrie, wie sie auch für das hier beschriebene Prinzip verwendet wurde. In Abbildung 4.2 ist der prinzipielle Aufbau der Magnetfelder in einem radialen Schnittbild dargestellt. Anhand dieser Abbildung wird die prinzipielle Funktionsweise erklärt, bevor in den beiden folgenden Abschnitten die Meßergebnisse zweier realer Felder diskutiert werden. Im folgenden werden nur die Maße der Transportfelder angegeben,

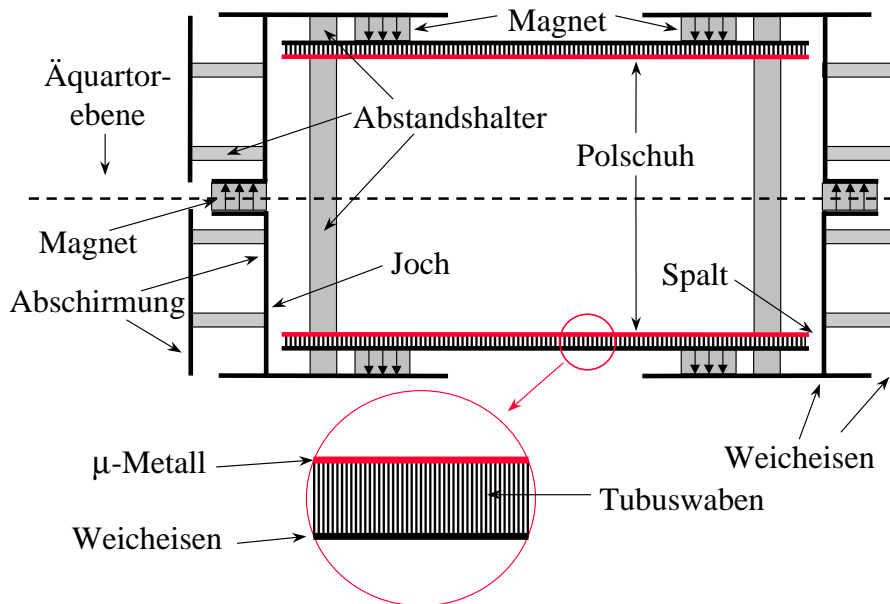


Abbildung 4.2: Schematische Schnittskizze in radialer Richtung durch das Transportfeld (Erläuterungen siehe Text).

die bei beiden Feldern identisch sind. Alle anderen Abmessungen werden dann in den nächsten Abschnitten besprochen.

Die Transpormagnetfelder bestehen aus zwei *Töpfen*, die in der Äquatorebene getrennt werden können. Dies ist nötig, um später das polarisierte Heliumgas in das Magnetfeld einbringen zu können. In Abbildung 4.2 erkennt man die beiden gegenüberliegenden Polschuhe. Diese sind aus hochpermeablen Materialien gefertigt. Sie bestehen aus drei Schichten. Die äußerste Lage wird dabei von einer 0,5mm starken Weicheisenplatte gebildet. Das hier verwendete Weicheisen stammt von der Firma Remag-Aktiengesellschaft in Mannheim. Es besitzt eine maximale Permeabilität von $\mu_{max} = (3500 - 6000)T \cdot m/A$, eine Koerzitivfeldstärke von $H_c(B = 1T) = 60 - 120A/m$ bei einer magnetischen Induktion von 1 Tesla und geht bei $B = 2,15T$ in Sättigung [Rem97]. Auf der Innenseite des Polschuhs befindet sich eine ebenfalls 0,5mm dicke Platte aus μ -Metall der Vakuumschmelze Hanau. Die maximale Permeabilität dieses Materials beträgt $\mu_{max} = 70000T \cdot m/A$, die Koerzitivfeldstärke beträgt $H_c(B = 1T) = 3A/m$ und eine Sättigung wird bei $B = 0,8T$ erreicht [Vac88]. Um eine dauerhafte Ebenheit und Parallelität der beiden Platten gegeneinander zu gewährleisten und dem System ausreichend Steifigkeit zu verleihen, sind die Platten auf ein 8mm dickes Wabenmaterial aus PVC mit Epoxidharz aufgeklebt. Diese *Tubuswaben* werden auch wegen ihrer Stabilität und dem gleichzeitig geringen Gewicht im Segelflugzeugbau verwendet und wurden von der Fa. Alexander Schleicher Segelflugzeugbau in Poppenhausen bezogen.

Die Parallelität beider Polschuhe gegeneinander wird durch vier maßgenaue Abstandshalter aus Aluminium gewährleistet, die den magnetischen Fluß nicht leiten. Auf den Außenseiten der Polschuhe befinden sich ringförmig angeordnete Magnete. Über Bleche aus Armco-Eisen, die alle die Stärke 0,5mm besitzen, wird der magnetische Fluß

außerhalb des Volumens des Magnetfeldes zurückgeleitet. Diese Bleche dienen somit als *Joch* des Magnetfeldes. Zusätzlich haben sie allerdings auch noch eine abschirmende Wirkung für äußere magnetische Felder (vgl. Gl. 4.1). Eine noch bessere Abschirmung wird durch ein zusätzliches zylindrisches Weicheisenblech erreicht (vgl. Abb. 4.2). Um einen magnetischen *Kurzschluß* zwischen den Polschuhen und dem Joch zu vermeiden, muß darauf geachtet werden, daß sich zwischen beiden ein Spalt befindet.

In der Äquatorebene des Feldes sind weitere Magnete in das System eingefügt, die sowohl der Homogenisierung des Feldes zwischen den Polschuhen dienen als auch einen Beitrag zum Feld selbst leisten. Der Feldlinienverlauf für verschiedene Magnetkonfigurationen ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt und wird später noch diskutiert. Die in der Äquatorebene befindlichen Magnete müssen entsprechend der Umkehr der Feldlinien entgegen den Magneten auf den Polschuhen angeordnet werden, um verstärkend zum Magnetfeld beizutragen.

Diese Konstruktion gewährleistet, daß der magnetische Fluß durch den Innenraum des Magnetfeldes geleitet wird und über das Joch außen zurückfließen kann (vgl. Abb. 4.3). Die Polschuhe mit den hochpermeablen Eisen- und μ -Metallblechen sorgen dabei für eine Homogenisierung des magnetischen Feldes. Aufgrund der großen Permeabilität dieser Materialien verteilt sich der magnetische Fluß gleichmäßig über die Fläche der Polschuhe und wird auf diese Weise *homogen* durch das Innere der Transportfelder geleitet. Aus diesem Grund ist auch eine *longitudinale* Abschirmung äußerer Magnetfelder nicht nötig, da die hier eindringenden Felder ebenfalls durch die Polschuhe homogenisiert werden. Somit addiert oder subtrahiert sich ein longitudinales äußeres Magnetfeld zu dem Feld im Inneren des Transporters.

In Abbildung 4.3 ist der Feldlinienverlauf innerhalb der Transportmagnetfelder dargestellt, wie er sich bei den möglichen Magnetverteilungen ergibt. Der hier skizzierte Verlauf wurde durch Messungen an den existierenden Transportmagnetfeldern ermittelt. Plaziert man die Magnete allein auf den Polschuhen, so wird ein Teil der Feldlinien zwischen den Polschuhen und dem Joch kurzgeschlossen. Aufgrund des Randabfalls stellt sich nur in einem kleineren, zentralen Bereich der Transportfelder ein homogenes Magnetfeld ein. Konfiguriert man die Magnete allein in der Äquatorebene, so wird ebenfalls ein Teil der Feldlinien kurzgeschlossen. Diese treten aus dem Joch in das Volumen des Feldes aus und von dort in die andere Hälfte des Joches wieder ein, ohne über die Polschuhe zu laufen. Dies führt zu einer zentralen Depression des Feldes. Kombiniert man jedoch beide Möglichkeiten, wie dies in Abbildung 4.2 dargestellt ist, so kann man die beschriebenen Effekte in nächster Ordnung kompensieren und erhält einen großen homogenen Bereich im Zentrum der Transportfelder.

Beim Aufbau solcher Magnetfelder ist zu beachten, daß der gesamte Fluß innerhalb des Volumens durch das Joch zurückgeführt werden muß. Da das Joch bei diesem Aufbau, anders als bei bekannten Magnetfeldern, nicht aus einem massiven Eisenstrang besteht, muß man die Feldstärken und Bleche so dimensionieren, daß das Weicheisen des Joches nicht in Sättigung getrieben wird.

Wie in Kapitel 3 beschrieben, ist die Polarisator- und Kompressoreinheit in ein homogenes Magnetfeld eingebettet. Dieses magnetische Führungsfeld hat eine Zylindersymmetrie und ist aus 7 Spulen aufgebaut. Um das polarisierte ^3He in das Transportmagnetfeld

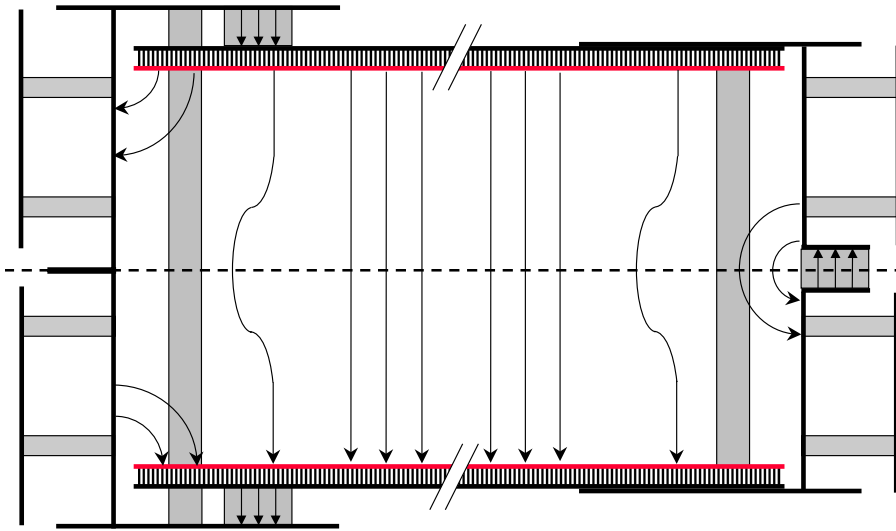


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Feldlinienverlaufs im Transportfeld bei Magneten auf den Polschuhen (links) und Magneten in der Äquatorebene (rechts).

zu laden, öffnet man das Transportmagnetfeld und bringt eine Hälfte so vor das Führungsfeld des Polarisators, daß die Feldlinien beider Felder in die gleiche Richtung weisen. Der Polschuh des so positionierten Teiltransportfeldes bewirkt wiederum eine Homogenisierung des Führungsfeldes des Polarisators. Auf diese Weise ist es möglich die Zellen ohne Verlust an Polarisation in das Transportmagnetfeld zu laden. Anschließend schließt man das Transportfeld wieder und kann dann das Gas zum Tomographenmagneten bringen. Dieser Magnet hat ebenfalls eine Zylindersymmetrie, und äquivalent zum Einladen des Gases kann man hier die Zellen auch wieder polarisationsverlustfrei entnehmen (vgl. Kap. 4.4).

4.3 Das Transportfeld Nr. 1

4.3.1 Der Aufbau des Transportfeldes Nr. 1

Das Transportmagnetfeld Nr.1 wurde entsprechend der Abbildung 4.2 aufgebaut. Der Innendurchmesser des Jochs beträgt $\phi_J = 440\text{mm}$, der Durchmesser der äußeren Abschirmung ist $\phi_A = 500\text{mm}$ und der Durchmesser der Polschuhe wurde auf $\phi_P = 430\text{mm}$ festgelegt. Die Gesamthöhe des Magnetfeldes beträgt $h_{ges} = 230\text{mm}$, woraus sich ein Polschuhabstand von $h_i = 197\text{mm}$ ergibt. Außer diesen Polschuhen wurden auch Polschuhe mit den Durchmessern $\phi_{P2} = 400\text{mm}$ und $\phi_{P3} = 380\text{mm}$ getestet. Die Ergebnisse mit diesen Polschuhen waren jedoch nicht zufriedenstellend, und es zeigte sich, daß die *größtmöglichen* Polschuhe, die keinen magnetischen Kurzschluß verursachen, die besten Ergebnisse liefern. Aus diesem Grund wurden alle im folgenden beschriebenen Messungen mit den Polschuhen des Durchmessers $\phi_P = 430\text{mm}$ durchgeführt.

Das so aufgebaute Magnetfeld wurde mit der in Kapitel 3.3.2 beschriebenen Magnetfeldsonde ausgemessen. Hierbei wurde ausgenutzt, daß diese Magnetfeldsonde mit drei Sensoren für die drei Raumrichtungen ausgestattet ist und alle drei Werte der magnetischen Induktion gleichzeitig ausgelesen werden können. Die Sensoren befinden sich in einem Abstand von $\Delta S = 15\text{mm}$ zueinander, so daß durch die Aufnahme der magnetischen Induktion in diesem Abstand eine dreidimensionale Magnetfeldbestimmung möglich ist.

Als Permanentmagnete standen für dieses Transportfeld Tablettenmagnete mit einem Durchmesser von $\phi_M = 21\text{mm}$ zur Verfügung. Diese haben in der Mitte eine Bohrung mit einem Durchmesser von $7,3\text{mm}$ und liefern direkt auf ihrer Oberfläche eine magnetische Induktion der Stärke $B_M = 50\text{mT}$. Als beste Konfiguration stellte sich im Verlauf der Messungen diejenige heraus, bei der auf jedem Polschuh 10 Magnete symmetrisch in einem Kreis mit Radius $r = 17\text{cm}$ angeordnet wurden. In der Äquatorebene wurden 6 Magnete installiert. Diese wurden jedoch aus Gründen der Radialsymmetrie jeweils in zwei Hälften geteilt, so daß 12 halbe Magnete symmetrisch verteilt werden konnten. Im Innenraum des Transportfeldes bildete sich dadurch eine Flußdichte von $B_{Feld} = 3,1\text{G}$ aus, die durch die oben angesprochenen Feldverzerrungen zum Rand hin auf $B_{Rand} = 3,8\text{G}$ anstieg. Die Flußdichte im Transportfeld wurde für verschiedene Radien gemessen. Hierzu wurde eine Schiene benutzt, auf der die Magnetfeldsonde in verschiedenen Höhen montiert werden konnte. So war es möglich, die magnetische Induktion im gesamten Innenraum zu vermessen.

4.3.2 Die Homogenität des Transportfeldes Nr. 1

Wie schon in Kapitel 3.4.4 beschrieben, trägt zur magnetfeldinduzierten longitudinalen Relaxation nur der *relative radiale Magnetfeldgradient* bei (vgl. Gl. 3.12 zusammen mit Gl. 3.14). Der radiale Magnetfeldgradient ist natürlich über die 2. Maxwellgleichung

$$\vec{\nabla} \vec{B} = \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (4.4)$$

direkt mit dem longitudinalen Magnetfeldgradienten korreliert. Es wurde deshalb während der Anordnung der Magnete auf den Polschuhen und in der Äquatorebene das Hauptmagnetfeld gemessen. Nachdem eine gute Konfiguration gefunden war, wurde der relative radiale Magnetfeldgradient bestimmt, der für die Relaxation verantwortlich ist.

In Abbildung 4.4 ist der relative radiale Magnetfeldgradient über dem Radius des Transportfeldes für verschiedene Höhen, also verschiedene z -Positionen, aufgetragen. Die hier dargestellte Messung fand in Ost-West-Richtung statt. Man sieht, daß bis zu einem Radius von ca. 11cm der relative radiale Magnetfeldgradient kleiner als der in Gleichung 3.15 beschriebene Gradient von $\partial B_r / \partial r \cdot 1/B_0 = 10^{-3}\text{cm}^{-1}$ ist. Führt man die gleiche Messung in Nord-Süd-Richtung durch (vgl. Abb. 4.5), so verschiebt sich diese Grenze zu etwa 10cm . Außerdem erkennt man hier deutlich einen linearen Anstieg des relativen radialen Gradienten vom Zentrum nach außen. Dieser Anstieg wird durch das eindringende Erdmagnetfeld hervorgerufen und ist somit in Nord-Süd-Richtung stärker ausgeprägt. Ferner sieht man, daß bis zu einer gemessenen Höhe von 7cm das Volumen zum Transport

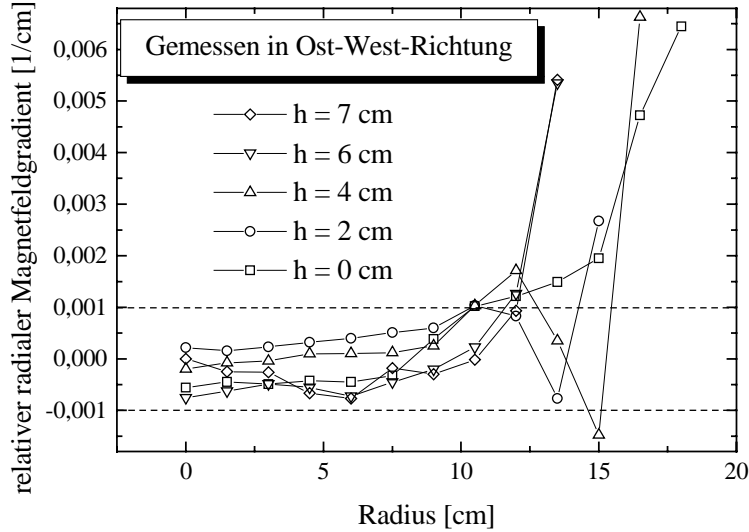


Abbildung 4.4: Relativer radialer Magnetfeldgradient im Transportfeld Nr. 1, gemessen in Ost-West-Richtung.

von ${}^3\text{He}$ nutzbar ist, d.h. Gleichung 3.15 ist hier erfüllt. Leider konnte das Feld nicht näher an den Polschuhen ausgemessen werden, da die Ausdehnung der Magnetfeldsonde dies nicht zuließ. Da jedoch in den Abbildungen 4.4 und 4.5 die Kurven für die Höhen von 6cm und 7cm sehr nahe beieinander liegen, kann man davon ausgehen, daß die volle Bauhöhe für den Transport polarisierten Gases genutzt werden kann. Geht man von einem Radius von 10cm und einem Polschuhabstand von 19,7cm aus, so erhält man eine nutzbares Volumen von $V_{\text{nutzbar}} = 6,2\text{l}$ das zum Transport von ${}^3\text{He}$ zur Verfügung steht.

Nach dem erkennbaren Durchgreifen des Erdmagnetfeldes in das Transportfeld hinein (vgl. Abb. 4.5), wurden die Abschirmfaktoren dieses Transportfeldes ausgemessen. Dazu wurde innerhalb eines Helmholtzfeldes mit einem Spulendurchmesser von $\phi_{\text{Helmholtz}} = 141\text{cm}$ eine Strom-Feld-Kurve mit der Magnetfeldsonde aufgenommen. Anschließend wurde die Sonde in der Mitte des Transportfeldes positioniert und sowohl die longitudinale als auch die radiale Storm-Feld-Kurve und somit der Durchgriff des äußeren Feldes in das Transportfeld hinein vermessen. Auf diese Weise wurden die Abschirmfaktoren

$$S_{\text{rad}} = 10,45 \quad \text{und} \quad S_{\text{long}} = 1,86 \quad (4.5)$$

bestimmt. Der Wert der radialen Abschirmung läßt sich nach Gleichung 4.2 mit einer Permeabilität des Armco-Eisens von $\mu_{\text{Armco}} = 2700$ erklären. Eine Reduktion der spezifizierten Permeabilität zwischen 3500 und 6000 (s.o.) kann durch die Bearbeitung des Materials (schweißen) begründet sein.

Um eine Redundanz dieser Magnetfeldmessungen zu erhalten, wurde eine cäsiumbeschichtete Duranzelle (Zelle Nr. 55) mit einem Durchmesser von $\phi_{Z55} = 60\text{mm}$ zuerst in dem oben erwähnten Helmholtzfeld vermessen. Dieses Magnetfeld weist im Zentrum einen relativen radialen Magnetfeldgradienten von $\partial B_r / \partial r \cdot 1/B_0 < 5 \cdot 10^{-4} \text{cm}^{-1}$ auf. Die gemessene longitudinale Relaxationszeit wurde zu $T_1 = (41,4 \pm 0,7)\text{h}$ bestimmt. In Abbildung

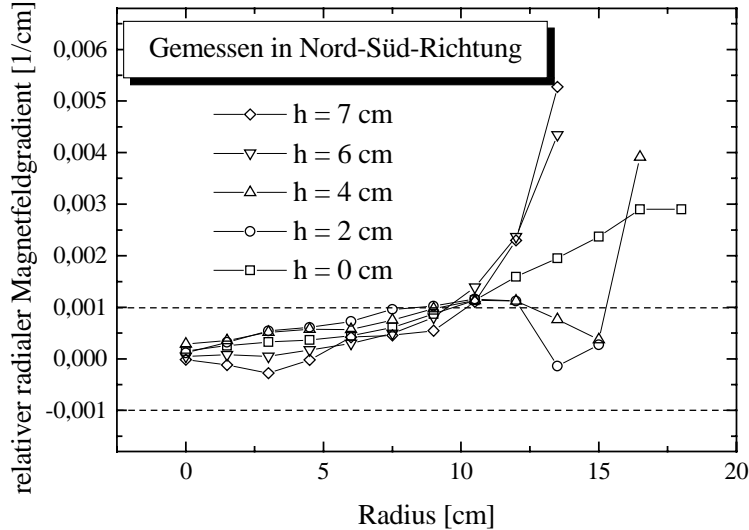


Abbildung 4.5: Relativer radialer Magnetfeldgradient im Transportfeld Nr. 1, gemessen in Nord-Süd-Richtung.

4.6 ist die Relaxationskurve der Zelle Nr. 55 im Zentrum des hier beschriebenen Transportfeldes zu sehen. Die ermittelte Relaxationszeit beträgt $T_1^{Transportfeld} = (42,5 \pm 0,8)h$. Die beiden gemessenen Werte stimmen im Rahmen ihrer Fehler überein, was die gute Homogenität im Zentrum des Transportfeldes bestätigt¹.

Abschließend sei noch erwähnt, daß im Februar 1998 eine Fortbildungsreise unserer Arbeitsgruppe an das Neutronen Forschungszentrum Institut Laue-Langevin nach Grenoble unternommen wurde. Auf dieser Reise, die eine 12 stündige Autofahrt bedeutet, wurde in diesem Transportmagnetfeld eine Zelle mit polarisiertem ^3He transportiert. Leider war es nicht möglich, die exakte Polarisation nach dem Eintreffen in Grenoble zu bestimmen. Es war allerdings ausreichend Signal vorhanden, um eine dreitägige Relaxationsmessung an der transportierten Zelle vorzunehmen.

Der mit diesem Magnetfeld erzielte homogene Bereich reicht aus, um genügend Gas für eine Medizinmessung zu transportieren². Allerdings müßten die Transportzellen hierfür eine angepaßte Geometrie besitzen. Die zur Zeit benutzten länglichen Medizinzellen (vgl. Abb. 3.4) besitzen einen Hahn, der zusammen mit dem Flansch der Zelle eine Länge von 15 cm erreicht. Somit ist es unmöglich den Korpus der Medizinzellen im homogenen Bereich dieses Transportfeldes zu plazieren. Aus diesem Grund wurde ein weiteres, größeres Transportfeld aufgebaut und vermessen, das im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

¹Eine detaillierte Beschreibung des Prinzips der Relaxationsmessung und der Auswertung dieser Messungen findet sich in [Gro96] und [Den97].

²Derzeit werden für die Untersuchung eines Patienten $M = (1,5 - 2)\text{bar} \cdot 1$ Heliumgas verwendet [Ebe00b].

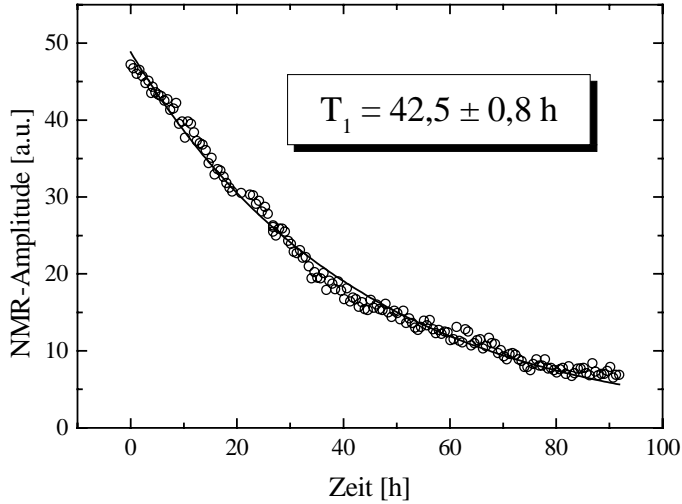


Abbildung 4.6: Relaxationsmessung der Zelle Nr. 55 im Transportfeld Nr. 1.

4.4 Das Transportfeld Nr. 2

4.4.1 Der Aufbau des Transportfeldes Nr. 2

Das Transportfeld Nr. 2 wurde ebenfalls nach dem in Abbildung 4.2 dargestellten Prinzip aufgebaut. Der Durchmesser des Jochs beträgt bei diesem Transportmagnetfeld $\phi_J = 60\text{cm}$ während die äußere Abschirmung einen Durchmesser von $\phi_A = 70\text{cm}$ besitzt. Die Gesamthöhe des Magnetfeldes ist $h_{ges} = 28\text{cm}$, was zu einem Polschuhabstand $h_i = 26\text{cm}$ führt. Die verwendeten Polschuhe sind genauso aufgebaut wie die Polschuhe des Transporters Nr. 1, sie haben jedoch einen Durchmesser von $\phi_P = 58\text{cm}$.

Eine Änderung gegenüber dem Transportfeld Nr. 1 wurde bei der Wahl der Permanentmagnete vorgenommen. So wurden für dieses Magnetfeld keine Tablettenmagnete verwendet, sondern es wurde *Magnetgummi* des Typs *ms1-Flexo 150* ($d = 2\text{mm}$) der Fa. Schallenkammer Magnetsysteme in Rimpar eingesetzt. Es besitzt eine Permeabilität von $\mu_{permanent} = 1,1\text{T} \cdot \text{m}/\text{A}$, eine Remanenz von $B = 245\text{mT}$ [Sch98] und besteht aus einem gummiartigen flexiblen Kunststoff, in den Strontiumferritpulver mit einem Gewichtsanteil von 11% eingelagert und dann magnetisiert wurde. Dieses Material bietet gegenüber Tablettenmagneten den Vorteil, daß es einfach mit der Schere zurechtgeschnitten werden kann. Eine ringförmige Anordnung ist somit möglich. Auf diese Weise kann eine wirkliche Radialsymmetrie in der Magnetverteilung erzielt werden.

4.4.2 Die Homogenität des Transportfeldes Nr. 2

Wie beim Transportmagnetfeld Nr. 1 wurde auch hier die magnetische Flußdichte im Innenraum mit Hilfe der oben beschriebenen Magnetfeldsonde bestimmt. Die Verteilung des Magnetgummis wurde so lange variiert, bis eine Konfiguration gefunden war, deren relativer radialer Magnetfeldgradient in einem großen Bereich unter 10^{-3}cm^{-1} lag. Dazu

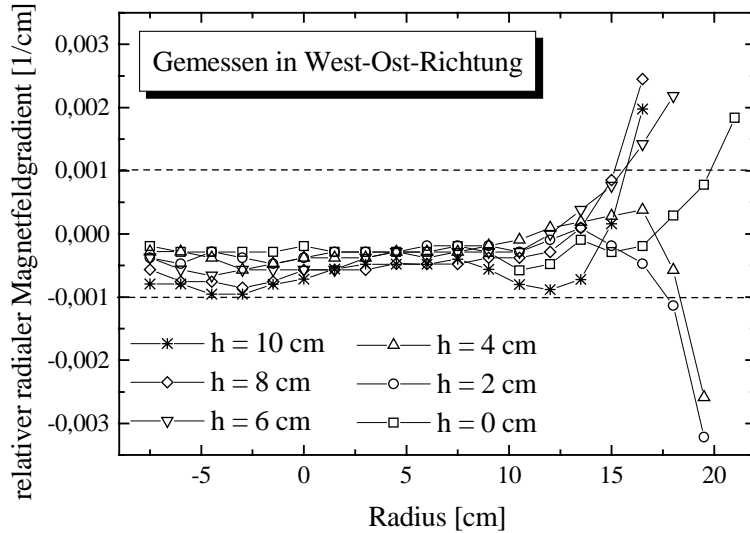


Abbildung 4.7: Relativer radialer Magnetfeldgradient im Transportfeld Nr. 2, gemessen in Ost-West-Richtung.

wurde in der Äquatorebene ein Ring dieses Magnetgummis mit einer Breite von $b = 1\text{cm}$ installiert. Auf den Polschuhen wurden ebenfalls Ringe aus Magnetgummi eingebracht, die sich zwischen den Radien $r = 20\text{cm}$ und $r = 28\text{cm}$ befinden. Die magnetische Flußdichte im Inneren dieses Transporters beträgt $B = 8,6\text{G}$, die zum Rand hin auf $B_{Rand} = 8,9\text{G}$ ansteigt (vgl. Abb. 4.3).

In den Abbildungen 4.7 und 4.8 sind die relativen radialen Magnetfeldgradienten dieser Konfiguration in verschiedenen Höhen in Abhängigkeit des Radius dargestellt. Abbildung 4.7 zeigt eine Messung in Ost-West-Richtung, während in Abbildung 4.8 die Daten einer Messung in Nord-Süd-Richtung dargestellt sind. Man erkennt in Abbildung 4.7, daß bei dieser Messung die definierte Grenze des relativen radialen Magnetfeldgradienten von 10^{-3}cm^{-1} erst bei einem Radius von ca. 15cm überschritten wird. Bei der Messung in Nord-Süd-Richtung wird diese Grenze bereits bei 13cm erreicht. Im Vergleich zum Transportfeld Nr. 1 ist der *nutzbare* Durchmesser hier auf $\phi_{nutzbar} = 26\text{cm}$ angewachsen. Dies entspricht einem nutzbaren Volumen von $V_{nutzbar} = 13,8\text{l}$, das sich im Vergleich zum Transportfeld Nr. 1 somit mehr als verdoppelt hat (vgl. Kap. 4.3).

Wie beim Transportfeld Nr. 1 ist auch hier ein höherer relativer radialer Gradient in Nord-Süd-Richtung zu beobachten, der durch das eindringende Erdmagnetfeld hervorgerufen wird. Bestimmt man die Steigung im Bereich von $r_1 = -7,5\text{cm}$ bis $r_2 = 12,5\text{cm}$, so erhält man einen Wert von $S \approx 10^{-4}\text{cm}^{-2}$. Das gleiche Ergebnis liefert auch die Auswertung des Graphen 4.5. Dies bedeutet, daß die Störung durch das Erdmagnetfeld bei beiden Transportfeldern in der gleichen Größenordnung liegt. Eine Messung der Abschirmfaktoren dieser Konfiguration lieferte

$$S_{rad} = 6,27 \quad \text{und} \quad S_{long} = 1,71 \quad (4.6)$$

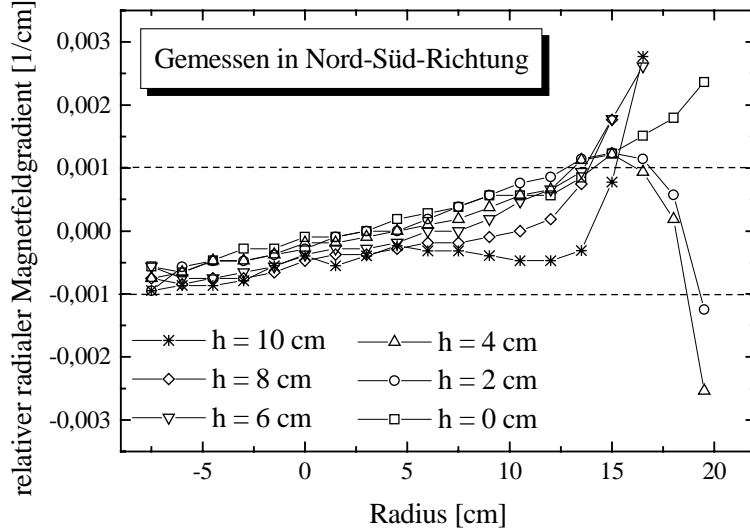


Abbildung 4.8: Relativer radialer Magnetfeldgradient im Transportfeld Nr. 2, gemessen in Nord-Süd-Richtung.

für den radialen (S_{rad}) und den longitudinalen (S_{long}) Abschirmfaktor. Auch hier läßt sich der radiale Abschirmfaktor mit einer Permeabilität des Armco-Eisens von $\mu_{Armco} = 2700 \text{ T} \cdot \text{m/A}$ erklären (vgl. Gl. 4.2 und Kap. 4.3). Der radiale Abschirmfaktor ist im Vergleich zum Transporter Nr. 1 schlechter (vgl. Gl. 4.5). Da hier jedoch der *relative* radiale Magnetfeldgradient bestimmt wurde und das Hauptmagnetfeld in Transporter Nr. 2 mehr als doppelt so hoch ist wie im Transporter Nr. 1, erhält man hier in etwa die gleiche Erdfeld induzierte Magnetfeldverzerrung.

Auch an diesem Magnetfeld wurden zur Überprüfung der Homogenität zusätzlich Relaxationsmessungen an einer cäsiierten Glaszelle vorgenommen. Diese Zelle (Zelle Nr. 111) mit dem Durchmesser $\phi_{Z111} = 90 \text{ mm}$ lieferte in einer Messung im oben beschriebenen Helmholtzmagnetfeld eine Relaxationszeit von $T_1^{Helmholtz} = (106,8 \pm 1,8) \text{ h}$. Die gleiche Messung wurde im Zentrum des Transportfeldes Nr. 2 wiederholt. Die Relaxationszeit betrug $T_1^{Transporter} = (128,8 \pm 8,0) \text{ h}$ (vgl. Abb. 4.9). Diese Messung fand in 1m Abstand zum Führungsfeld (8 Gauß) des Polarisators statt, das ebenfalls einen zusätzlichen Gradienten im Transporter erzeugt. Dies spricht für das Konzept dieses Transportsystems, das trotz dieser äußeren Störung eine ausreichende Feldhomogenität liefert, um lange Relaxationszeiten messen zu können. Der etwas höhere Wert der Relaxationszeit gegenüber dem im Helmholtzfeld gemessenen kann durch die Cäsiumbeschichtung in der Zelle bedingt sein (vgl. [Den97] und [Wol00]).

Zusätzlich wurden mit dieser Zelle weitere Relaxationsmessungen an verschiedenen Positionen innerhalb des Transportmagnetfeldes durchgeführt. Dabei wurde immer in der Äquatorebene des Transportfeldes gemessen, während die Zelle an verschiedenen Radien in Nord-Süd-Richtung des Transporters plaziert wurde. In Abbildung 4.9 sind die gemessenen Relaxationszeiten über dem Ort der Messungen aufgetragen (volle Symbole). Als Referenz wurde immer das Zentrum der Zelle benutzt. Die in x-Richtung eingetragenen

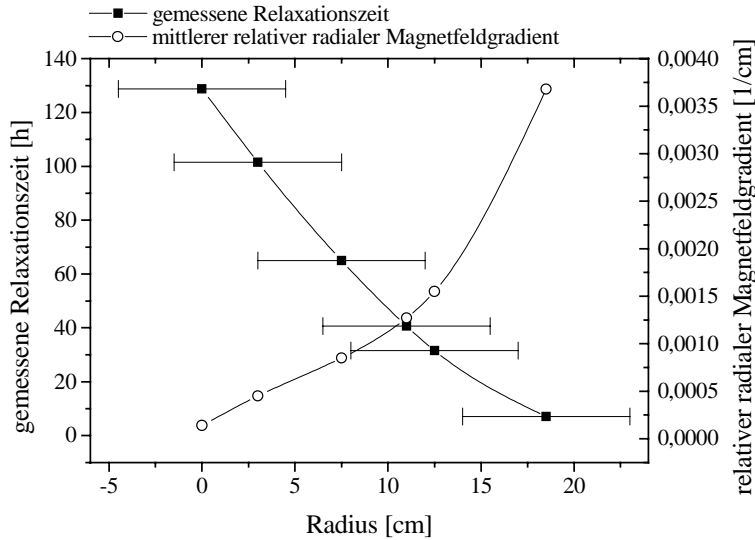


Abbildung 4.9: An verschiedenen Positionen gemessene Relaxationszeiten der Zelle Nr. 111 und daraus bestimmter relativer radialer Magnetfeldgradient im Transportfeld Nr. 2.

Querlinien sind hier *nicht* als Fehlerbalken der Ortsbestimmung zu verstehen, sondern sie geben die Ausdehnung der Zelle entlang des Radius wieder. Die offenen Kreise in diesem Graphen stellen die aus der Messung ermittelten relativen radialen Magnetfeldgradienten dar. Aufgrund der Ausdehnung der Zelle entspricht dies einer Mittelung des Gradienten über das gesamte Zellenvolumen. Vergleicht man die so ermittelten *mittleren* relativen radialen Magnetfeldgradienten mit denen, die aus den Messungen mit der Magnetfeldsonde resultieren (vgl. Abb. 4.8), so werden diese durch die Relaxationsmessung sehr gut reproduziert.

4.4.3 Transporttests

Abschließend wurden mittels NMR die Polarisationsverluste beim Transport einer Medizinzele mit ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ im Transportfeld Nr. 2 bestimmt. Hierzu wurde zuerst das NMR-Signal gemessen, nachdem die Zelle mit polarisiertem ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ gefüllt war. Anschließend wurde die Zelle 10 mal in das Transportmagnetfeld ein- und wieder ausgeladen. Nach jedem dieser Schritte erfolgte eine neue NMR-Messung. Schließlich wurde das Transportfeld mit der Zelle im Aufzug durch das Institut für Physik bewegt, wonach eine weitere NMR-Messung stattfand. Zuletzt wurde die Zelle im Auto zum Tomographen in der Medizin gebracht, wo sie aus dem Transportfeld entnommen, in den Tomographenmagneten gelegt und wieder im Transportfeld verstaut wurde. Nach der Rückkehr ins Institut für Physik erfolgte eine abschließende NMR-Vergleichsmessung. Die Daten dieser Messungen sind in Abbildung 4.10 abgebildet. Aus diesen Messungen ist zu erkennen, daß ein Transport des polarisierten ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ in diesem Transportmagnetfeld *polarisationsverlustfrei* möglich ist. Somit wurde ein Magnetfeld entworfen und gebaut, welches die eingangs gestellten Anforderungen erfüllt.

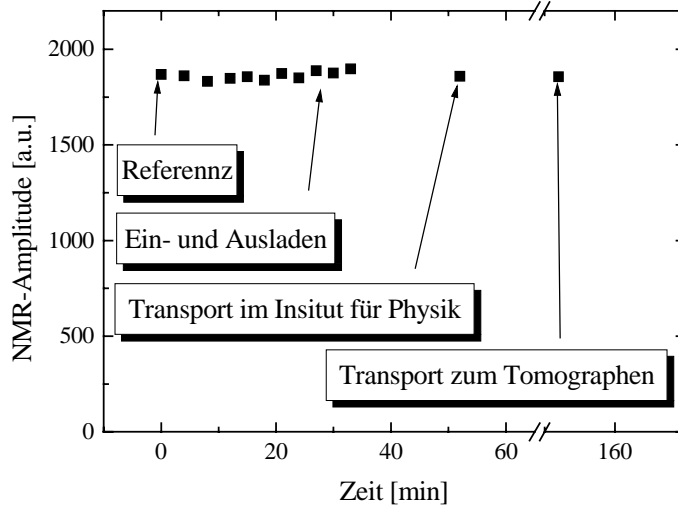


Abbildung 4.10: Nachweis des Polarisationserhalts beim Transport von ^3He im Transportfeld Nr. 2.

4.5 Überlegungen zur Verbesserung der Felder

4.5.1 Verbesserung der Abschirmung

In den obigen Abschnitten dieses Kapitels wurden zwei Transportmagnetfelder vorgestellt, mit denen es möglich ist, ^3He zu transportieren und zu lagern. Beide Transportmagnetfelder besitzen ein großes Volumen mit einem homogenen magnetischen Feld. Berechnet man für beide Magnetfelder das Verhältnis (A) von *nutzbarem* Volumen, das über einen relativen radialen Magnetfeldgradienten von $\partial B_r / \partial r \cdot 1/B_0 = 10^{-3} \text{cm}^{-1}$ definiert wurde, zum Gesamtvolumen, so erhält man für das Transportmagnetfeld Nr. 1

$$A_1 = \frac{V_{\text{nutzbar}}}{V_{\text{ges}}} = \frac{6,2l}{45,2l} = 13,7\%. \quad (4.7)$$

Für das Transportmagnetfeld Nr. 2 ergibt sich für dieses Verhältnis

$$A_2 = \frac{V_{\text{nutzbar}}}{V_{\text{ges}}} = \frac{13,8l}{107,8l} = 12,8\%. \quad (4.8)$$

Bei der obigen Betrachtung wurde jeweils der *Grenzzadius* eingesetzt, der sich aus den Messungen in Nord-Süd-Richtung ergab (vgl. Abb. 4.4 und Abb. 4.7). Eine stärkere Unterdrückung des Erdmagnetfeldes und anderer äußerer Streufelder würde den Grenzzadius zu dem der Ost-West-Messungen verschieben (vgl. Abb. 4.5 und Abb. 4.8). Eine solche stärkere Abschirmung äußerer Störfelder könnte mit einem Joch und einem Schirm aus μ -Metall erreicht werden. Es hat gegenüber dem hier benutzten Armco-Eisen eine mindestens 10fach höhere Permeabilität und würde äußere Felder deshalb auch 10 mal

stärker unterdrücken (vgl. Gl. 4.2). Setzt man die erreichten Grenzradien der Ost-West-Messungen in das Verhältnis A ein, so erhält man für das Transportfeld Nr. 1

$$A_1^{Ost-West} = \frac{V_{nutzbar}}{V_{ges}} = \frac{7,6l}{45,2l} = 16,8\%. \quad (4.9)$$

Für das Transportmagnetfeld Nr. 2 ergibt sich

$$A_2^{Ost-West} = \frac{V_{nutzbar}}{V_{ges}} = \frac{18,4l}{107,8l} = 17,0\%. \quad (4.10)$$

Diese Maßnahme würde, gerade im Fall des Transporters Nr.2, zu einer erheblichen Vergrößerung des nutzbaren Volumens führen. Somit ließe sich auch das Verhältnis von nutzbarem Volumen zum Gesamtvolumen vergrößern.

Zur Steigerung des radialen Abschirmfaktors könnte man auch zusätzliche Abschirmbleche installieren oder die Dicke des gewählten Materials erhöhen. Allerdings würden beide Möglichkeiten das Gewicht des Transportmagnetfeldes erhöhen, wobei die erste Variante das Gesamtvolumen zusätzlich vergrößern würde.

4.5.2 Variation des Polschuhabstands

Wie man aus den Abbildungen 4.4 bis 4.8 entnehmen kann, gibt es eine bestimmte Grenze, ab der der relative radiale Magnetfeldgradient rapide ansteigt. Dies liegt am magnetischen Fluß, der über das Joch *kurzgeschlossen* wird (vgl. Abb. 4.3). Auf diese Weise entstehen Bereiche, die nicht zum Transport von ${}^3\text{He}$ eingesetzt werden können. Vergleicht man die Radien der beiden Transportfelder bei denen dies auftritt, so findet man bei Transportfeld Nr. 1 einen Radius von $r_1 = 11\text{cm}$ und bei Transportfeld Nr. 2 einen Radius von $r_2 = 15\text{cm}$. Die Höhen h_i im Volumen der Transporter sind $h_1 = 20\text{cm}$ und $h_2 = 26\text{cm}$. Im Fall des Transportmagnetfeldes Nr. 1 beträgt der Abstand von diesem Grenzradius zum Joch 11cm , während er sich beim Transportfeld Nr. 2 über 15cm erstreckt. Der Durchmesser dieses nicht nutzbaren Zylinders hängt vom Abstand der Polschuhe zueinander ab, denn je weiter diese voneinander entfernt sind, desto höher ist das Joch und damit können hier mehr Feldlinien kurzgeschlossen werden. Dies führt zu einem tieferen Eindringen in das Volumen des Magnetfeldes.

Würde man die Bauhöhe des Transportmagnetfeldes Nr. 2 auf die Bauhöhe des Transporters Nr. 1 reduzieren, so würde die Feldverzerrung auch nur etwa 11cm vom Joch ins Innere des Transportfeldes reichen. Die Bauhöhe betrüge dann 20cm , was für den Transport der Medizinzellen völlig ausreichend wäre. Auf diese Weise ließe sich das nutzbare Volumen auf $V_{nutzbar} = 22,7l$ steigern, während sich das Gesamtvolumen dieses *neuen* Transportfeldes auf $V_{ges} = 84,7l$ reduzieren ließe. Man erhielte für das Verhältnis A der beiden Volumina

$$A_3 = \frac{V_{nutzbar}}{V_{ges}} = \frac{22,7l}{84,7l} = 26,7\%. \quad (4.11)$$

Dies wäre eine erhebliche Verbesserung dieses Transportfeldes. Außerdem ließe sich so das Gewicht des Transporters reduzieren.

4.5.3 Oberflächenspulen

Eine weitere Möglichkeit der Homogenisierung von Magnetfelder bietet das *Shimmen* mit Oberflächenspulen auf den Polschuhen. Diese bekannte Methode wurde unter anderem sehr erfolgreich bei der Homogenisierung der Umlenkmagnete der dritten Stufe des Elektronenbeschleunigers MAMI am Institut für Kernphysik der Universität Mainz eingesetzt [Zin89]. Hierbei wurde das magnetische Feld zwischen den Polschuhen der Umlenkmagnete bestimmt und ein Höhenlinienprofil dieser Messung erstellt. Anschließend wurden aus Aluminiumblech Oberflächenspulen gefertigt, die dem Verlauf dieser Höhenlinien nachempfunden und auf den Polschuhen angebracht wurden. Erregt man nun diese Spulen mit dem Strom

$$I_S = h \cdot \Delta H, \quad (4.12)$$

so ist man in der Lage, Überhöhungen des Magnetfeldes zu verringern oder zu niedrige Feldwerte anzuheben. In dieser Gleichung ist mit I_S der Spulenstrom, mit h der Abstand des Polschuhs vom Äquator und mit ΔH die auszugleichende Magnetfelddifferenz bezeichnet.

An MAMI beträgt der mittlere magnetische Fluß zwischen den Polschuhen $B_0 = 1,2840\text{T}$. Die Schwankungen von anfänglich $5,6\text{mT}$ konnten mit dieser Methode auf Schwankungen von $0,2\text{mT}$ reduziert werden. Hierfür wurde ein Strom von $I_S = 7,96\text{A}$ benötigt, der in 27 ineinanderliegende Spulen eingespeist wurde, die jeweils eine Korrektur von $0,2\text{mT}$ leisteten. Dies ist möglich, da sich der Abstand der Polschuhe zueinander nicht ändert, wie dies auch bei den Transportfeldern der Fall ist. Aus diesem Grund bewirkt jede Stromschleife eine Erhöhung des magnetischen Flusses innerhalb der umgebenen Fläche proportional zur Erregung der Spule. Man benötigt also nur eine Gleichstromquelle zur Erregung sämtlicher Spulen. P. Zinnecker [Zin89] erreichte eine Homogenisierung des magnetischen Flusses von anfänglich $\Delta B/B_0 = 4,36 \cdot 10^{-3}$ auf $\Delta B/B_0 = 1,6 \cdot 10^{-4}$, also eine Steigerung der Homogenität um den Faktor 27.

Um dies zu erreichen, wird der magnetische Fluß in einem Abstand von $a = 0,6 \cdot h$ von der Äquatorebene auf beiden Seiten des Äquators bestimmt³. Anschließend wird das Mittel beider Messungen gebildet, und die Spulen werden so gebaut, daß sie die berechneten Magnetfelddifferenzen ausgleichen.

Voraussetzung für den Einsatz dieser Methode ist eine hinreichende Anfangshomogenität des Grundmagnetfeldes. Diese Homogenität ist im Zentrum der Transportfelder gegeben, so daß hier mit dieser Methode das Hauptmagnetfeld deutlich homogener gestaltet werden könnte. Die Randbereiche der Transportfelder, die eine große Inhomogenität aufweisen (vgl. Abb. 4.4 - 4.8), können mit dieser Methode jedoch nicht merklich reduziert werden. Im Fall des Transportmagnetfelds Nr. 2, bei dem ebenfalls Inhomogenitäten des Hauptmagnetfeldes in der Größenordnung einiger Promille vorliegen, würde man, bei 10 ineinander liegenden Oberflächenspulen und einem Polschuhabstand von $b = 2 \cdot h = 26\text{cm}$, eine Erregung von $I_S = 52\text{mA}$ pro Spule benötigen, um eine magnetische Flußdifferenz von $\Delta B = 50\text{mG}$ auszugleichen. Dieser Strom, der allerdings im Widerspruch zur eingangs gestellten Forderung nach Stromfreiheit stehen würde, könnte von Batterien gespeist wer-

³Die Wahl dieser Höhe der Messungen folgt aus einer Rechnung, die in [Zin89] detailliert durchgeführt wurde und hier nicht wiederholt werden soll.

den. Diese Art der Homogenisierung des Magnetfeldes ist auch deshalb sehr interessant, weil die hierzu nötigen Spulen sehr flach gehalten werden könnten und somit kein großes Volumen für den Transport von ${}^3\text{He}$ binden würden.

4.5.4 Einführung von Shims

Die Randbereiche ließen sich eventuell durch das Aufbringen von dünnen Blechen aus μ -Metall auf die Polschuhe weiter homogenisieren.

Ein Aufbringen von Magnetgummi auf die Innenflächen der Polschuhe würde hingegen einen zu großen magnetischen Fluß in die Transportmagnetfelder einbringen. An den Kanten dieses Materials würden ebenfalls Feldlinien austreten, die über den Polschuh kurzgeschlossen würden. Dies könnte zu einer weiteren Verschlechterung des magnetischen Feldes in den Transportern führen und ist somit nicht zu empfehlen.

Ein anderes geeignetes Material, das auch bei den Polschuhen als Ersatz von μ -Metall verwendet werden könnte, ist *Vacoperm 100* der Fa. Vakuumschmelze Hanau. Dieses Material besitzt eine Permeabilität von $\mu_4 = 50000\text{T} \cdot \text{m/A}$ und erreicht eine maximale Permeabilität von $\mu_{max} = 130000\text{T} \cdot \text{m/A}$. Die Koerzitivfeldstärke ist $H_c = 1,5\text{A/m}$ und die Sättigungsinduktion beträgt $B_S = 0,78\text{T}$ [Vac88]. Mit diesem Material in den Polschuhen könnte eine noch effizientere Homogenisierung des magnetischen Flusses erreicht werden. Wegen der großen Permeabilität würden mit diesem Material auch bessere Abschirmfaktoren erzielt.

Zur weiteren Homogenisierung des Magnetfeldes könnten auch *Shimbleche* benutzt werden, die in einem Radius r parallel zum Joch installiert werden müßten. Um ein gutes Ergebnis zu erreichen, müßte man sicherlich mehrere dieser Bleche in verschiedenen Höhen und eventuell mit verschiedenen Radien in das Transportfeld einbringen. Inwieweit dies zur einem größeren homogenen Volumen führt, konnte während dieser Arbeit nicht überprüft werden. Es wäre jedoch ein sinnvoller Ansatz einer neuen Untersuchung im Bereich solcher Magnetfeldkonfigurationen.

Am Ende dieser prinzipiellen Erläuterung der Transportmagnetfelder sei noch erwähnt, daß versucht wurde, diese Magnetfeldkonfigurationen mittels des kommerziellen Programms MAFIA Version 3.2 zu simulieren. Dieser Versuch schlug jedoch trotz erheblicher Anstrengungen fehl, da diese Version des Programms nicht in der Lage war, in angepaßten, zylindrischen Koordinaten zu rechnen [Maf97]. Mittlerweile ist allerdings eine neue Version dieses Programms auf Rechnern im Institut für Kernphysik installiert [Kry99]. Es wurde allerdings kein weiterer Versuch unternommen eine erneute Rechnung durchzuführen. Dies ist auch durch den erfolglosen Versuch von D. Rohe [Roh98] begründet, ein ähnliches Magnetfeld von MAFIA berechnen zu lassen. Der Grund hierfür liegt in dem von MAFIA benutzten Code zur Lösung der Maxwell-Gleichungen in integraler Form (Finite Integral Technique), der beim Aufeinandertreffen von großen Sprüngen in der Permeabilität (Luft und μ -Metall) nicht korrekt abläuft. Dies wird verstärkt durch die unterschiedlich großen Dimensionen des Metalls ($d = 0,5\text{mm}$) und des felderfüllten Raumes zwischen den Polschuhen ($\phi = 60\text{cm}$ und $h = 26\text{cm}$).

In diesem Kapitel wurden zwei Transportmagnetfelder beschrieben, mit denen es möglich ist, ${}^3\vec{\text{He}}$ ohne Verlust an Polarisation zu transportieren. Auf der Grundlage von Messungen an diesen Magnetfeldern wurden Vorschläge unterbreitet, die es ermöglichen

diese Felder weiter zu verbessern, ohne daß damit der Einsatz der existierenden Transportfelder in Frage gestellt wird.

5 Die Applikation von ${}^3\vec{\text{He}}$

Nachdem nun die Polarisation, die Kompression und auch der Transport von ${}^3\vec{\text{He}}$ durchgeführt werden können, fehlt noch eine Apparatur, mit der es möglich ist, das Heliumgas aus den Transportzellen dem Patienten oder einem Versuchsaufbau zuzuführen. Ein Aufbau, der dies leistet, wurde von L. Lauer [Lau97] im Rahmen einer Diplomarbeit konstruiert. Auf die speziellen Anforderungen bei der Anwendung an Kernspintomographen und auf den Erhalt der Polarisation des ${}^3\vec{\text{He}}$ wurde hierbei besonderer Wert gelegt. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird das Prinzip dieses *Applikators* erläutert. Der zweite Abschnitt beschreibt dann die Administration von ${}^3\vec{\text{He}}$.

5.1 Der Applikator

Beim Aufbau einer solchen Apparatur, die innerhalb eines hohen magnetischen Feldes arbeiten soll, ist darauf zu achten, daß keine magnetischen Bauteile verwendet werden. Sonst würde das homogene magnetische Grundfeld gestört, und es wäre nicht mehr möglich, Aufnahmen mittels MRT durchzuführen. Außerdem müssen alle sich im Magnetfeld bewegenden Teile aus nicht leitenden Materialien gefertigt werden, da sonst Wirbelströme in diesen Bauteilen induziert würden, die ebenfalls die Messungen stören [Lau97].

In Abbildung 5.1 ist ein Blockschaltbild des Applikators dargestellt, woran seine Funktionsweise erklärt werden soll. Sämtliche Steuer- und Ausleseleitungen sind hier der Übersichtlichkeit halber nicht in das Schaubild eingetragen. Die Steuerung der gesamten Apparatur erfolgt über einen Personalcomputer, in den eine Analog-Digital-Wandlerkarte integriert ist. Der Antrieb der Ventile innerhalb des Tomographiemagneten erfolgt über Druckluft, wobei das Schalten dieser Druckluftventile außerhalb des Tomographen vom Computer übernommen wird. Die Flußmesser F1 und F2 sowie der Differenzdrucknehmer DD leiten die gemessenen Druckdifferenzen über PVC-Schläuche zur Steuereinheit. Dort werden sie dann mittels eines handelsüblichen Wandlers in Spannungen übersetzt, die dann dem Computer zur Auswertung zugeführt werden¹.

Über eine Beatmungsmaschine wird der Patient mit Atemluft versorgt. Diese strömt durch einen Atemflußmesser (F1), mit dessen Hilfe die Inspirationsphase des Patienten und auch die eingeatmete Gasmenge detektiert wird. In Stellung 2 des Ventils V1 kann der Patient ungehindert durch dieses Ventil atmen, wobei sichergestellt ist, daß bei normaler Atemgeschwindigkeit eines Menschen ($< 1\text{l/s}$) keine Verwirbelungen in diesem Ventil auftreten. Die Beatmungsmaschine stellt über integrierte Ventile sicher, daß das ausgeatmete Gas entlang des eingezeichneten Weges und nicht durch das Ventil V1 strömt. An der Beatmungsmaschine selbst befindet sich, außer dem Ein- und Auslaß, noch ein dritter Anschluß, aus dem das ausgeatmete Gas die Beatmungsmaschine wieder verläßt. Hier kann ein *Heliumsack* angebracht werden, der es ermöglicht, Gas aufzufangen, um das enthaltene ${}^3\text{He}$ zurückzugewinnen (vgl. Kap. 7).

¹Alle weiteren Details der exakten Steuerung des Applikators sind in [Lau97] erklärt.

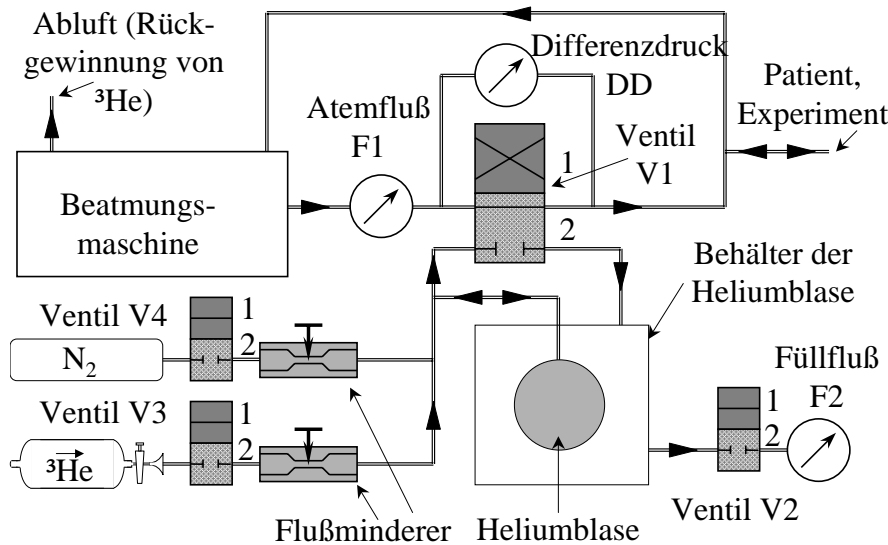


Abbildung 5.1: Blockschaftbild des Applikators (Erläuterungen siehe Text).

Zur Applikation von ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ wird zuerst das Ventil V2 am Behälter der Heliumblase geöffnet (Stellung 1). Öffnet man nun das Ventil V3 (Stellung 1), an dem die Heliumzelle angeflanscht ist, so strömt das ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ in die leere Heliumblase ein. Dabei verdrängt es die sie umgebende Luft aus dem Behälter, die aus Ventil V2 durch den Flußmesser F2 austritt. Auf diese Weise kann das Heliumvolumen in der Blase indirekt bestimmt werden, womit eine polarisationserhaltende Volumenbestimmung für ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ realisiert ist. Ist das im Computer vorbestimmte Volumen erreicht, so werden die Ventile V3 und V2 wieder verschlossen. Der Flußminderer zwischen Ventil V3 und der Heliumblase dient zur Reduktion der Strömungsgeschwindigkeit des Heliums bei hohem Zellendruck. Diese Reduktion ist notwendig, da das Volumen über den Flußmesser F2 als Druckdifferenz während der Strömung ausgelesen und über die Zeit integriert wird. Um eine geforderte Genauigkeit von 1% -2% bei der Füllung von 100ml bis 500ml zu gewährleisten, ist die Flußgeschwindigkeit auf $F = 100\text{ml}/200\text{ms}$ zu begrenzen, was mit dem Flußminderer erreicht wird. Äquivalent zur Befüllung der Heliumblase mit ${}^3\vec{\text{H}}\text{e}$ kann auch zusätzlich Stickstoff in diese Blase eingebracht werden, um ein Gasgemisch zu erzeugen.

Durch die Überwachung der Atmung mittels des Flußmessers F1 ist es möglich, die vorbestimmte Heliummenge zu einem beliebigen Zeitpunkt in den Atemstrom einzufügen. Zu diesem Zweck wird das Ventil V1 in Stellung 1 geschaltet, wodurch der Patient mit der Heliumblase und die Beatmungsmaschine mit deren Behälter verbunden werden. Durch das Einatmen saugt der Patient nun das Helium ein, während Luft aus der Beatmungsmaschine in den Behälter der Heliumblase nachströmen kann. Ist die Heliumblase leer, entsteht durch die Atmung des Patienten ein Differenzdruck von wenigen mbar zwischen Einlaß und Auslaß des Ventils V1. Dieser wird mit dem Differenzdruckmesser (DD) detektiert, und das Ventil V1 wird innerhalb von 130ms zurück in den Zustand 2 geschaltet. Da auch *während* des Schaltvorganges schon Luft zum Patienten strömen kann, behindert dieser Vorgang die Atmung des Patienten nicht.

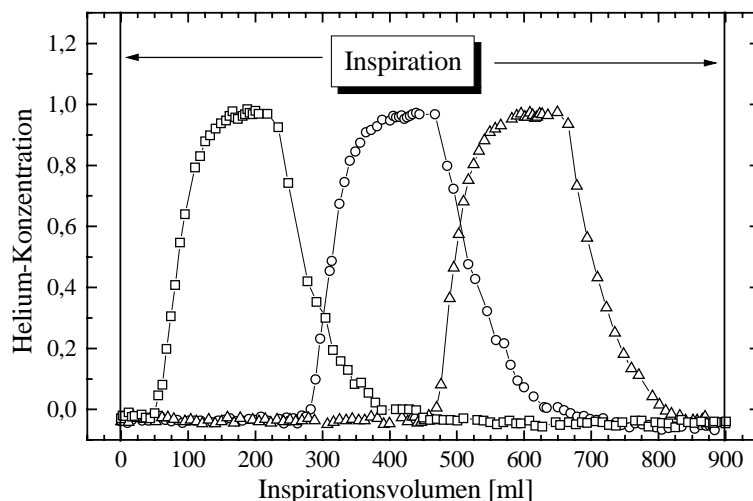


Abbildung 5.2: Heliumgabe mit dem Applikator in unterschiedlichen Phasen der Inspiration eines Gesamtvolumens von 900cm^3 . (Diese Abbildung ist aus [Lau97] entnommen.)

5.2 Administration von $^3\vec{\text{He}}$

Der gesamte Applikator ist so konzipiert, daß das Helium als *Bolus* administriert werden kann. Dies bedeutet, daß das Helium nicht mit der vor- und nachströmenden Luft *verwäscht*. Um dies zu erreichen, ist es notwendig, dafür zu sorgen, daß in der gesamten Apparatur laminare Strömung herrscht. Dies wurde beim Bau des Applikators berücksichtigt.

In Abbildung 5.2 ist die Gabe von gleichen Heliummengen (200ml) zu unterschiedlichen Phasen in der Einatmung eines Gesamtvolumens von 900cm^3 zu sehen. Durch die Überwachung des Atemvolumens ist der Punkt, an dem das Helium in den Atemstrom eingefügt wird, steuerbar. Man erkennt, daß vor dem ersten Heliumbolus, der zu Beginn der Atmung appliziert wurde, noch etwa 50ml Luft eingeatmet wurden. Dies resultiert aus den endlichen Schaltzeiten des Applikators und ist durch die Totvolumina in den Schlauchverbindungen zum Patienten begründet. Die Form der Heliumkurven wird durch die parabolische Form des laminaren Strömungsprofils hervorgerufen. Die ansteigenden und abfallenden Flanken des Heliumbolus können hiermit sehr genau reproduziert werden (vgl. [Lau97]). Über die Volumenbestimmung des Heliums ist es möglich, auch die Menge des verabreichten Gases zu variieren.

6 Geschwindigkeitsmessungen mittels ^3He -MRT

Nachdem nun das ^3He am Tomographen bereitsteht, ist man in der Lage, an Patienten, Probanden oder wie hier an Phantomen, Experimente mittels ^3He -MRT vorzunehmen. In diesem Kapitel werden erste Untersuchungen zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit von ^3He -Gasgemischen innerhalb runder Rohre mit Hilfe der MRT (^3He -vMRT) vorgestellt. Diese sollen, wie schon in der Einleitung dargelegt, als Voruntersuchung zur Evaluation der Strömungsgeschwindigkeiten und -arten in den oberen Atemwegen von Patienten und Probanden dienen.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden kurz die physikalischen Eigenschaften laminarer und turbulenter Strömung besprochen. Danach werden zuerst zweidimensionale MR-Messungen an einem Phantom und einem Probanden vorgestellt, bevor im dritten Abschnitt eine eindimensionale Messung beschrieben wird.

6.1 Laminare und turbulente Strömung

Prinzipiell unterscheidet man zwei Arten von Strömungen, die *laminare* oder *schlichte* sowie die *turbulente* Strömung. Beide Strömungsarten treten in den Atemwegen auf und sollen hier kurz charakterisiert werden. Eine weitere Art des Gastransports stellt die Diffusion dar. Dieser Transportmechanismus ist auch im Bereich der Alveolen der dominierende. In den oberen Atemwegen, und um die geht es in diesen Messungen, ist dieser Mechanismus jedoch gering im Vergleich zur Gaströmung. Aus diesem Grund wird dieser Effekt hier nicht weiter diskutiert.

Die laminare Strömung läßt sich aus dem *Newtonschen Ansatz* sich gegeneinander verschiebender Schichten von Gasen oder Flüssigkeiten ableiten. Dabei muß, damit es zu einer Strömung kommen kann, die innere Reibung im Medium überwunden werden. Diese hängt von der Schergeschwindigkeit dv_x/dy und einer Materialkonstanten, der *dynamischen Viskosität* η , ab (vgl. [Ott98], [Wut89] und [Ger86]). Es gilt für eine Strömung in x-Richtung

$$F_x = \eta \cdot \frac{dv_x}{dy} \cdot A. \quad (6.1)$$

Mit A ist in dieser Gleichung die Fläche bezeichnet, über die sich die Schichten des Mediums gegeneinander bewegen. Die dynamische Viskosität von Gasen berechnet sich im klassischen Limit harter Kugeln aus [Ott98]

$$\eta = \frac{m \cdot \bar{c}}{4 \cdot \pi \cdot d^2}. \quad (6.2)$$

Hier sind mit m die Atom- bzw. Molekülmasse der Teilchen, mit \bar{c} die mittlere Geschwindigkeit und mit d der Durchmesser der Teilchen bezeichnet. Die mittlere Geschwindigkeit kann über

$$\bar{c} = \left(\frac{8 \cdot k_B \cdot T}{\pi \cdot m} \right)^{1/2} \quad (6.3)$$

bestimmt werden, wobei k_B die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur und m die Teilchenmasse sind. Mit diesen Überlegungen kann die Strömung innerhalb eines runden Rohres mit Radius R und Länge l zu

$$v(r) = \frac{\Delta p \cdot (R^2 - r^2)}{4 \cdot \eta \cdot l} \quad (6.4)$$

abgeleitet werden. Δp gibt den Druckunterschied zwischen den Rohrenden und r den Abstand vom Zentrum des Rohres an. Gleichung 6.4 ist für inkompressible Flüssigkeiten exakt erfüllt, stellt jedoch für die Strömung von Gasen eine Näherung für den Fall dar, daß der vorherrschende Druck p sehr groß gegen die Druckdifferenz Δp ist. Es muß also $p \ll \Delta p$ erfüllt sein. Im Bereich der Lunge ist diese Bedingung immer erfüllt, da hier bei einem äußeren Druck von $p \equiv 1000\text{mbar}$ Differenzdrucke von nur wenigen mbar während der Atmung erzeugt werden. Man erhält dann ein vom Zentrum nach außen quadratisch abfallendes, also *parabolisches* Geschwindigkeitsprofil über das Rohr. Für die maximale Geschwindigkeit im Zentrum v_{max} ergibt sich somit

$$v_{max} = \frac{\Delta p \cdot R^2}{4 \cdot \eta \cdot l}. \quad (6.5)$$

Laminare Strömung findet man bei normaler Atmung in den oberen Atemwegen, wie der Trachea oder den Bronchien [Fis97].

Eine Integration dieser Geschwindigkeitsverteilung über die Fläche des Rohres ergibt

$$I_{Vol} = \int_A v(r) dA' = \frac{\pi \cdot R^4 \cdot \Delta p}{8 \cdot \eta \cdot l} \quad (6.6)$$

und liefert dann den Volumenstrom durch das Rohr, das bekannte *Hagen-Poiseuillesche Gesetz*. Man erkennt, daß I_{Vol} mit R^4 skaliert, was bedeutet, daß schon eine kleine Reduktion des Radius den Volumenstrom stark beeinträchtigt. Die mittlere Geschwindigkeit des Gases \bar{v} erhält man einfach durch Division des Hagen-Poiseuilleschen Gesetzes durch die Fläche des Rohres $A = \pi R^2$. Man findet

$$\bar{v}_{lam} = \frac{R^2 \cdot \Delta p}{8 \cdot \eta \cdot l} = 1/2 \cdot v_{max}. \quad (6.7)$$

Sie ist gerade die Hälfte der Maximalgeschwindigkeit, die sich im Zentrum des Rohres ausbildet.

Erhöht man den Druck und damit die mittlere Geschwindigkeit des Gases in der Strömung \bar{v} über einen kritischen Wert \bar{v}_{krit} , so kommt es zur Ausbildung von Wirbeln, und die Strömung wechselt zu einer *turbulenten* Strömungsform. Bei dieser Art der Strömung ist das Strömungsprofil innerhalb des Rohres nicht mehr *parabolisch*, sondern es bildet sich über eine Vielzahl kleiner Wirbel im zeitlichen Mittel eine homogene Geschwindigkeit \bar{v}_{tur} über den gesamten Querschnitt des Rohres aus. Hierbei ist, im Vergleich zur laminaren Strömung, ein deutlich höherer Gastransport durch das Rohr möglich. Dies ist durch den erhöhten Differenzdruck Δp begründet. Denn im Fall der turbulenten Strömung wächst der Strömungswiderstand aufgrund der erhöhten inneren Reibung in den Wirbeln

stark an. Bei angestrenzter Atmung ist die Strömung in den oberen Atemwegen turbulent [Fis97].

Der Wechsel zwischen laminarer und turbulenter Strömung hängt von der Geometrie des Rohres (Radius R), der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} und von Materialeigenschaften des Gases, der Dichte ρ und der dynamischen Viskosität η ab. Ein Parameter der diesen Übergang beschreibt, ist die *Reynoldszahl* R_e . Für kreiszylindrische Rohre gilt

$$R_e = R \cdot \bar{v} \cdot \rho / \eta. \quad (6.8)$$

Ist die dimensionslose Reynoldszahl kleiner als 1130 [Ott98], so befindet sich das Gas im Bereich laminarer Strömung. Steigt sie hingegen über einen Wert von $R_e > 2000$, so liegt mit Sicherheit eine turbulente Strömung vor. Der Bereich zwischen diesen beiden Werten bildet einen Übergang vom einen zum anderen Fall. In Tabelle 6.1 sind die Dichte ρ und die dynamische Viskosität η für ${}^3\text{He}$, N_2 und Luft aufgelistet.

Gasart	${}^3\text{He}$	N_2	Luft
$\rho[\text{kg}/\text{m}^3]$	0,135	1,251	1,294
$\eta[10^{-5}\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2]$	1,60	1,72	1,78

Tabelle 6.1: Dichte und dynamische Viskosität für ${}^3\text{He}$, N_2 und Luft.

6.2 Zweidimensionale Messungen

Wie in der Einleitung bereits beschrieben, können geschwindigkeitsselektive Meßverfahren der MRT zur Kontrolle des Blutflusses in Gefäßen eingesetzt werden [Boe92]. Um zu überprüfen, ob diese Methode auch mit ${}^3\text{He}$ in Gefäßen, deren Durchmesser denen der oberen Atemwege entspricht, durchführbar ist, wurden erste Experimente unternommen. Diese sollen hier erläutert werden. Eine schematische Darstellung des Meßaufbaus ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Der Applikator wurde mit der Beatmungsmaschine verbunden (vgl. Kap. 5), und mit dessen Hilfe wurde ein medizinischer Atembalg, wie er zur Beatmung von Patienten in der Anästhesie eingesetzt wird, *beatmet*. Das rückströmende Gas wurde wieder über den Respirator geleitet und konnte somit zur Aufbereitung im Heliumsack aufgefangen werden. Hinter den Applikator wurde ein PVC-Rohr mit einem Durchmesser von $\phi_{\text{Rohr}} = 9\text{mm}$ und einer Länge von 5cm in den Aufbau integriert. Dieser Durchmesser entspricht etwa dem der Lappenbronchien [Fis97]. Die Lappenbronchien sind dabei die Generation, die sich an die Hauptbronchien anschließen. In diesem Rohr wurde die Strömung mittels ${}^3\text{He}$ -vMRT untersucht.

Bei diesen ersten Messungen wurde eine geschwindigkeitsselektive Standardsequenz der Fa. Siemens Medizintechnik Erlangen eingesetzt, deren Geschwindigkeitskodierung auf die Larmorfrequenz von ${}^3\text{He}$ bei 1,5 Tesla ($f_{{}^3\text{He}}(1,5\text{T}) = 48,6\text{MHz}$) angepasst wurde. Mit dieser Sequenz war es möglich, Geschwindigkeiten im Intervall $-660\text{cm/s} \leq v \leq 660\text{cm/s}$ zu messen. Die Echozeit dieser Sequenz betrug $T_E = 4\text{ms}$, während die Repetitionszeit $T_R = 20,7\text{ms}$ erreichte. Bei den hier durchgeführten Untersuchungen wurde eine Schicht

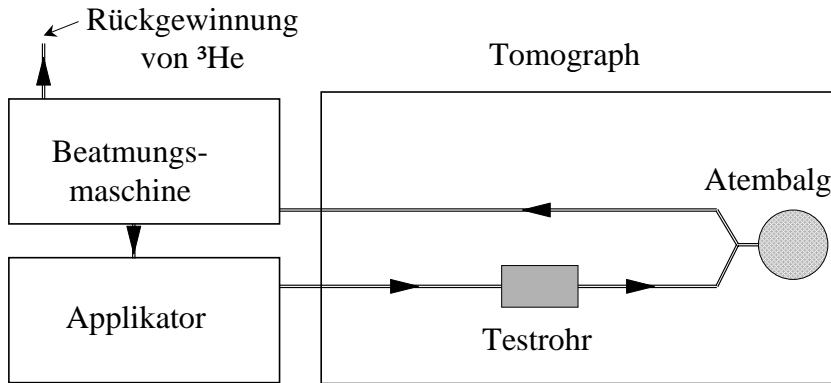


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung von Geschwindigkeiten mittels ^3He -vMRT.

der Dicke 20mm mit *Field Of View* (FOV) von 50mm^2 und einer Aufnahmematrix von $36 * 64$ Punkten abgetastet. Hierzu wurden 36 Phasenkodierschritte verwendet, wobei nur etwas mehr als die Hälfte des Frequenzraums in dieser Richtung abgetastet wurde. Da der Frequenzraum *hermitesch* ist, lassen sich dann die fehlenden Punkte aus den Meßdaten der einen Hälfte berechnen, ohne daß Information verloren geht. Schließlich wurden sowohl in Phasenkodierichtung, als auch in Readoutrichtung zwischen je zwei Meßwerten Punkte interpoliert, so daß eine Matrix von $128 * 128$ Punkten entstand, in der jeder Bildpunkt eine Ausdehnung von $A_{\text{Pixel}} = 0,39\text{mm}^2$ besitzt. Die Dauer der gesamten Aufnahme, die Akquisitionszeit T_{Aq} , errechnet sich aus der Anzahl der Phasenkodierschritte und der Repetitionszeit. Im Fall der geschwindigkeitsselektiven Bildgebung ist jedoch zu beachten, daß jeweils zwei Bilder aufgenommen werden müssen, aus deren Phasendifferenz dann die Geschwindigkeitsinformation folgt (vgl. Kap. 2.2). Man erhält also eine Aufnahmezeit von

$$T_{\text{Aq}} = 2 \cdot 36 \cdot 20,7\text{ms} = 1490,4\text{ms} \approx 1,49\text{s}. \quad (6.9)$$

Bei den hier durchgeführten Untersuchungen wurde eine Anregungsspannung von $U_{\text{HF}} = 100\text{V}$, bei einer Brenndauer des Sinc-Pulses von 1,28ms, gewählt. Die Verstärkung des Signals betrug 80dB, und die Skalierung der Fast-Fourier-Transformation (FFT-Scale) wurde auf 0,2 festgelegt.

In Abbildung 6.2 ist die Spindichteverteilung (das *Magnitudenbild*) einer geschwindigkeitskodierten Messung gezeigt. In dieser Darstellung ist der kreisrunde Querschnitt des Rohres gut zu erkennen. Abbildung 6.3 zeigt das zugehörige geschwindigkeitskodierte Phasenbild, wie es aus diesen Messungen resultierte. Hierbei wurde, wie in Kapitel 2 dargestellt, die lineare Abhängigkeit der gemessenen Phase von der Geschwindigkeitskodierung ausgenutzt. Diese läßt sich über die zeitliche Integration der Geschwindigkeitskodierung vom Zeitpunkt der Erzeugung der transversalen Magnetisierung bis zum Gradientenecho berechnen. Es gilt

$$\Delta\varphi_v = \gamma \cdot v_z \int_0^{T_{\text{Echo}}} G_{z,v}(t) \cdot (t - t_0) dt, \quad (6.10)$$

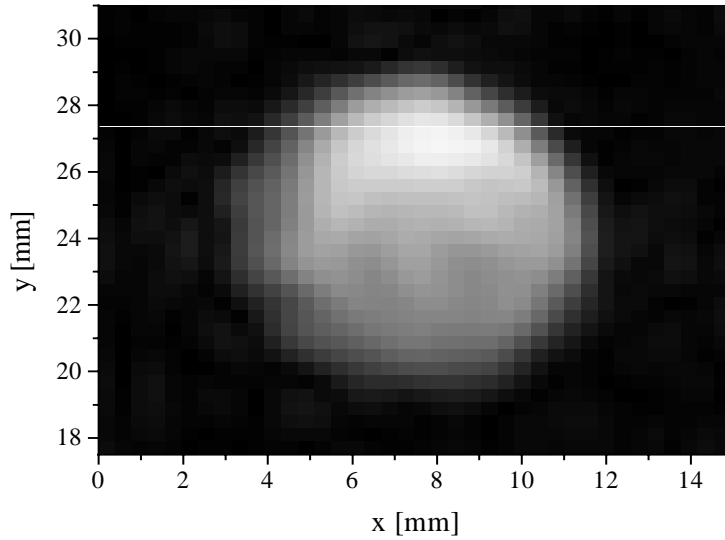


Abbildung 6.2: Magnitudenbild des Rohres bei einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 84,5 \text{ cm/s}$.

wobei hier, wie auch schon in Kapitel 2 die Strömungsrichtung des Gases in z -Richtung gewählt wurde. Der Beginn der Integration wird auch hier in die Mitte des Anregungspulses gelegt, wobei der Gradient $G_{v,z}(t)$ zu einer beliebigen Zeit $t_0 \geq 0$ eingeschaltet wird.

Man sieht auch hier sehr deutlich die kreisförmige Fläche des von ^3He durchströmten Rohres. Die Helligkeit der Bildpunkte ist ein Maß für die Geschwindigkeit innerhalb des Rohres. Diese nimmt vom Rand zur Mitte des Rohres hin zu, wie man es bei einer laminaren Strömung erwartet. Die hellen und dunklen Punkte außerhalb des Rohres geben das Phasenrauschen wieder. Die Phase nimmt hier Werte zwischen $-\pi$ und π an. In diesem Experiment wurde in die Heliumblase eine Mischung aus $M_{N_2} = 186 \text{ mbar} \cdot l$ Stickstoff und $M_{^3\text{He}} = 150 \text{ mbar} \cdot l$ ^3He mit einer Polarisation von $P \approx 30\%$ eingefüllt. Dieses Gas wurde während der Aufnahme mit einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 84,5 \text{ cm/s}$ durch das Rohr gepresst. Die mittlere Geschwindigkeit des Gases wurde aus den Daten des Flußmessers F1 des Applikators gewonnen (vgl. Kap. 5). Die Reynoldszahl dieses Gasgemisches (vgl. Tab. 6.1) berechnet sich zu $Re = 198,5$. Die Strömung sollte also laminar sein. Die Diffusionskonstante von ^3He in diesem Gasgemisch ist nach [Wut89] $D \approx 1,37 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$. Der zurückgelegte Diffusionsweg während der Echozeit beträgt damit $x_{Diff} = (D \cdot T_R)^{1/2} = 0,74 \text{ mm}$. Ein Heliumatom diffundiert also im schlechtesten Fall ca. 2 Pixel quer zur Strömungsrichtung, was eine gewisse *Verwaschung* des Strömungsprofils bewirkt.

Trotzdem konnte ein laminares Strömungsprofil über das Rohr gemessen werden. Hierzu wurden die gemessenen Geschwindigkeiten auf einer Linie durch das Zentrum des Rohres in Abbildung 6.4 sowie eine Anpassung von Gleichung 6.4 aufgetragen, aus der sowohl das Zentrum des Rohres als auch die maximale Geschwindigkeit berechnet wurde. Die maximale Geschwindigkeit wurde so zu $v_{max} = (166,9 \pm 3,6) \text{ cm/s}$ bestimmt. Dies ist im Rahmen der Fehler die doppelte mittlere Geschwindigkeit, wie es auch nach Gleichung 6.7 für laminare Strömung erwartet wurde.

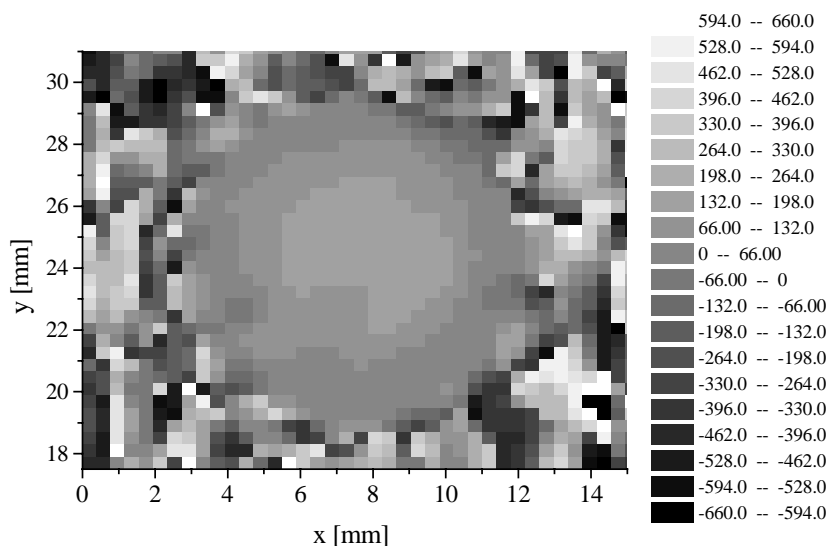


Abbildung 6.3: Mit $^3\vec{\text{He}}$ -vMRT aufgenommenes geschwindigkeitsgewichtetes Phasenbild bei einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 84,5\text{cm/s}$. In dieser Darstellung entsprechen dunkle Pixel negativen Geschwindigkeiten, wohingegen helle Bildpunkte positive Geschwindigkeiten wiedergeben.

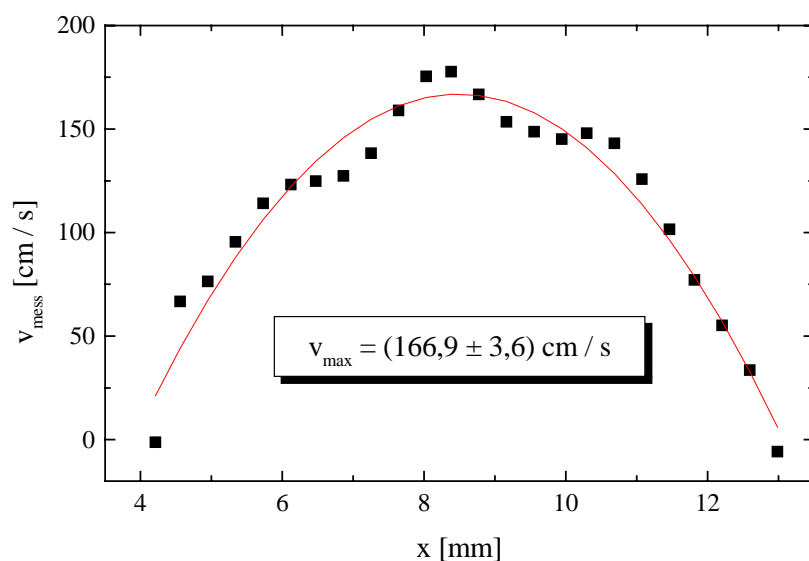


Abbildung 6.4: Strömungsprofil innerhalb des Rohres bei einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 84,5\text{cm/s}$. Nach Gleichung 6.7 sollte sich ein Wert von $v_{\text{max}} = 169,0\text{cm/s}$ für die maximale Geschwindigkeit ergeben. Im Rahmen der Fehler ist dies hier gut erfüllt.

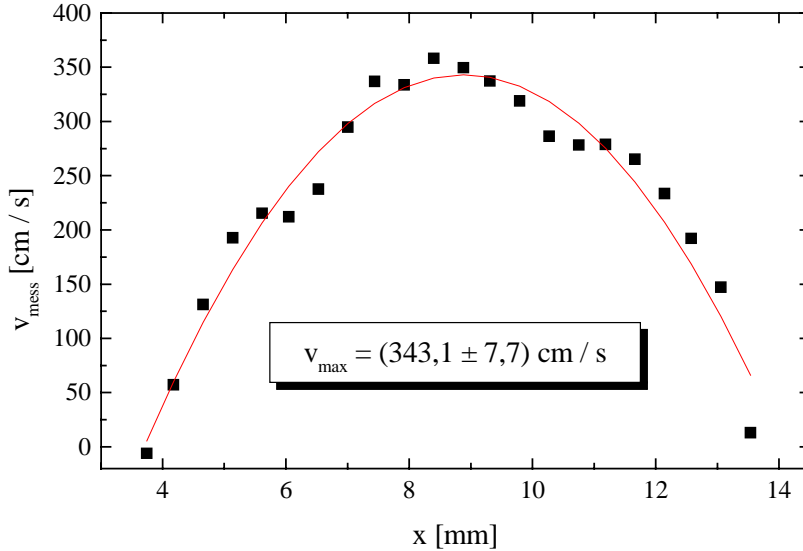


Abbildung 6.5: Strömungsprofil innerhalb des Rohres bei einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 178,5 \text{ cm/s}$. Die Maximalgeschwindigkeit bestätigt diesen Wert nach Gleichung 6.7.

Das gleiche Experiment wurde auch mit einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 178,5 \text{ cm/s}$ durchgeführt, um die oben gemessenen Daten zu bestätigen. In diesem Fall wurden Mengen von $M_{N_2} = 284 \text{ mbar} \cdot \text{l}$ Stickstoff mit $M_{^3\text{He}} = 103 \text{ mbar} \cdot \text{l}$ ^3He , das ebenfalls eine Polarisation von ca. 30% aufwies, gemischt. Die Reynoldszahl betrug in diesem Fall $Re = 454,0$, und somit ist auch hier eine laminare Strömung zu erwarten. In Abbildung 6.5 ist die gemessene Geschwindigkeitsverteilung über das Rohr aufgetragen. Die maximale Geschwindigkeit beträgt hier $v_{max} = (343,1 \pm 7,7) \text{ cm/s}$. Auch bei dieser Messung ist die erwartete Korrelation zwischen der mittleren Geschwindigkeit und der maximalen Geschwindigkeit zu erkennen. Diese Ergebnisse dokumentieren erstmals, daß die ^3He -vMRT eine Methode ist, mit der nicht-invasiv und berührungslos Strömungsgeschwindigkeiten von ^3He -Gas gemessen werden können.

6.2.1 Test am Probanden

Als nächstes wurde versucht, mit Hilfe der ^3He -vMRT die Trachea eines Probanden während der Einatmung von ^3He zu vermessen. Dieses Experiment sollte als Beleg dafür dienen, daß die zuvor beschriebenen Untersuchungen auch am Menschen durchführbar sind. Zu diesem Zweck wurden einem Probanden 150ml ^3He mit einer Polarisation von $P \approx 30\%$ appliziert und während einer langsamen Inspiration wurde ein geschwindigkeitsgewichtetes Bild aufgenommen. Bei dieser Messung wurde eine MRT-Sequenz mit einer maximalen Geschwindigkeitskodierung von $v_{max} = 500 \text{ cm/s}$ verwendet. Sie besaß eine Echozeit von $T_E = 4 \text{ ms}$ und eine Repetitionszeit $T_R = 20 \text{ ms}$. Es wurde bei dieser Aufnahme ein Bereich von $190 * 380 \text{ mm}^2$ überdeckt, wobei eine Matrix von $32 * 64$ Bildpunkten akquiriert wurden. Die Dauer der Aufnahme betrug $T_{Aq} = 1,7 \text{ s}$ und erstreckte sich somit über die gesamte Inspirationsphase. Abbildung 6.6 zeigt, in welcher Region der Lunge

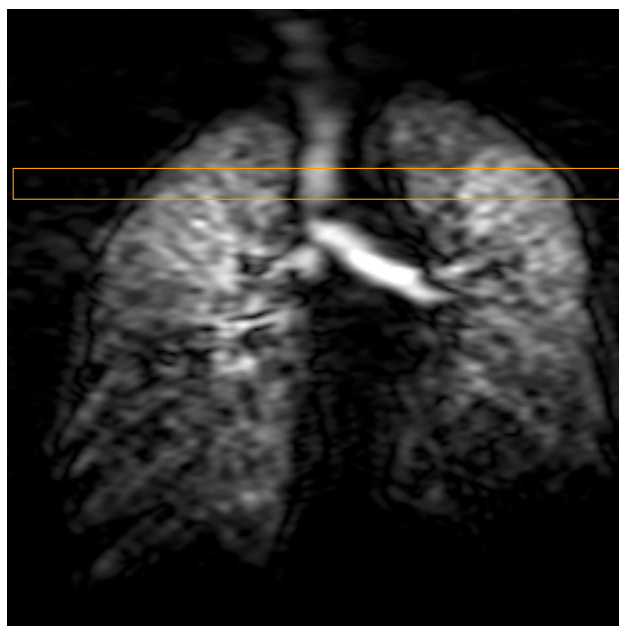


Abbildung 6.6: Positionierung der Aufnahme zur Geschwindigkeitsmessung am Probanden.

die Schicht zur Geschwindigkeitsbestimmung angeordnet wurde. Man kann hier deutlich erkennen, daß sowohl die Trachea als auch die beiden Lungenflügel in dieser Schicht liegen.

In Abbildung 6.7.a ist das Magnitudenbild der geschwindigkeitsgewichteten Aufnahme gezeigt. Neben der hellen Trachea in der Mitte des Bildes sind zu ihrer rechten und linken Schnitte durch die Lungenflügel zu sehen. Die Signalintensität ist hier recht schwach. Dies liegt an der Aussteuerung der Aufnahme, die so gewählt wurde, daß das Signal der Trachea nicht übersteuert war. Da hier die Dichte des ^3He erheblich größer ist als in den Lungenflügeln, erscheinen diese nur sehr schwach. Abbildung 6.7.b zeigt dagegen das geschwindigkeitsgewichtete Phasenbild dieser Aufnahme. Man erkennt hier ebenfalls die Trachea und die Lungenflügel. Das bedeutet, daß sich das Helium sowohl in der Trachea wie auch in den Lungen bewegt, was ja auch zu erwarten ist. Die Geschwindigkeit in den Lungenflügeln liegt dabei im Bereich von $\bar{v}_L \approx -39\text{cm/s}$, wobei sich in der Trachea eine mittlere Geschwindigkeit von $\bar{v}_T \approx +96\text{cm/s}$ messen läßt. In beiden Abbildungen wurde das Hintergrundrauschen mittels eines Computeralgorithmus aus den Bildern entfernt, um die Messpunkte deutlicher vom Untergrund abzuheben.

Daß die Geschwindigkeit in den Lungenflügeln entgegen der Strömungsrichtung in der Trachea gerichtet ist, kann man aus Abbildung 6.6 verstehen. Hier sieht man, daß die Verzweigung der Trachea in die beiden Bronchien *unterhalb* der Aufnahmeebene liegt. Während der Inspiration strömt das eingeatmete Gas folglich zuerst in der Trachea nach unten, teilt sich hier in den Bronchien auf und muß dann, wenn es die *oberen* Bereiche der Lunge erreichen soll, wieder nach oben strömen. Aus diesem Grund ist die gemessene Geschwindigkeitskomponente in den Lungen der in der Trachea entgegengerichtet.

Man kann nun auch in der Trachea, äquivalent zur Evaluation der Daten bei den Messungen am Testaufbau, einen Schnitt über die Trachea legen, um das Strömungsprofil

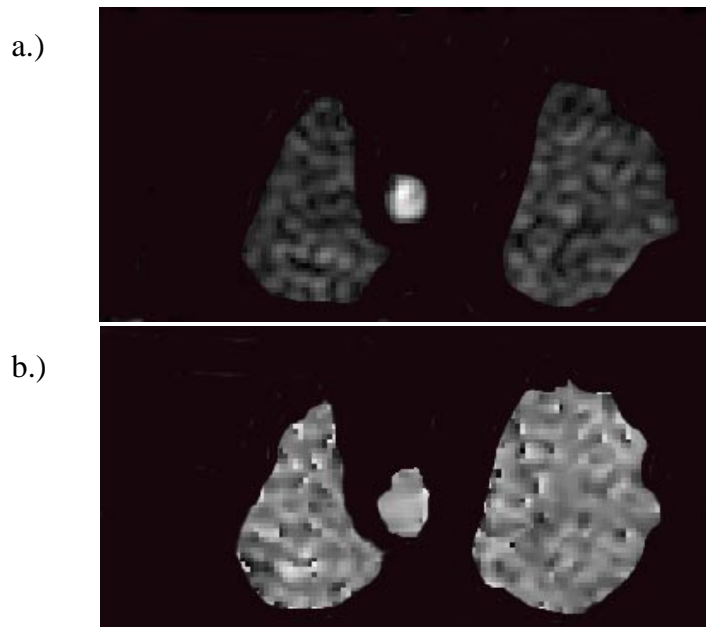


Abbildung 6.7: a.) Magnitudenbild der Trachea und der Lunge eines Probanden während der Inspiration von ^3He . b.) Phasenbild der gleichen ^3He -vMRT Aufnahme.

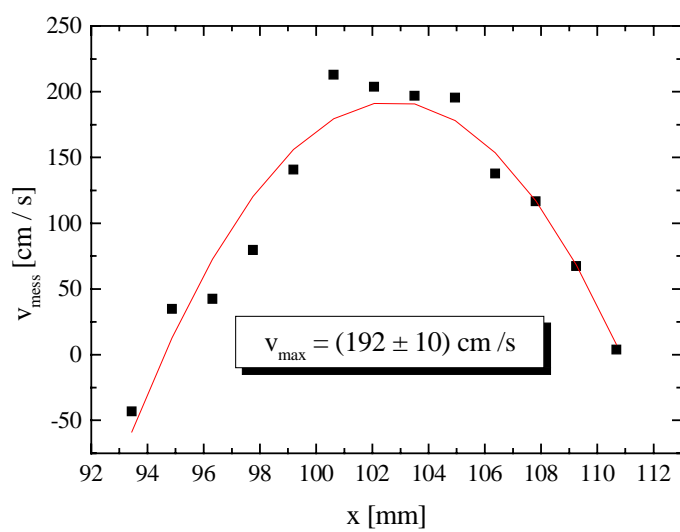


Abbildung 6.8: Strömungsprofil innerhalb der Trachea eines *frei* atmenden Probanden.

zu untersuchen. Diese Auswertung wurde durchgeführt, und man kann in Abbildung 6.8 dieses Strömungsprofil mit einer Anpassung der Daten nach Gleichung 6.4 erkennen. Die Größe der Trachea wird hier mit einem Durchmesser von $\phi \approx 18\text{mm}$ physiologisch richtig wiedergegeben [Fis97]. Und auch ein laminares Strömungsprofil kann in dieser Messung bestätigt werden, obwohl, wie schon erwähnt, die gemessenen Werte eine Mittelung über eine vollständige Inspirationsphase darstellen.

Diese Geschwindigkeitsmessung verdeutlicht, daß es möglich ist, auch in der Trachea eines Menschen Messung mittels der $^3\vec{\text{He}}$ -vMRT durchzuführen und auf diese Weise das laminare Strömungsprofil in der Trachea nachzuweisen. Möchte man jedoch den Geschwindigkeitsverlauf während der Inspiration detektieren, so benötigt man eine wesentlich schnelleren Ablauf der Messung. Eine Möglichkeit der Realisierung einer solchen Messung mittels $^3\vec{\text{He}}$ -vMRT wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

6.3 Eindimensionale Messungen

Aus den Zeitparametern der oben beschriebenen Meßsequenz kann man erkennen, daß hiermit keine Meßzeiten zu erreichen sind, die eine Untersuchung des Geschwindigkeitsverlaufs während eines einzelnen Atemzugs ermöglichen. Selbst bei drastischer Reduktion der Anzahl an Meßpunkten könnten nur sehr wenige *Bilder* während der Einatmungsphase akquiriert werden. Selbst diese würden dann noch über einen relativ langen Zeitraum mitteln, und die gewünschte Information ginge verloren. Aus diesem Grund wurde versucht, die Messung auf eine andere Art zu beschleunigen, indem man die Bildgebung um eine Dimension reduziert. Denn bei einer laminaren Strömung reicht es aus, bei zylinderförmiger Geometrie des durchströmten Volumens, nur eine Projektion der angeregten Schicht abzubilden. Die Rechnungen hierzu sowie weitere Überlegungen zu dieser Art der geschwindigkeitsgewichteten Bildgebung finden sich im Anhang C dieser Arbeit.

Bei dieser Art der Bildgebung wird auf die Phasenkodierung verzichtet, was einer Projektion dieser Raumrichtung (hier y-Richtung) in eine Ebene entspricht. Die Aufnahmezeit für eine geschwindigkeitsgewichtete Messung sinkt auf diese Weise auf 24,8ms (vgl. Anhang C). Führt man nun viele solcher Messung durch und trägt diese gegen den Ort auf, so kann man einen zeitlichen Geschwindigkeitsverlauf darstellen. Solche Aufnahmen wurden zu Testzwecken an einem Beatmungsschlauch mit einem Durchmesser von $\phi = 16\text{mm}$ durchgeführt. Dazu wurde ein Gasgemisch verwendet, das zu gleichen Teilen aus $^3\vec{\text{He}}$ mit einer Polarisation von ca. 30% und Stickstoff bestand. Die zu diesen Messungen benutzte MRT-Sequenz basiert auf einer geschwindigkeitskodierte Standardsequenz der Fa. Siemens und wurde von Dr. W. Schreiber an diese Art der Messung angepaßt. Mittels dieser Sequenz war es möglich, Geschwindigkeiten in einem Intervall $-744\text{cm/s} \leq v_z \leq 744\text{cm/s}$ zu detektieren¹. Während dieser Experimente wurde der gleiche Meßaufbau wie in Kapitel 6.2 verwendet (vgl. Abb. 6.1) und das Gas wurde mit einer mittleren Geschwindigkeit von $\bar{v} = 75\text{cm/s}$ durch den Schlauch gepresst.

¹Weitere Details über diese Messungen finden sich ebenfalls in Anhang C.

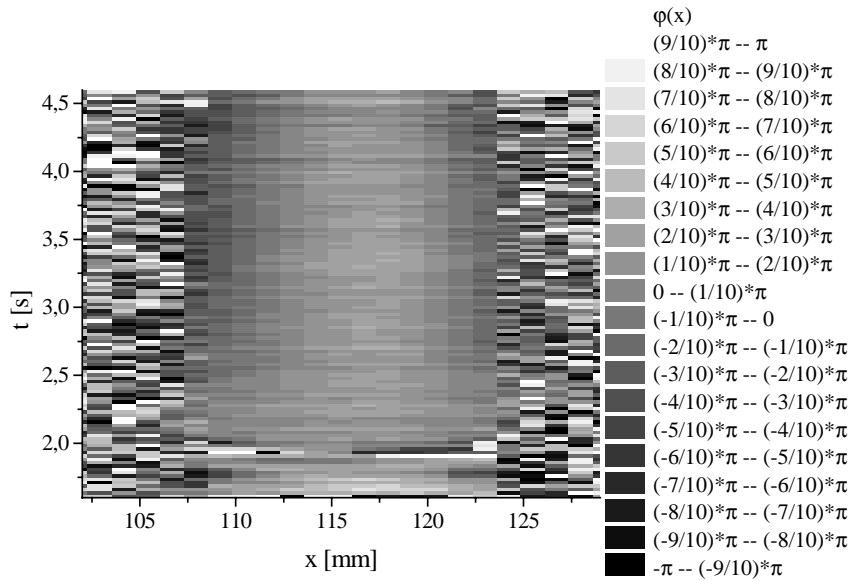


Abbildung 6.9: Ausschnitt aus einem eindimensionalen, geschwindigkeitskodierten Phasenbild. Hier ist auf der x-Achse der Ort dargestellt, während die y-Achse die Meßzeit wiedergibt. In dieser Darstellung repräsentieren unterschiedliche Helligkeiten verschiedene Phasenverschiebe.

In Abbildung 6.9 ist eine solche geschwindigkeitsgewichtete Messung dargestellt. Hier ist in x-Richtung die Projektion des Schlauches aufgetragen, während auf der Ordinate die zeitlich aufeinanderfolgenden Messungen eingetragen sind. Man erkennt in diesem Bild deutlich den Bereich des Schlauches mit dem Geschwindigkeitsprofil, während außerhalb des Schlauches ein Phasenrauschen zu sehen ist. Die unterschiedlichen Helligkeiten stehen in dieser Darstellung für die geschwindigkeitsabhängigen Phasenverschiebe $\varphi(x, v_z)$, die die resultierende Magnetisierung aller in y-Richtung aufintegrierten Stromfäden durch die v-MRT erfahren hat. Das zugehörige Integral ist in Anhang C aufgeführt und leider nicht analytisch in v_z . Evaluiert man die Daten dieser Messung (vgl. Anhang C), so erkennt man eine unerwartete Asymmetrie des geschwindigkeitsabhängigen Phasenprofils bezüglich der Rohrachse. Insbesondere verschwindet die Phase an den beiden Rändern $x = \pm R$ nicht, obwohl hier bei der vorliegenden, laminaren Strömung die Strömungsgeschwindigkeit Null ist. Auch das Maximum des Phasenverschiebes liegt nicht im Zentrum des Rohres. Eine Aufklärung dieser Deformation des Strömungsprofils konnte im Rahmen dieser Arbeit trotz vielfältiger Untersuchungen nicht erhalten werden. Vor allem fehlte der detaillierte Einblick in die hier verwendete Siemens Software. Es ist jedoch sehr wahrscheinlich, daß durch das Anpassen der Meßsequenz an eine eindimensionale Akquisition die in Anhang C angesprochenen *Makros* hier nicht mehr richtig wirksam sind, und die Verzerrung der gemessenen Profile hierin begründet ist. Aus diesem Grund wurde auf die numerische Umrechnung des gemessenen Phasenprofils in ein y-gemitteltes Geschwindigkeitsprofil zur Zeit noch verzichtet, bis diese offensichtlichen Unstimmigkeiten im uns nicht voll zugänglichen Programmtext beseitigt sind (vgl. Anhang C).

Trotzdem muß festgehalten werden, daß mit diesen *Pilotexperimenten* zur Bestim-

mung der Strömungsgeschwindigkeit die prinzipielle Durchführbarkeit dieser Methode demonstriert wurde. Gegenüber zweidimensionaler Akquisitionen hat man mit eindimensionalen Messungen den Nachteil, daß man das zu beobachtende Gefäß immer senkrecht schneiden muß. Das bedeutet, daß sowohl die Ausdehnung des Gefäßes wie auch die Strömungsrichtung senkrecht zur angeregten Schicht angeordnet sein müssen, da man sonst ebenfalls eine Deformation des Geschwindigkeitsprofils erhält. Im Gegensatz zur zweidimensionalen Geschwindigkeitsmessung, bei der sich ein diagonaler Schnitt der Atemwege in einer *ovaler* Darstellung dieses Gefäßes äußert, hat man bei eindimensionalen Messungen keinerlei Möglichkeit einen nicht senkrecht zur Strömungsrichtung verlaufenden Schnitt zu erkennen. Es würde sich hier ebenfalls eine Deformation des Strömungsprofils ergeben, die vom Winkel zwischen der Schicht und der Strömungsrichtung abhängt. Bei den hier durchgeführten Messungen wurde jedoch streng darauf geachtet, diese Komplikation zu vermeiden.

Trotz dieser Einschränkungen beim Einsatz einer solchen Untersuchungsmethode sollten weitere Untersuchungen erfolgen. Denn zu einer Diagnose der Strömungsverhältnisse in den oberen Atemwegen mittels ^3He -vMRT ist eine *schnelle* Bildgebung unerlässlich. Diese läßt sich mit einem zweidimensionalen Verfahren nicht mit der benötigten Auflösung realisieren, so daß der hier vorgeschlagene Ansatz der eindimensionalen geschwindigkeitsgewichteten Bildgebung weiter verfolgt werden sollte.

7 Die Rückgewinnung

Um den Gaskreislauf zu komplettieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Anlage konstruiert und getestet, mit der es möglich ist, das abgeatmete Gas, welches zu 98% - 99% aus Luft und nur zu etwa 1% - 2% aus ^3He besteht (vgl. Kap. 7.4), von Fremdgasen zu reinigen. Das erhaltene ^3He soll dann erneut für Lungenuntersuchungen zur Verfügung stehen. Diese Anlage wird im ersten Abschnitt dieses Kapitels detailliert vorgestellt. Im nächsten Abschnitt erfolgt eine Beschreibung der Reinigungsprozedur, bevor in Abschnitt 3 die Reinheit des wiedergewonnenen Gases besprochen wird. In Abschnitt 4 erfolgt dann eine Betrachtung der Effizienz der Rückgewinnung. Schließlich werden im letzten Abschnitt einige Vorschläge zur Verbesserung an der bestehenden Anlage unterbreitet.

7.1 Das System und seine Komponenten

Um eine Gasmenge von $M = 100\text{bar} \cdot \text{l}$ pro Patient aufzubereiten, bedarf es einer Apparatur, die in der Lage ist das hierin befindliche ^3He von allen anderen Gasen zu trennen. Den weitaus größten Anteil an Fremdgasen bilden dabei Stickstoff und Sauerstoff. Darüber hinaus sind auch Wasserstoff, Kohlendioxid, Argon, Neon und andere Edelgase in der Luft vorhanden. Die genaue Zusammensetzung trockener Luft, also ohne Berücksichtigung des schwankenden H_2O -Gehalts, ist in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Will man das ^3He später

Bestandteil	N_2	O_2	Ar	CO_2	Ne	He	H_2
Anteil [%/V]	78,084	20,946	0,934	0,033	0,0018	0,0005	0,00005

Tabelle 7.1: Die wichtigsten Bestandteile trockener Luft und ihre Häufigkeit [Han80].

wieder polarisieren, muß das Gas einen hohen Reinheitsgrad aufweisen, da die Gasentladung, die zur Anregung benötigt wird, über andere Atome oder Moleküle ablaufen würde, die alle ein sehr viel geringeres Anregungspotential als Helium besitzen (vgl. Kap. 3.1).

In dieser Hinsicht sind auch kleinste Verunreinigungen von Neon problematisch, da die 2s-Niveaus des Neons energetisch nahe am 2^3S -Zustand des Heliums liegen. Deshalb kommt es durch Stöße zu einem Übertrag der Anregungsenergie von Helium auf Neon. Dieser effiziente Pumpmechanismus für Neon wird so in He-Ne-Lasern eingesetzt. Die Lebensdauer der 2s-Zustände des Neons liegt im Bereich von $\tau_S^{\text{Ne}} \approx 10^{-7}\text{s}$ [Kne91] [Dem93]. Über diesen Energieübertrag wird die Dichte der metastabilen ^3He -Atome stark reduziert, so daß schon kleine Beimischungen von Neon zu einer deutlichen Reduktion der Polarisation führen.

Der bei den Messungen am Patienten eingesetzte ^3He -Sack, in dem das abgeatmete Gas aufgefangen wird, wird über eine Kleinflanschverbindung an die Rückgewinnungsanlage angeschlossen (vgl. Abb. 7.1). Die hier verwendeten *Plastigas*-Säcke stammen von der Fa. Linde in Mainz und besitzen ein Volumen von $V_{\text{Sack}} = 200\text{l}$. Sie bestehen aus einer dreilagigen Folie (Polyethylen, Aluminium und Polypropylen). Diese Folie hat den

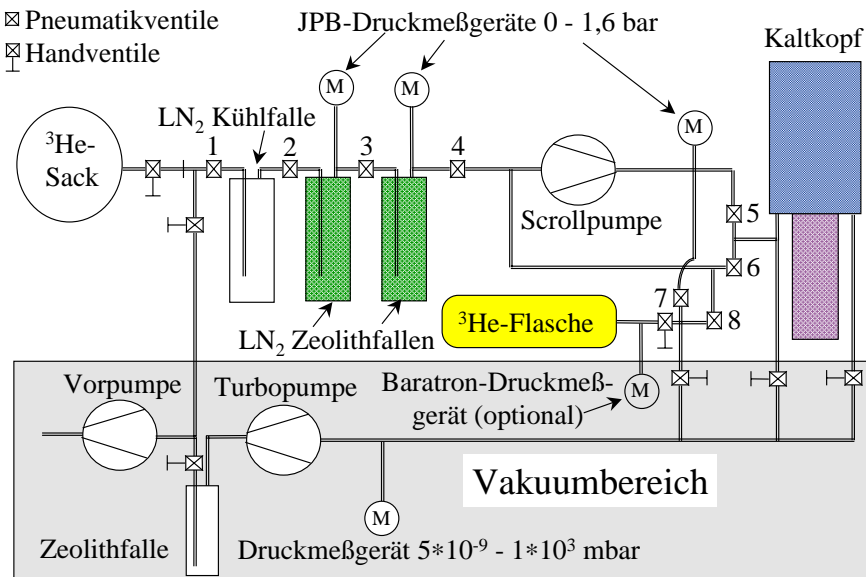


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der gesamten Rückgewinnungsanlage.

Vorteil, daß man die Seiten aus Polyethylen zusammenschweißen kann, ohne die restliche Folie zu beschädigen. Auf diese Weise lassen sich beliebige Volumina herstellen, die durch die Aluminiumfolie in der Zwischenlage sehr dicht gegen Diffusion von Gasen sind. Um die Heliumdichtigkeit zu testen, wurde Heliumgas in einen solchen Sack eingelassen und dieser mit einem Kugelhahn verschlossen. Auch nach zwei Wochen war das Volumen des Sackes nicht merklich geschrumpft, so daß beschlossen wurde, dieses Material für den kurzen Transport zwischen der Klinik und dem Institut für Physik zu wählen. Eine genaue Leckrate für Helium konnte weder erfragt noch exakt ausgemessen werden.

Aus diesem Sack strömt das abgeatmete Gas in die evakuierte Rückgewinnungsanlage ein (vgl. Abb. 7.1). Zuerst wird es über eine Kühlfalle geleitet, die mit flüssigem Stickstoff auf 77K gekühlt wird, um die Feuchtigkeit aus der Atemluft auszufrieren. Danach folgen zwei weitere Kühlfallen, die ebenfalls eine Temperatur von 77K besitzen und mit *Zeolithen* befüllt wurden. Hier wird der dominante Anteil der Reinigung des Gases vollzogen, denn Zeolithe sind in der Lage, große Mengen an verschiedenen Gasen zu getrennen. Zu diesen gehören vor allem Stickstoff, Sauerstoff, Argon und Kohlendioxid. Danach wird das verbleibende Gas (He, Ne und H₂) mit der *trockenlaufenden* Scrollpumpe in das Kaltkopfvolumen verdichtet, das auf eine Temperatur von 8K gekühlt wird. Hier frieren alle Restgase bis auf das ³He aus. Dieses Gas wird wiederum mit der Scrollpumpe in eine ³He-Flasche verdichtet und steht dann zur erneuten Polarisierung zur Verfügung.

7.1.1 Das Vakuumsystem

Um eine hohe Gasreinheit erreichen zu können, ist die gesamte Rückgewinnungsanlage als Hochvakuumapparatur aufgebaut. Alle Verbindungen der Anlage basieren auf Kleinflanschverbindungen, die mit Viton-Ringen gedichtet sind. Außerdem wurde beim Aufbau dieser Apparatur darauf geachtet, möglichst viele Standardbauteile zu verwenden, um die

Konstruktion einfach zu gestalten und eine Replikation problemlos zu ermöglichen. Alle Ventile in der Apparatur sind KF-16-Eckventile. Es wurden zwei Arten dieser Ventile verwendet. Zum einen kamen preßluftbetriebene Ventile zum Einsatz (Ventile 1 - 8), die über einen Computer angesteuert werden können (vgl. Kap. 7.1.2), und zum anderen wurden einfache Handventile in den Bereichen eingesetzt, wo eine externe Steuerung unnötig war.

Zur Evakuierung des Systems steht ein Vakuumpumpstand zur Verfügung. Dieser besteht aus einer Drehschieberpumpe, die als Vorvakuumpumpe dient. Sie besitzt ein Saugvermögen von $S_{Vor} = 1,75\text{m}^3/\text{h}$ und erreicht einen Enddruck von $p_{Vor}^{End} = 3 \cdot 10^{-3}\text{mbar}$. Als Hochvakuumpumpe folgt eine Turbopumpe. Diese erreicht einen Enddruck von $p_{Turbo}^{End} < 10^{-9}\text{mbar}$ und hat ein Saugvermögen für Stickstoff von $S_{Turbo}(N_2) = 10\text{m}^3/\text{h}$. Zwischen beiden Pumpen befindet sich eine weitere Zeolithfalle, die bei Raumtemperatur betrieben wird und die Diffusion von Öldämpfen in die Apparatur verhindern soll.

Der gesamte Teil der Rückgewinnungsanlage der sich hinter Ventil 4 befindet (vgl. Abb. 7.1) wird über die Turbopumpe evakuiert, während die Kühlfalle und die Zeolithfallen allein mit der Vorvakuumpumpe bepumpt werden. Der Grund hierfür liegt einerseits in der Verunreinigung des Hochvakuumteils der Apparatur beim Abpumpen der gegeterten Luft aus den Zeolithfallen, und ist andererseits in der Wirkungsweise der Zeolithfallen begründet (vgl. Kap. 7.1.3). Diese arbeiten nur dann effizient, wenn sich kein Kristallwasser mehr in ihnen befindet. Würde man also die gegeterte Luft und die Feuchtigkeit aus der Kühlfalle immer über die Turbopumpe abpumpen, so würde diese mit Wasser belastet und die Zeolithfalle innerhalb des Pumpstands müßte ebenfalls nach jeder Rückgewinnungsprozedur gereinigt werden. Außerdem werden Zeolithfallen in der Apparatur mit immer neuer Luft kontaminiert, so daß hier keine Hochvakuumverhältnisse entstehen können. Dies macht ebenfalls ein Bepumpen mit der Turbopumpe überflüssig. Zur Messung des Druckes hinter der Turbopumpe dient ein Druckmeßgerät des Typs PKR 251 der Fa. Balzers Vakuum aus Wiesbaden. Dieses Druckmeßgerät beinhaltet zwei Sensoren, eine Pirani- und eine Penning-Druckmeßröhre, so daß mit diesem System Drucke zwischen $p = 5 \cdot 10^{-9}\text{mbar}$ und $p = 1000\text{mbar}$ mit einer Genauigkeit von 30% gemessen werden können.

7.1.2 Die Steuerung und Datenerfassung

Die Steuerung der Rückgewinnungsanlage ist über einen Personalcomputer realisiert. In diesen Computer ist eine Analog-Digital-Wandlerkarte der Fa. Intelligent Instrumentation (Typ PCI 20377W2) integriert. Zur Ausleseelektronik gehört eine graphische Entwicklungsoberfläche, mit der ein Computerprogramm geschrieben wurde, welches die Daten der Druckmeßgeräte sowie die Laufzeit des Programms in ein File wegschreibt. Das Schalten der 8 preßluftbetriebenen Ventile erfolgt ebenfalls über dieses Programm. Als weitere Daten werden die Temperatur des Kaltkopfes und der Druck eines zusätzlichen Druckmeßgerätes, welches optional an der ^3He -Flasche angebracht werden kann, mitgeschrieben.

Die Druckmeßgeräte an den Zeolithfallen und dem Auslaß der Scrollpumpe sind JPB-Druckaufnehmer der Fa. Bourdon Sedeme. Diese bestehen aus einer Keramikmembran, deren druckabhängige Ausdehnung detektiert wird. Der hier verwendete Typ EL 74 ist für einen Druckbereich von $p = (0 - 1600)\text{mbar}$ ausgelegt. Ihre Genauigkeit wird mit $\leq 0,4\%$ angegeben. Das optionale Baratron-Druckmeßgerät der Fa. MKS (Vertrieb über

Edwards-Vakuum) kann Drucke im Bereich von $p = (0 - 5000)$ mbar mit einer relativen Genauigkeit von 0,5% messen.

7.1.3 Die Zeolithfallen

Zeolithe sind synthetisch erzeugte Strukturen, die aus Alkali- oder Erdalkali-Alumino-Silikaten bestehen. Ihre Struktur setzt sich aus SiO_4 - und AlO_4 -Tetraedern zusammen, die ein Polyeder bilden (vgl. Abb. 7.2). Im Zentrum dieses Polyeders befindet sich eine Kavität, die mit Kristallwasser gefüllt und mit anderen Kavitäten über Poren verbunden ist. Unter Vakuum und bei Temperaturen von $T = (200 - 300)$ K kann das Kristallwasser aus diesen Kavitäten ausgetrieben werden, ohne die Struktur der Zeolithe zu zerstören [Hae81] [Dus55]. Kühlt man die Zeolithe mit flüssigem Stickstoff auf $T_Z = 77$ K, so sind sie in der Lage, große Mengen an Gasen zu binden. Die Atome oder Moleküle diffundieren dabei in die Kavitäten und werden dort *adsorbiert*. Auf diese Weise können etwa 100 Liter gasförmigen Stickstoffs pro kg Zeolith aufgenommen werden [Hae81]. Nach Messungen der Firmen Grace Davison in Worms und Bayer in Leverkusen werden Sauerstoff, Argon und Kohlendioxid in gleicher Stärke adsorbiert [Gra97] [Bay97]. Taut man die Zeolithe wieder auf und heizt sie erneut aus, so steht dieses Adsorptionspotential erneut zur Verfügung. Die Gase Helium und Neon werden durch Zeolithe bei diesen Temperaturen nicht adsorbiert und die Aufnahme von Wasserstoff ist sehr gering [Hae81].

Bei der Verwendung von Zeolithen muß man darauf achten, daß die Porendurchmesser groß genug sind, um den zu adsorbierenden Gasen die Möglichkeit zu bieten, in die Kavitäten zu gelangen. Aus diesem Grund wurden in den hier verwendeten Kühlfallen Zeolithe mit einem Porendurchmesser von $\phi = 5\text{\AA}$ (Zeolith Typ 522 der Fa. Grace Davison, Worms) verwendet. Außerdem sollte darauf geachtet werden, daß kein Wasser in das Zeolith gelangt, da sich dieses sonst als Kristallwasser wieder einlagert und das Adsorptionsvermögen reduziert. In der Rückgewinnungsanlage wurde dies mit Hilfe einer Kühlfalle sichergestellt, in der ein Großteil der Feuchtigkeit der abgeatmeten Luft ausgefroren wird.

Die Zeolithfallen selbst sind wie Kühlfallen aufgebaut (vgl. Abb. 7.3), das Gas wird hier über ein Rohr eingebracht. Durch die Konstruktion wird sichergestellt, daß das Gas beim Durchtritt durch die Zeolithfallen immer durch das Volumen des Zeoliths hindurchströmen muß, so daß eine möglichst effiziente Adsorption gewährleistet ist. Die Zeolithfallen sind aus Edelstahl gefertigte Zylinder mit einem Volumen von $V_Z = 2,86$ l, in die Zeolith eingebracht wurde. In der ersten Zeolithfalle befinden sich $M_{Z1} = 1,853$ kg Zeolith, während in die zweite Zeolithfalle $M_{Z2} = 1,880$ kg Zeolith eingefüllt wurden. Da die Zeolithe durch Bindemitteln zu Kugeln mit Durchmesser von $\phi = (1 - 3)$ mm geformt sind und die Eigenschaft besitzen, feinen Staub abzusondern, wurden die Flansche der Zeolithfallen mit Feinfiltern der Fa. Leybold Vakuum verschlossen (vgl. Abb. 7.3). Diese Feinfilter besitzen eine Porengröße von $4\mu\text{m}$, wodurch Partikel mit einem Durchmesser von $1\mu\text{m}$ zu 98% abgeschieden werden. Dies unterbindet die Verteilung der Stäube in der Rückgewinnungsanlage. Aus einer Messung mit reinem Helium bei Raumtemperatur wurde ein Druck von $p_{Zeo}^{warm} = 20$ mbar gemessen, wobei sich in den Zeolithfallen eine Gasmenge von $M_{Zeo} = 75$ mbar \cdot l befand. Das *freie* Volumen in den Zeolithfallen konnte auf diese Weise zu $V_{Zeo}^{frei} = 1,88$ l pro Zeolithfalle abgeschätzt werden.

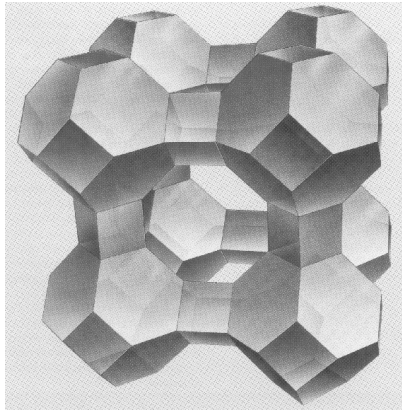


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung des Aufbaus von Zeolithen. (Diese Abbildung ist [Gra95] entnommen).

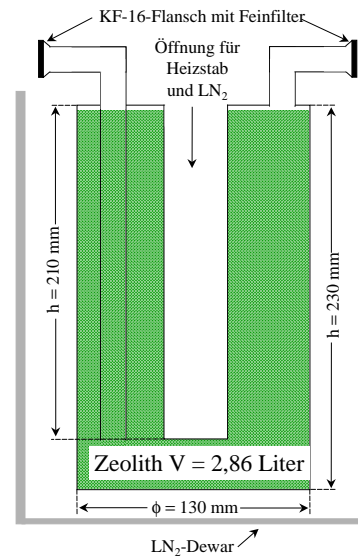


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung der Zeolithfallen.

Über das Vakuumsystem ist es möglich, die Zeolithfallen zu evakuieren (vgl. Kap. 7.1.1). Dabei werden in den offenen Zylinder in der Mitte der Zeolithfallen (vgl. Abb. 7.3) kommerzielle Heizstäbe eingebracht, wie sie sonst zur Aktivierung der Zeolithfalle im Vakuumsystem Verwendung finden. Bei einer Temperatur von $T \approx 250^\circ\text{C}$ wird das Wasser und das adsorbierte Gas aus den Zeolithfallen ausgetrieben. Während der Adsorptionsphase sorgen dagegen Edelstahldewars mit flüssigem Stickstoff für die Kühlung des Zeoliths. Der flüssige Stickstoff läuft dabei auch in den Raum, der für den Heizstab vorgesehen ist, so daß die Kühlung sowohl von Außen als auch von Innen erfolgt.

Die Adsorptionskapazität des Zeoliths hängt stark vom Partialdruck der Gase ab [Hae81]. In der Literatur finden sich keine exakten Werte für das Adsorptionsvermögen von Zeolith für Luft bei einem Enddruck im Bereich von $p_{End} < 1\text{mbar}$. Einen solchen Partialdruck für die in der Luft dominant vorhandenen Gase zu erreichen, war Ziel dieser Konfiguration. Aus diesem Grund wurde die erste Zeolithfalle so lange mit Luft befüllt, bis der Druck innerhalb der Zeolithfalle nicht mehr unter die Empfindlichkeitsgrenze des Manometers von $p_{Z1} \approx 1\text{mbar}$ abfiel. Als Schleusenvolumen diente hierbei die Kühlfalle, die sich auf Raumtemperatur befand und deren Volumen über eine Expansionmessung zu $V_K = (773 \pm 17)\text{cm}^3$ bestimmt wurde. In Abbildung 7.4 ist diese Messung dargestellt. Hierbei wurde der Druck in der Zeolithfalle über der Zeit aufgetragen. Aus der Anzahl der Schleusenzyklen der Kühlfalle, die ebenfalls protokolliert wurden, läßt sich dann das Adsorptionsvermögen der hier eingesetzten Zeolithfalle bestimmen. Für das Adsorptionsvermögen ergibt sich

$$M_{Luft} = (129,8 \pm 2,9)\text{bar} \cdot \text{l}. \quad (7.1)$$

Die Daten im Graphen 7.4 zeigen, daß nach 200 Minuten der Druck innerhalb der Zykluszeit von $\tau_Z = 90\text{sec}$ nicht mehr auf Null zurückgeht. Daraus kann man erkennen, daß die Aufnahme der Luft im Zeolith jetzt langsamer abläuft und sich die Adsorptions-

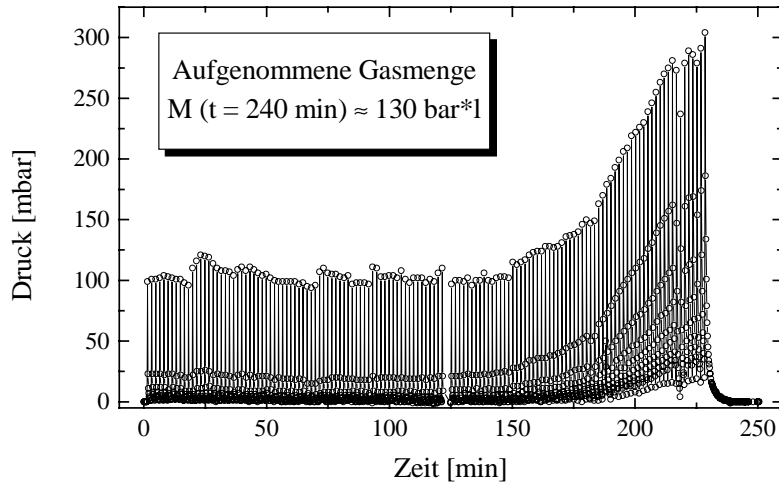


Abbildung 7.4: Adsorptionskapazität für Luft der ersten Zeolithfalle. Bei der Datennahme wurde alle 10s ein Meßpunkt aufgenommen. Die Schwankungen des Druckes sind hierbei durch unterschiedliche Meßzeiten innerhalb eines Zyklus bedingt.

kapazität erschöpft. Wartet man jedoch am Ende noch einige Minuten ab, so sinkt der Druck dennoch wieder auf Null. Die Aufnahme von Luft im Zeolith ist also noch nicht vollständig gesättigt. Will man jedoch später das ^3He effizient von Luft trennen, so sollten die *Zykluszeiten* für das Einfüllen des aufgefangenen Gases nicht zu groß werden. Die Zykluszeit beschreibt hier die Zeit, die dem Zeolith zur Adsorption der Luft aus der Kühlfalle zur Verfügung steht, bevor die Kühlfalle erneut mit Gas aus dem ^3He -Sack befüllt wird. Deshalb wurde beschlossen, diese Zeit auf etwa 90 Sekunden zu begrenzen, und man ist somit auf das gemessene Volumen beschränkt. Aus anderen Messungen zeigte sich allerdings, daß eine weitaus größere Menge an Luft von diesen Zeolithfallen aufgenommen werden kann. Der Enddruck sinkt dann allerdings nicht mehr auf $p < 1\text{mbar}$ ab. Die zweite Zeolithfalle absorbiert dann die restliche Luft und sorgt so für eine Reinigung des ^3He -Gases. Somit ist es mit diesen Zeolithfallen möglich, das ^3He aus einem vollgefüllten ^3He -Sack auf einmal zurückzugewinnen.

7.1.4 Die Scrollpumpe

Um das vorgereinigte ^3He -Gas aus den Zeolithfallen in das ^3He -Volumen des Kaltkopfes (vgl. Abb. 7.6) zu transportieren, bedarf es einer Förderpumpe, die in der Lage ist, an ihrem Einlaß Vorvakuumdrucke zu erreichen. Ausgangsseitig sind Drucke von $p \geq 1\text{bar}$ wünschenswert. Außerdem sollte diese Pumpe nach außen hin absolut dicht sein und intern keinerlei ausgasende Materialien beinhalten, um nicht das gereinigte Gas wieder zu kontaminieren. Dies ist vor allem auch deshalb wichtig, da das gereinigte Gas aus dem ^3He -Volumen des Kaltkopfes ebenfalls mit dieser Pumpe in die ^3He -Flasche komprimiert wird (vgl. Abb. 7.1) und hier das Gas möglichst sauber sein soll. Als kommerzielle Variante

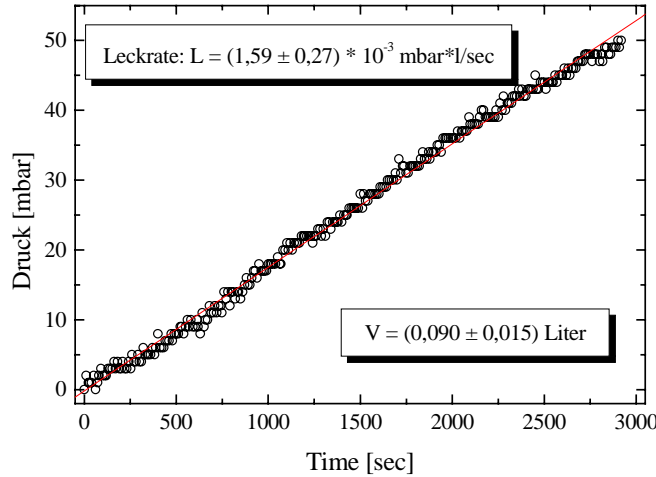


Abbildung 7.5: Druckanstieg zur Bestimmung der Leckrate am Auslaß der Scrollpumpe während des Betriebs.

einer solchen Pumpe bot sich der Einsatz einer trockenlaufenden *Scrollpumpe* an¹.

Diese Art von *ölfreien* Vorvakuumpumpen wird handelsüblich mit Leckraten von $L_{Scroll} < 10^{-7} \text{mbar} \cdot \text{l}/\text{sec}$ angeboten. Diese Leckraten sind für ^4He im laufenden Betrieb spezifiziert. Es wurde entschieden, eine solche Pumpe als Förderpumpe in die Rückgewinnungsanlage zu integrieren. Bei einer Pumpzeit von $t \approx 20\text{s}$ für das Umfüllen des Gases aus dem Kaltkopfvolument in die ^3He -Flasche sollte die Verunreinigung des ^3He nur wenige ppm (parts per million) betragen. Die Kontamination bestünde dominant aus Sauerstoff und Stickstoff, die durch die Getter innerhalb des Polarisators und Kompressors herausgefiltert werden sollten (vgl. Kap. 3.2). Das Saugvermögen dieser Scrollpumpe (Dry Scroll Vacuum Pump 600DS der Fa. Varian Vacuum Products, Darmstadt) beträgt $S_{Scroll} = 25,2 \text{m}^3/\text{h}$ und erreicht einen Enddruck von $p_{Scroll}^{End} < 10^{-2} \text{mbar}$. Bei eigenen Tests stellte sich jedoch heraus, daß die Leckraten über die Antriebswelle der laufenden Pumpe um Größenordnungen über dem spezifizierten Wert liegen. Abbildung 7.5 zeigt den Druckanstieg am Auslaß der laufenden Scrollpumpe. Das Volumen des Auslasses der Scrollpumpe wurde über eine Expansionsmessung zu $V_{SA} = (90 \pm 15) \text{cm}^3$ bestimmt. Aus der Messung ergab sich somit eine Leckrate für Luft der laufende Scrollpumpe von

$$L_{Scroll}^{laufend} = (1,59 \pm 0,27) \cdot 10^{-3} \text{mbar} \cdot \text{l}/\text{s}, \quad (7.2)$$

während die stehende Scrollpumpe eine Leckrate von

$$L_{Scroll}^{stehend} = (7,42 \pm 0,10) \cdot 10^{-5} \text{mbar} \cdot \text{l}/\text{s} \quad (7.3)$$

aufweist.

¹Zur Erklärung des Prinzips dieser Art von Pumpen sei hier auf die Literatur der Vakuumfirmen verwiesen (vgl. z.B. [Var96]).

Eine Pumpe mit einer höheren Dichtigkeit bei gleichzeitiger Ölfreiheit konnte kommerziell nicht beschafft werden, und eine Eigenkonstruktion wäre ein sehr aufwendiges Unterfangen. Deshalb wurde beschlossen, eine eigene Dichtung für diese Pumpe zu entwerfen. Erste Erfolge mit deutlich kleineren Leckraten scheiterten, trotz eines erheblichen Aufwands, letztlich an der Standzeit der Dichtungen. Diese waren nach nur einigen Stunden Betriebszeit *verbrannt*, so daß die kommerzielle Dichtung hier im Einsatz blieb und beschlossen wurde, das System mit diesem Manko zu belassen. Die erhebliche Leckrate führte zu einigen Probleme in der Gasreinheit sowie in der Effizienz der Rückgewinnung, die in den letzten Abschnitten dieses Kapitels noch eingehend diskutiert werden.

7.1.5 Der Kaltkopf

Die letzte Stufe der Rückgewinnungsanlage, der Kaltkopf, dient zum Ausfrieren von Neon und Wasserstoff aus dem jetzt dominant aus ^3He bestehenden Gasgemisch. Der Wasserstoff würde auch über die Getter in der Polarisator- und Kompressoreinheit aus dem Heliumgas herausgefiltert (vgl. Kap. 3.2), das Neon jedoch nicht. Der prinzipielle Aufbau der Anlage zum Ausfrieren der restlichen Fremdgase ist Abbildung 7.6 dargestellt. Zur Kühlung wird ein kommerzieller zweistufiger Kaltkopf des Typs RGD 2/10 der Fa. Leybold Vakuum in Köln verwendet. Die Kühlung erfolgt über die Expansion von verdichtetem Helium an der zu kühlenden Fläche. Dieser *Refrigerator* arbeitet dabei nach dem Gifford-McMahon-Verfahren, das in der Literatur eingehend beschrieben ist [Hae81] [Wut89]. Die prinzipielle Grenztemperatur dieses Systems beträgt $T_{Grenz} = 7,8\text{K}$ an der zweiten Stufe. Die zugesicherten Temperaturen an der ersten und zweiten Stufe des Kaltkopfes sind in Abbildung 7.6 eingetragen und betragen $T_{1.Stufe} < 35\text{K}$ und $T_{2.Stufe} < 10\text{K}$. Für die beiden Stufen werden Kälteleistungen von $P_{1.Stufe}(T = 80\text{K}) = 12\text{W}$ und $P_{2.Stufe}(T = 11\text{K}) = 300\text{mW}$ angegeben.

In Abbildung 7.6 erkennt man die beiden Kühlstufen des Kaltkopfes, die sich beide innerhalb eines Isoliervakuum befinden. An der ersten Stufe des Kaltkopfes wurde ein Strahlungsschild aus Kupfer angebracht, welches die zweite Stufe vor dem Auftreffen der Raumtemperaturwärmestrahlung schützt. Außerdem wurde die Zuleitung zum Kaltkopfvolumen als Wendel um das Strahlungsschild angebracht. Dies dient der Kühlung des Gases auf dem Weg in das Volumen und soll die Wärmelast auf die 2. Stufe reduzieren. Außerdem werden in der Zuführungsleitung auch Kontaminationen von Luft aus der Scrollpumpe ausgefroren, die so die zweite Stufe nicht belasten. Die 1,5m lange Zuführungsleitung besteht aus einem Edelstahlrohr mit einem Durchmesser von $\phi = 4\text{mm}$ und einer Wandstärke von $d = 0,2\text{mm}$. Die Hälfte des Rohres ist in der Wendel eingesetzt, während etwa 0,30m für die Verbindung der Wendel zum Kaltkopfvolumen dienen. Die restlichen 0,45m überbrücken die Strecke vom ^3He -Flansch zur Wendel.

Das Kaltkopfvolumen selbst ist aus vakuumtauglichem OFE-Kupfer hergestellt, welches ein Volumen von $V_{KK} = 134\text{cm}^3$ umschließt. Der Deckel des Volumens ist mit einer Indiumdichtung versehen, die auch bei tiefen Temperaturen noch wirksam dichtet. Am Deckel des Volumens ist eine Diode zur Bestimmung der Temperatur angebracht. Diese wurde so weit wie möglich von der kalten Fläche der 2. Stufe montiert, um die *wahre* Temperatur des Volumens zu messen. Der Fehler der Temperaturbestimmung wird von der Fa. Leybold mit $\Delta T = 1\text{K}$ angegeben.

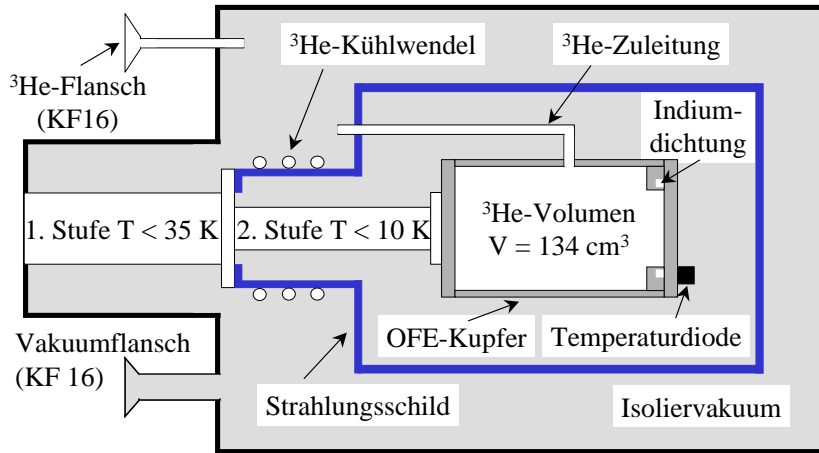


Abbildung 7.6: Schematisches Schnittbild des Kaltkopfes (Erläuterungen siehe Text).

Nach [Hae81] ist es möglich, die Wärmelasten auf die 1. und 2. Stufe des Kaltkopfes zu berechnen, die sich aus verschiedenen Anteilen zusammensetzen. Diese sind die Wärmestrahlung \dot{Q}_S , die Wärmeleitung \dot{Q}_L über das Rohr, die Wärmeleitung über das Gas im Rohr \dot{Q}_{Gas} , die Kondensationswärme für adsorbierte Gase \dot{Q}_{Kond} sowie die Energie E_{Helium} , die über das Heliumgas eingebracht wird. Es gilt also für die gesamte Wärmelast

$$\dot{Q}_{ges} = \dot{Q}_S + \dot{Q}_L + \dot{Q}_{Gas} + \dot{Q}_{Kond} + E_{Helium}. \quad (7.4)$$

Der Wärmeeintrag über Wärmestrahlung wird durch folgende Gleichung beschrieben

$$\dot{Q}_S = k \cdot \sigma \cdot (T_w^4 - T_k^4). \quad (7.5)$$

Hierbei ist k eine Konstante, welche die Geometrie und die verwendeten Materialien berücksichtigt, während mit $\sigma = 5,67\text{W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$ die Stefan-Boltzmann-Konstante bezeichnet ist. T_w und T_k geben die *warme* und die *kalte* Temperatur in Kelvin wieder. Setzt man für die erste Stufe $T_w = 300\text{K}$ und $T_k = 35\text{K}$ ein, so erhält man für die Strahlungsleistung, $\dot{Q}_S^{1.Stufe} = 2,94\text{W}$. Für die zweite Stufe findet man bei $T_w = 35\text{K}$ und $T_k = 8\text{K}$ $\dot{Q}_S^{2.Stufe} = 3,41\text{mW}$.

Die Wärmeleitung, sowohl über das Rohr als auch über das Gas, berechnet sich aus

$$\dot{Q}_{L,Gas} = \frac{A}{l} \int_{T_w}^{T_k} \lambda dT. \quad (7.6)$$

Hier sind mit A die Querschnittsfläche des leitenden Materials, mit l die Länge des Rohres und mit λ der Wärmeleitkoeffizient bezeichnet. Die Werte für die Wärmeleitkoeffizienten verschiedener Materialien und Gase bei unterschiedlichen Temperaturen finden sich tabelliert in [Hae81] und [Han80]. Mit deren Hilfe kann man für die erste Stufe $\dot{Q}_L^{1.Stufe} = 17,5\text{mW}$ und $\dot{Q}_{Gas}^{1.Stufe} = 1,1\text{mW}$ berechnen. Die zweite Stufe wird mit den Wärmelasten $\dot{Q}_L^{2.Stufe} = 3,10\text{mW}$ und $\dot{Q}_{Gas}^{2.Stufe} = 0,04\text{mW}$ belastet.

Der Wärmeeintrag durch die Kondensation des Neons

$$\dot{Q}_{Kond} \approx 5\text{kJ}/\text{mol} \cdot M_{Gas} \quad (7.7)$$

ist proportional zur Gasmenge. Die hier zu kondensierenden Gasmengen betragen allerdings nur einige 10^{-7} mol, die über einen langen Zeitraum auf die Oberfläche des Gefäßes treffen². Aus diesem Grund kann dieser Beitrag hier vernachlässigt werden. Die gesamten Wärmelasten auf die erste und zweite Stufe belaufen sich somit auf

$$\dot{Q}_{ges}^{1.Stufe} = 2,96W \quad \text{und} \quad \dot{Q}_{ges}^{2.Stufe} = 6,55mW. \quad (7.8)$$

Es ist sehr wichtig, den Wärmeeintrag auf die zweite Stufe weitestgehend zu eliminieren, da bei der Grenztemperatur alle Energie zur Kühlung des Systems selbst aufgewendet werden muß und keine Leistung zur Kühlung der Aufbauten mehr zur Verfügung steht. Die auf die zweite Stufe auftreffende Wärmelast wurde mit dieser Konstruktion so klein gehalten, daß es möglich ist, Temperaturen von $T_{2.Stufe} = 8K$ am Kaltkopfvolumen zu erreichen.

Für die Abkühlung auf eine Temperatur von $T_{2.Stufe} = 20K$ benötigt der Kaltkopf 33 Minuten [Ley96]. Hinzu kommt die Zeit, die benötigt wird, etwaige Aufbauten auf diese Temperatur abzukühlen. Beim hier beschriebenen System wurden an der zweiten Stufe 642g Kupfer verbaut. Bei einer integralen Wärmekapazität von Kupfer $\int_{20}^{300} c_{Cu} dT = 79Ws/g$ und einer mittleren Kühlleistung von 4,6W benötigt der Kaltkopf [Ley96]

$$t_{Kühl} = 33\text{min} + \frac{642 \cdot 79 \text{ W} \cdot \text{s} \cdot \text{g}}{4,6 \text{ g} \cdot \text{W}} = 217\text{min} \quad (7.9)$$

zur Abkühlung auf 20 Kelvin. Die weitere Abkühlung benötigt etwa 20 Minuten, so daß der Kaltkopf nach 4 Stunden seine Betriebstemperatur erreicht hat.

Die Energie, die über das Heliumgas in das Volumen des Kaltkopfes eingebracht wird, sollte schnell weggekühlt werden und nicht zu einem Auftauen des Kaltkopfes führen. Die Energie eines einatomigen Gases beträgt $E = 3/2 \cdot N \cdot k \cdot T$. Für den Einsatz von $M = 4\text{bar} \cdot 1 \text{ } ^3\text{He}$ und einer vollständigen Thermalisierung des Gases an der Kühlwendel der ersten Stufe auf 35K, beträgt die abzuführende Energie an der zweiten Stufe

$$E_{Helium} = 54J. \quad (7.10)$$

Bei einer Kühlleistung von 2W bei $T = 20K$ würde dies eine Abkühlzeit des ^3He von $t = 90\text{s}$ bedeuten. Die gemessenen Abkühlzeiten liegen in diesem Bereich, so daß davon ausgegangen werden kann, daß das Gas in der Kühlwendel vollständig mit der Temperatur der ersten Stufe thermalisiert.

7.1.6 Das Ausfrieren des Neons

Wie eingangs dieses Kapitels bereits erläutert, würde das Neon während des Polarisationsprozesses den Anteil an metastabilen $^3\text{He}^*$ -Atomen reduzieren und somit die maximale Polarisation des $^3\vec{\text{He}}$ begrenzen. Eine Kontamination mit Wasserstoff rief zwar auch eine Reduktion der metastabilen $^3\text{He}^*$ -Atome hervor, allerdings sind die Getter innerhalb des Polarisators und Kompressors in der Lage, Wasserstoff effizient aus dem Heliumgas

²Dies liegt an der mittleren freien Weglänge, die bei diesen Temperaturen und Drucken von etwa 1bar stark reduziert wird (vgl. Tab. 7.2).

herauszufiltern (vgl. Kap. 3.2). Aus diesem Grund wird im folgenden nur auf die Kontamination mit Neon eingegangen.

In Abbildung 7.7 ist die Dampfdruckkurve von Neon im Bereich von $T = (6 - 28)\text{K}$ dargestellt (vgl. [Wut89]), außerdem sind explizit die Neonpartialdrücke für die Temperaturen zwischen 8K und 11K aufgeführt. Das ^3He -Volumen des Kaltkopfes ist mit $V_{KK} = 134\text{cm}^3$ so dimensioniert, daß bei einer Temperatur von 10 Kelvin eine Gasmenge gespeichert werden kann, die bei Raumtemperatur $4\text{bar} \cdot \text{l}$ entspricht. Allerdings ist das Kaltkopfvolumen nicht das einzige Volumen, welches mit dem Gas aus den Zeolithfallen befüllt wird. Vielmehr werden der Auslaß der Scrollpumpe ($V_{SA} = 90\text{cm}^3$), das Volumen zwischen den Ventilen 5 und 6 ($V_{Ventil} = 64\text{cm}^3$) sowie das Volumen der Zuführungsleitung ($V_{Rohr} = 19\text{cm}^3$) ebenfalls mit Helium gefüllt. Beim Einbringen von $M = 4\text{bar} \cdot \text{l}$ Helium in das Kaltkopfvolumen stellen sich für verschiedene Temperaturen unterschiedliche Drücke ein, die in Tabelle 7.2 eingetragen sind. In der Zuführungsleitung wurde eine mittlere Temperatur von $T_{Rohr} = 72\text{K}$ eingesetzt. Diese ergibt sich bei einem linearen Temperaturanstieg über die Zuführungsleitung vom Ventil bis zur ersten Stufe und von der ersten zur zweiten Stufe des Kaltkopfes. Die Kühlwendel wurde dabei mit der Temperatur des ersten Stufe gleichgesetzt. Außerdem wurden in die Tabelle das Verhältnis

Temperatur [K]	8	9	10	11
p [mbar]	761	851	941	1029
M_{KK}/M_{Rest}	21,6	19,2	17,3	15,7
Neon-Partialdruck [mbar]	$1 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$
Diffusionskonstante [$10^{-7}\text{m}^2/\text{s}$]	3,53	3,76	3,99	4,20
Diffusionszeit zur Wand [h]	1,37	1,29	1,21	1,15

Tabelle 7.2: Drücke, Verhältnisse der Gasmengen, Neon-Partialdrücke, Diffusionskonstanten für Neon und Diffusionszeiten für Neon an die Behälterwand im Kaltkopf bei verschiedenen Temperaturen.

der Gasmengen im Kaltkopfvolumen (V_{KK}), in dem Neon und Wasserstoff kondensieren können, und der Restgasmengen M_{KK}/M_{Rest} sowie die Neon-Partialdrücke eingetragen. Die Restgasmengen berechnen sich dabei aus den ebenfalls mit Gas gefüllten Volumina und deren Temperatur. Die Gasmengen wurden dabei immer auf Standardbedingungen reskaliert. Die Diffusionskonstanten

$$D = \bar{l} \cdot \bar{v}/3 \quad (7.11)$$

für Neon in Helium wurden für die in der Tabelle angegebenen Drücke abgeschätzt (vgl. [Wut89]). In der obigen Gleichung sind mit \bar{l} die mittlere freie Weglänge und mit \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit bezeichnet. Mit dem Einsteinschen Diffusionsgesetz [Ott98]

$$\bar{X}^2 = 2 \cdot D \cdot t \quad (7.12)$$

kann man die Zeiten berechnen, die ein Neonatom benötigt, um im ungünstigsten Fall von einer Wand zur anderen zu diffundieren und dort zu kondensieren. Diese Zeiten finden sich

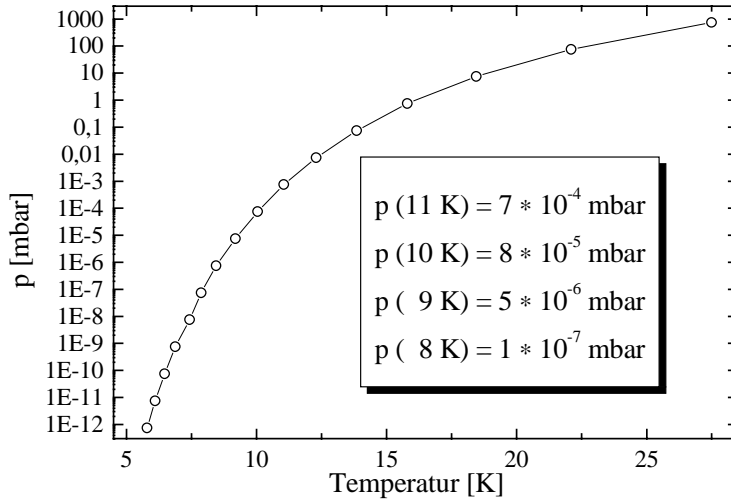


Abbildung 7.7: Sättigungsdampfdruckkurve von Neon (die Daten sind [Wut89] entnommen).

ebenfalls in der obigen Tabelle. Sie geben die Zeitspanne an, während der sich das Helium-Neon-Gemisch mindestens im Kaltkopf aufhalten muß, damit das Neon kondensieren kann. Sie sind zufolge der niedrigen Temperatur und der hohen Dichte überraschend lang. Man sollte daher ins Auge fassen, dort mittels einer porösen Struktur das Oberflächen- zu Volumenverhältnis zu vergrößern. In dieser Gleichung sind mit D die Diffusionskonstante, mit t die Zeit und mit \bar{X}^2 das mittlere Verschiebungsquadrat eines Neonatoms bezeichnet. Die Diffusionszeit [Wut89]

$$\tau = \frac{V \cdot l}{D \cdot A} \quad (7.13)$$

gibt die Zeit an, die ein Atom benötigt, um aus einem Volumen V durch ein Rohr der Länge l und dem Querschnitt A mit der Diffusionskonstanten D in ein anderes Volumen zu gelangen. Setzt man hier die Länge der Zuführungsleitung $l_{Rohr} = 1,5\text{m}$, die Fläche der Leitung $A_{Rohr} = 1,257 \cdot 10^{-5}\text{m}^2$, das Volumen zwischen den Ventilen 5 und 6 $V_{Ventil} = 6,4 \cdot 10^{-5}\text{m}^3$ sowie die Diffusionskonstanten aus Tabelle 7.2 ein, so erhält man Diffusionszeiten im Bereich zwischen $\tau = 5000\text{h}$ und $\tau = 6000\text{h}$. Die diffusive Reinigung des Heliums, welches sich nicht im Kaltkopfvolumen befindet, ist somit vernachlässigbar. Man muß vielmehr das gereinigte Gas aus dem Kaltkopf mit dem externen Gas mischen und das Gasgemisch dann wieder in den Kaltkopf einfüllen. Auf diese Weise ist eine sukzessive Reinigung des Gesamtgases möglich.

Befüllt man den Heliumsack bei der Rückgewinnung des abgeatmeten Gases mit der eingesetzten Gasmenge von $M_{Helium} = 4\text{bar} \cdot l$ und 196 Litern Luft, so befindet sich im Rückgewinnungssack ein Heliumanteil von 2%. Schleust man dieses Gas durch die Zeolithfallen und trennt alle Anteile bis auf Helium, Neon und Wasserstoff ab, so erhält man eine Kontamination des Heliums mit Neon von

$$M_{Neon}/M_{Helium} \equiv K = 8,91 \cdot 10^{-4} \approx 0,1\% \quad (7.14)$$

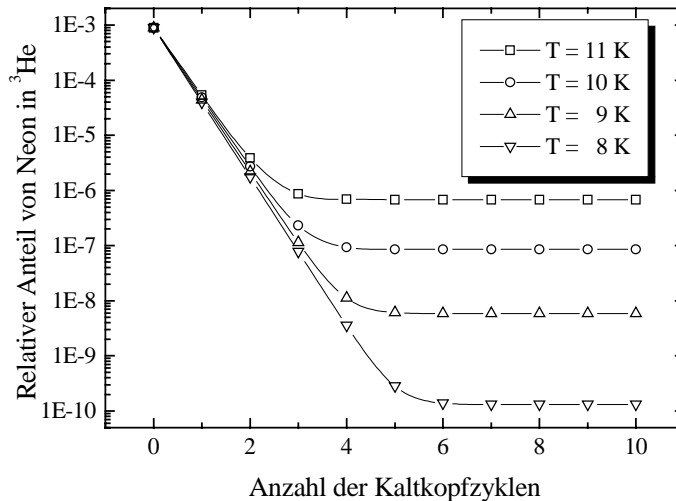


Abbildung 7.8: Relativer Neonanteil im Heliumgas nach n Reinigungszyklen bei verschiedenen Kaltkopftemperaturen.

(vgl. Tab. 7.1). Bringt man dieses Gas in den Kaltkopf ein und wartet, bis sich der Neonsättigungsdampfdruck eingestellt hat (vgl. Tab. 7.2), so wird das Gas innerhalb des Kaltkopfes bis auf den Sättigungsdampfdruck von Neon und Wasserstoff gereinigt, während das Gas außerhalb des Kaltkopfvolumens die oben angegebenen Kontamination beibehält. Pumpt man das Gas aus dem Kaltkopf in die ^3He -Flasche und von dort wieder in den Kaltkopf, so kann das Gas weiter gereinigt werden. In Abbildung 7.8 ist der relative Anteil von Neon im ^3He für 10 solcher Reinigungszyklen aufgetragen. Dabei wurden die Kurven für Kaltkopftemperaturen zwischen $T_{KK} = 8\text{K}$ und $T_{KK} = 11\text{K}$ simuliert. Der Startpunkt liegt hier immer bei der Anfangskontamination von $K = 8,91 \cdot 10^{-4}$ und sinkt nach spätestens sechs Zyklen auf den Wert des Neondampfdruckes im Kaltkopfvolumen ab. Man erkennt auch, daß man schon bei einer Temperatur von 11 Kelvin eine Verunreinigung des Heliums mit Neon von unter 1ppm erreichen kann. Mit jedem Grad in der Temperatur sinkt der Grad der Verunreinigung allerdings um mehr als eine Größenordnung, bis man bei $T_{KK} = 8\text{K}$ einen Reinheitsgrad von $K = 1,3 \cdot 10^{-10}$ erreicht. Diese Berechnungen stellen eine *worst case* Abschätzung der Neonkontamination des Heliums dar, da bei Adsorption an einer aktiven Oberfläche in der Regel eine Dampfdruckerniedrigung erfolgt. Diese reduziert den Anteil des Neons, so daß die oben berechneten Werte als Obergrenzen betrachtet werden können.

7.2 Das Reinigungsverfahren

Nach der Beschreibung der Komponenten der Rückgewinnungsanlage mit ihren Parametern kann nun ein Verfahren erläutert werden, welches zu einer möglichst effizienten Reinigung des ^3He -Gases führt. Zuerst wird der Rückgewinnungssack an die Kühlfalle angeflanscht und alle Kryo-Komponenten des Systems werden *kaltgefahren*. Danach wird

das Gas über die Kühlfalle in die Zeolithfallen geschleust und hier von Stickstoff, Sauerstoff, Argon und Kohlendioxid befreit. Hierbei ist darauf zu achten, daß die Zeolithfallen nicht mit Luft überladen werden und daß das Zeolith einige Minuten Zeit hat, die Luft zu adsorbieren. Jetzt wird das Helium mit den Kontaminationen aus Neon und Wasserstoff über die Scrollpumpe in den Kaltkopf komprimiert. Hier muß das Gas thermalisieren und die Neonatome sowie die Wasserstoffmoleküle müssen Zeit bekommen, an die Wand des Kaltkopfvolumens zu diffundieren. Da die Scrollpumpe eine nicht unerhebliche Leckrate aufweist (vgl. Kap. 7.1.4), sollte sie möglichst immer evakuiert und nur so kurz wie möglich in Betrieb genommen werden. Das Gas wird nun fünf Mal aus dem Kaltkopf in die ^3He -Flasche und wieder zurück gepumpt, um eine maximale Reinigung zu erreichen. Beim letzten Mal sollte das Gas nur so kurz wie möglich im Kaltkopf verbleiben, da auch im stehenden Betrieb die Scrollpumpe eine Leckrate von $L_{Scroll}^{stehend} = (7,42 \pm 0,10) \cdot 10^{-5} \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ hat und so während der Diffusionszeit des Neon von ca. 1,5 Stunden eine Gasmenge von $M_{Luft} = 0,40 \text{ mbar} \cdot \text{l}$ in die Scrollpumpe gelangt. Bei $M_{Helium} = 4 \text{ bar} \cdot \text{l}$ bedeutet dies eine Verunreinigung von 0,1%. Diese kann jedoch mit einem kurzen Aufenthalt des Gases im Kaltkopfvolumen drastisch verringert werden (vgl. Kap. 7.3). Nach dem Umpumpen des Heliums aus dem Kaltkopfvolumen in die ^3He -Flasche steht es dann zur erneuten Polarisierung zur Verfügung.

7.3 Die Reinheit des wiedergewonnenen Gases

Nachdem der Aufbau zur Reinigung und Wiedergewinnung des abgeatmeten ^3He beschrieben wurde, muß nun noch die Reinheit des Gases aus der Rückgewinnungsanlage untersucht werden. Hierzu standen zwei Methoden zur Verfügung, die beide in diesem Kapitel erläutert werden. Diese waren zum einen Untersuchungen mittels eines Quadrupol-Massenspektrometers, und zum anderen wurde das wiedergewonnene Gas in den Polarisator eingefüllt, und die erreichte Polarisierung wurde mit *frischem* Gas aus dem Polarisator verglichen.

7.3.1 Die Messungen mit dem Quadrupol-Massenspektrometer

Zur Untersuchung der Reinheit des wiedergewonnenen Heliums stand ein kommerzielles Quadrupol-Massenspektrometer, Typ Arga der Fa. Vakuum Generators aus Wiesbaden, zur Verfügung. Dieses System wurde in eine Ultrahochvakuumapparatur (UHV-Apparatur) integriert und nach Ausheizen auf $T = 200^\circ\text{C}$ über 4 Tage bis auf einen Druck von $p_{Offset} = 1 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ evakuiert. An der Vakuumapparatur war ein Dosierventil angebracht, welches gegen Atmosphäre dichtet und an das eine Glaszelle mit präpariertem Gas angeflanscht werden konnte. Nach dem Anflanschen der Glaszelle und der Evakuierung des Volumens zwischen der Zelle und dem Ventil konnte über das Dosierventil ein kontinuierlicher Gasstrom in die Quadrupolapparatur eingelassen werden. Über ein externes Penning Druckmeßgerät wurde der Druck in der Apparatur überwacht. Da das Massenspektrometer in dieser Arbeit nur zur Messung verwendet wurde, wird das Prinzip nur kurz erläutert. Zum weiteren Studium der Quadrupol-Massenspektrometrie sei hier auf die Literatur [Pau53], [Pau58] sowie [Bla97] verwiesen.

Im Quadrupol-Massenspektrometer werden über Elektronenstoß Ionen der in der Apparatur befindlichen Gase erzeugt (vgl. Abb. 7.9). Diese werden beschleunigt und treten über ein Linsensystem in das elektrische Quadrupolfeld des Massenspektrometers ein, das von vier Stahlstäben der Länge $l = 50\text{mm}$ und einem Durchmesser von $\phi = 6,3\text{mm}$ erzeugt wird. An die Quadrupolstäbe wird eine hochfrequente Wechselspannung angelegt, so daß das Potential innerhalb des Quadrupolfeldes durch

$$\Phi(\vec{r}, t) = (U + V \cdot \cos(\omega \cdot t)) \cdot (x^2 + y^2)/r_0^2 \quad (7.15)$$

beschrieben werden kann. Mit U ist die statische Komponente der angelegten Spannung bezeichnet, während $V \cdot \cos(\omega \cdot t)$ den Wechselspannungsanteil beschreibt. x und y sind die Koordinaten senkrecht zu den Quadrupolstäben, die in z-Richtung angeordnet sind (vgl. Abb. 7.9). Mit r_0 ist der Abstand der Quadrupolstäbe vom Zentrum des Massenfilters bezeichnet.

Die Bewegungsgleichung der Ionen innerhalb eines solchen Quadrupolfeldes

$$m\ddot{\vec{r}} + e\vec{\nabla}\Phi(\vec{r}, t) = 0 \quad (7.16)$$

lassen sich dann mit Hilfe der *Mathieuschen Differentialgleichung* lösen. Man kann zeigen, daß die Ionen mit dem Verhältnis von Ladung zu Masse e/m nur dann den Detektor erreichen, wenn der Gleichspannungsanteil des Potentials in einem bestimmten Verhältnis zum Wechselspannungsanteil steht. Alle Atome oder Moleküle mit anderen e/m -Verhältnissen erfahren eine radiale Beschleunigung. Ihre Flugbahn schaukelt sich auf, die Ionen treffen auf die Quadrupolstäbe und werden so ausgesondert. Deshalb ist es wichtig, die Länge des Quadrupolfeldes so zu wählen, daß die Verweilzeit der Ionen im Quadrupolfeld groß gegen die Periode ihrer Oszillation im Quadrupolfeld ist. So ist es möglich, Ionen verschiedener Masse effektiv voneinander zu trennen und über die Zählrate am Detektor den Gehalt eines Isotops im Gas zu messen.

Das hier verwendete Quadrupol-Massenfilter wird von der Fa. Vakuum Generators selbst als *low-resolution quadrupole mass spectrometer* bezeichnet und ist mehr zur Vakuummessung als zur Spurenanalyse ausgelegt. Der Meßbereich erstreckt sich über die Massen $(1 - 80)\text{amu}$, wobei Drucke im Bereich von $p = (1 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-11})\text{mbar}$ gemessen werden können. Der Detektor des Systems ist ein Faraday-Kollektor, der sämtliche auftreffenden Ladungen registriert. Die Massenscans können mit diesem Gerät in zwei verschiedenen Geschwindigkeiten durchgeführt werden, wobei in allen Experimenten die kleine Scan-Geschwindigkeit von $v_{scan} = 0,13\text{amu/s}$ verwendet wurde. Bei einer Auflösung von $0,05\text{amu}$ bedeutet dies eine Meßzeit von $t_{Mess} \approx 0,4\text{s}$ pro Meßpunkt.

Zuerst wurden einige prinzipielle Untersuchungen am Massenspektrometer durchgeführt. Hierbei zeigte sich, daß die detektierten Massen etwa $1,2\text{amu}$ unterhalb des erwarteten Wertes lagen. Dies kann durch eine Dejustage innerhalb des Massenfilters bedingt sein und stört die Messungen im Prinzip nicht, da anhand großer, charakteristischer Peaks das Spektrum identifiziert werden kann. Danach wurde in eine Glaszelle Helium mit unterschiedlichen Kontaminationen von Luft eingefüllt und mit dem Massenspektrometer untersucht. Außerdem wurden auch reine Luft sowie ein Gemisch von ^3He und ^4He präpariert und mit dem Massenfilter vermessen. Diese Meßreihe sollte zur Skalierung der gemessenen Kurven dienen, denn durch das hohe Anregungspotential für Helium ist

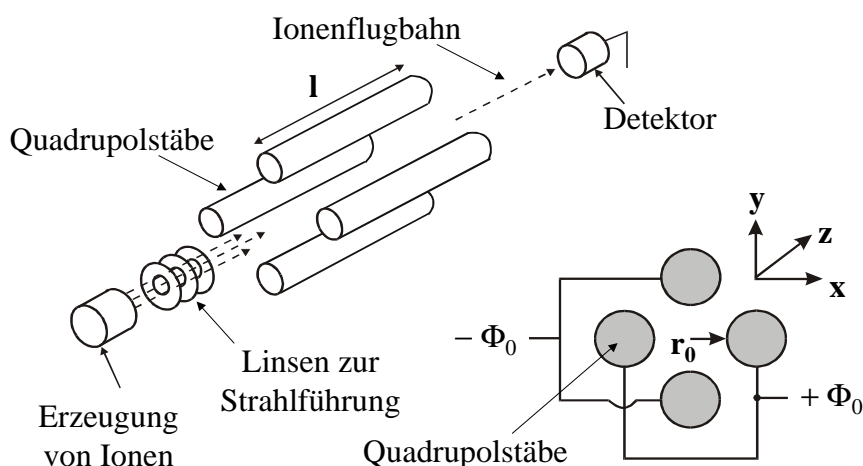


Abbildung 7.9: Schematische Darstellung eines Quadrupol-Massenspektrometers.

die Ionisationswahrscheinlichkeit kleiner als beispielsweise bei Stickstoff oder Sauerstoff [Bal99]. Da die Ionisationswahrscheinlichkeit außerdem von der Beschleunigungsspannung der Elektronen abhängt [Bal99] und diese für das verwendete Massenfilter nicht bekannt ist, mußten diese Eichmessungen durchgeführt werden. Außerdem stimmten die gemessenen Partialdrücke nicht mit den über das Penning-Druckmeßgerät aufgenommenen Werten überein. Eine Relativmessung reicht jedoch bei dieser Methode zu einer Quantifizierung aus. Es sei bemerkt, das im folgenden die Drucke, bei denen die Messungen durchgeführt wurden, die am Penning-Druckmeßgerät abgelesen sind, während in den Graphen die Daten des Massenspektrometers aufgetragen wurden.

In Abbildung 7.10 ist eine solche Messung in logarithmischer Darstellung aufgetragen. Gemessen wurde hier der Partialdruck der Massen im Bereich 0,5amu bis 71,5amu, bei einem Gesamtdruck in der Vakuumapparatur von $p_{Mess} = 1,0 \cdot 10^{-6}$ mbar. Die Untergrundmessung, die ebenfalls in den Graphen eingetragen ist, wurde bei einem $p_{Offset} = 1,0 \cdot 10^{-7}$ mbar durchgeführt. Als dritte Kurve ist im Graphen die Differenz der beiden Messungen gezeigt. Bei dieser Untersuchung war eine Probe mit ^4He am Quadrupol angebracht, die mit 1,29% Luft verunreinigt war. In den Graphen sind auch die identifizierten Ionen an den entsprechenden Peaks eingetragen. Alle Peaks sind hier sehr breit und überdecken teilweise mehrere Massen. Benachbarte Massen sind, wie am Beispiel von Wasser und atomarem Sauerstoff zu erkennen ist, nur schlecht voneinander zu trennen, obwohl atomarer Sauerstoff bereits zwei Massenzahlen unterhalb von Wasser auftritt. Außerdem ist der Wasserpeak in der Offsetmessung größer als in der Messung mit Helium, was durch eine reduzierte Desorption des Wasser von den Wänden der Vakuumapparatur bei höheren Drücken erklärt werden kann. Es könnten sich allerdings auch die Plasmabedingungen im Quadrupol bei höheren Heliumdichten ändern.

Sieht man sich weitere Peaks an, so erkennt man nach dem Einlaß des Helium-Luftgemisches eine Zunahme des Stickstoff-Partialdrucks um $\Delta p_{N_2} = 1,5 \cdot 10^{-7}$ mbar, während der Sauerstoff-Partialdruck nur um $\Delta p_{O_2} = 2,1 \cdot 10^{-8}$ mbar ansteigt. Daraus ergibt sich ein Verhältnis von Stickstoff zu Sauerstoff $[N_2]/[O_2] = 7,1$. In Luft beträgt dieses Verhältnis nur 3,7. Das legt den Schluß nahe, daß Sauerstoff an den Wänden der

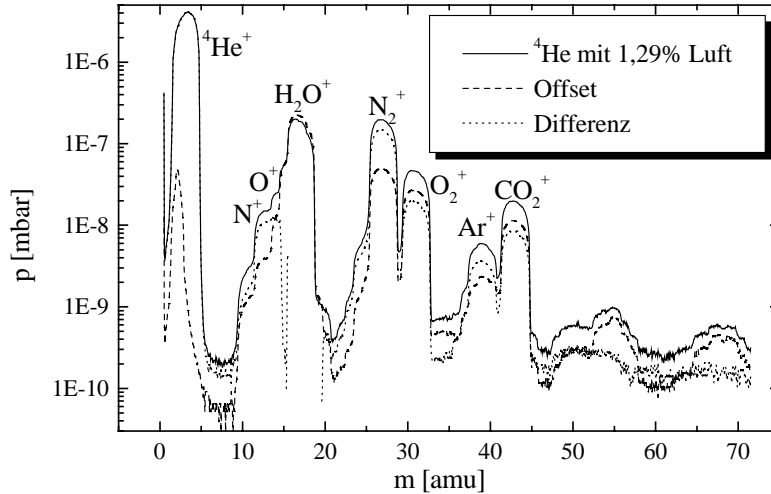


Abbildung 7.10: Massenspektrum von ^4He mit einer Verunreinigung von 1,29% Luft.

Vakuumanlage stärker adsorbiert wird als Stickstoff. Auch ein Fit über die einzelnen Peaks und die Auswertung sowohl der Peakhöhen als auch der Flächen unter den Kurven brachte kein anderes Ergebnis. Die Ionisationswahrscheinlichkeiten wurden bei diesen Auswertungen ebenso berücksichtigt wie die unterschiedlichen Diffusionszeiten der Atome und Moleküle durch die feine Öffnung des Dosierventils. Es war somit leider nicht möglich, mit diesem System absolute Aussagen über die Verunreinigung des rückgewonnenen Heliums mit Spuren dieser reaktiven Gase zu machen. Aus diesem Grund werden die Messungen mit solchen Kontaminationen hier nicht weiter diskutiert.

Jedoch wurde eine Messung zur Rückhaltung von Neon im Kaltkopf durchgeführt. Für dieses leichte Edelgas sollte ein systematischer Fehler durch Adsorption vernachlässigbar sein. Bei dieser Messung wurden $M_{\text{He}} = 1,76 \text{ bar} \cdot \text{l}$ ^4He mit $M_{\text{Luft}} = 121 \text{ bar} \cdot \text{l}$ in einem Rückgewinnungssack gemischt. Dieses Gas wurde über die Zeolithfallen geleitet und mit der Scrollpumpe in die ^3He -Flasche der Rückgewinnungsanlage (vgl. Abb. 7.1) gepumpt. Hier wurde eine Probe dieses Gases gezogen, das nun einen relativen Anteil von 0,125% Neon besitzen sollte. Diese Probe wurde mit dem Quadrupol-Massenspektrometer analysiert, wobei der Offsetdruck in der Vakuumanlage $p_{\text{Offset}} = 1 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ und der Druck während der Messung $p_{\text{Mess}} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ betragen. In Abbildung 7.11 sind die Daten dieser Messung dargestellt. Die zweite in diesem Graphen gezeigte Messung wurde mit dem gleichen Gas durchgeführt. Dieses wurde vorher jedoch in der oben beschriebenen Weise mit dem Kaltkopf bei $T_{\text{KK}} = 8 \text{ K}$ gereinigt (vgl. Kap. 7.2). Ein Vergleich der Messung zeigt eine deutliche Reduktion des Peaks bei Masse 20 amu. Dieser Bereich ist in Abbildung 7.11 noch einmal detailliert aufgetragen. Es muß hier allerdings bemerkt werden, daß der gezeigte Bereich nur den Ausläufer dieses Peaks zeigt, da das Zentrum des Peaks ebenfalls um 1,2 amu gegen Null verschoben ist. Der Hauptanteil wird hier also vom weitaus größeren Wasserpeak verdeckt. Der Peak für Wasserstoff wird in beiden Messungen vom Heliumpeak überlagert, so daß eine Evaluation der Wasserstoffkontamination

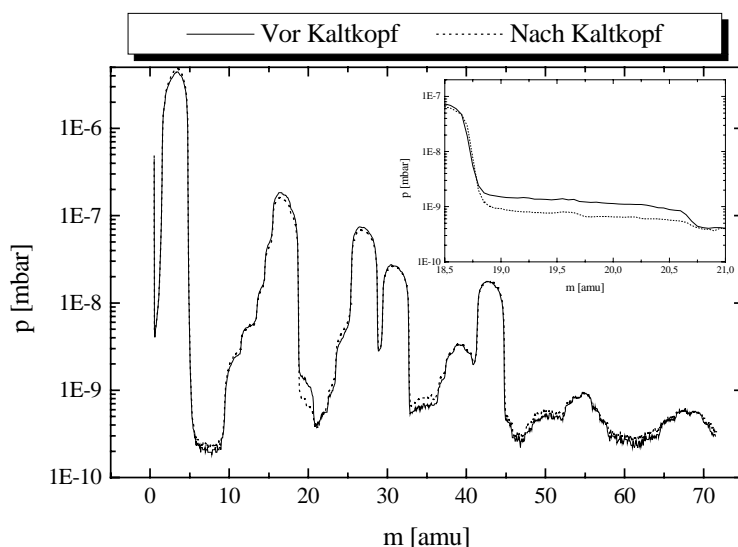


Abbildung 7.11: Massenspektrum von ^4He nach Reinigung durch die Rückgewinnungsanlage mit und ohne Kaltkopf.

überhaupt nicht möglich war.

Mittels verschiedenen Fit-Routinen wurde versucht die Neonanteile in beiden Messungen zu berechnen. Dieser Versuch schlug jedoch leider fehl, da keines der angewendeten Programme in der Lage war, aus der kleinen Schulter bei 20amu auf einen Peak bei 18,8amu zurückzurechnen. Da außerdem der Offset der Messung nach dem Ausfrieren des Neons im Bereich zwischen 14,5amu und 20amu kleiner als die Messung mit dem Gas war, ist hier keine Berechnung des Neongehalts möglich. Hinzu kommt, daß sich bei Masse 20amu auch der Anteil von Wasser aus den Isotopen ^1H und ^{18}O zu $^1\text{H}_2^{18}\text{O}$ zusammensetzt. Die relative Häufigkeit von ^{18}O beträgt 0,2% im Vergleich zu ^{16}O . Bei den hier gemessenen großen Mengen an Wasser ($^1\text{H}_2^{16}\text{O}$) ist der um den Faktor 500 kleinere Anteil von $^1\text{H}_2^{18}\text{O}$ hier nicht zu vernachlässigen und kann die Messung ebenfalls beeinträchtigen. Eine genauere Analyse würde eines besseren Quadrupol-Massenspektrometers mit einer deutlich höheren Trennschärfe bedürfen, wie es in [Bla97] beschrieben ist. Dies stand jedoch bei diesen Messungen leider nicht zur Verfügung. Man kann nur bemerken, daß der Masse 20amu-Anteil zwischen beiden Messungen signifikant reduziert wurde, was zumindest quantitativ der Wirkung des Kaltkopfes zugeschrieben werden kann.

7.3.2 Die Messungen am Polarisator

Bisher konnte zwar mit der Quadrupol-Massenspektrometrie gezeigt werden, daß das aufbereitete Gas im wesentlichen aus Helium besteht. Auch die Wirkung des Kaltkopfes bei der Reduktion von Neon konnte nachgewiesen werden. Die wirklich interessante Frage war jedoch, wie sich das zurückgewonnene ^3He bei einer erneuten Polarisation verhalten würde. Um dies zu testen, wurde das Gas, welches bei Medizinmessungen an Patienten eingesetzt worden war (vgl. Kap. 7.4), mit der Rückgewinnungsanlage gereinigt und in die

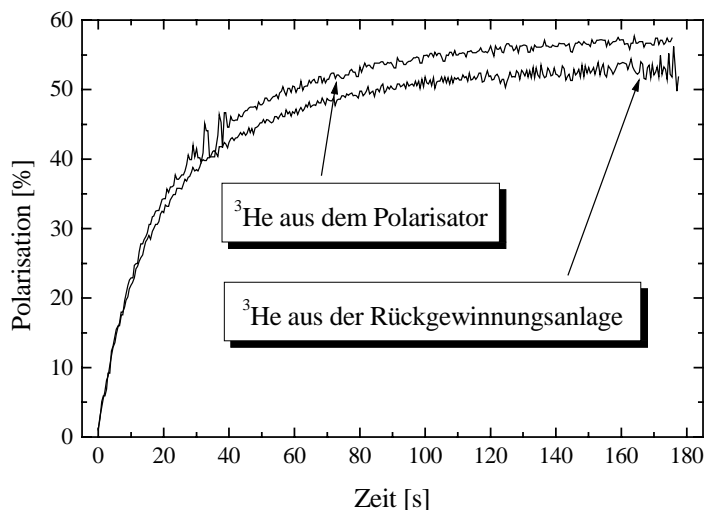


Abbildung 7.12: Vergleich der Aufpolarisationskurven von ^3He aus dem Reservoir des Polarisators und der Rückgewinnungsanlage.

^3He -Flasche eingefüllt (vgl. Abb. 7.1). Diese wurde an den Polarisator angeflanscht und als Helium-Reservoir benutzt (vgl. Kap. 3.2). Zuerst wurde aus einem Helium-Reservoir des Polarisators originales ^3He entnommen und ein Druck von $p_{OPV} = 1,34\text{mbar}$ in das optische Pumpvolumen (OPV) eingefüllt. Dann wurde eine Gasentladung in den drei letzten Pumpzellen (vgl. Kap. 3.2) gezündet und der Laser mit einer Leistung von $P_{Laser} = (5,8 - 6)\text{W}$ in diese Pumpzellen eingestrahlt³.

In Abbildung 7.12 ist die Polarisation in der letzten Pumpzelle in Abhängigkeit der Einstrahlzeit des Lasers aufgetragen. Man erkennt, daß bei der Polarisation des Gases aus dem Polarisator nach $t_{Polarisator} \approx 160\text{s}$ eine Maximalpolarisation $P_{Polarisator} \approx 56,5\%$ erreicht wurde. Dieses Gas wurde nun durch ^3He aus der Rückgewinnungsanlage ersetzt, das nach der in Kapitel 7.2 beschriebenen Prozedur von Fremdgasen befreit wurde. Bei gleichem Druck und gleicher Laserleistung wurde ebenfalls eine Aufpolarisationskurve aufgenommen und in Abbildung 7.12 eingetragen. Auch hier wurde nach $t_{Rück} \approx 160\text{s}$ die Sättigungspolarisation erreicht. Man erhält somit die gleiche Aufpolarisationszeit wie mit *sauberem* Gas aus dem Reservoir des Polarisators. Allerdings ist die erreichte Polarisation mit $P_{Rück} \approx 53\%$ etwa $3,5\%$ geringer als die zuvor gemessene. Dies liegt voraussichtlich an der Verunreinigung des Heliums mit Luft, die durch die Scrollpumpe beim Umfüllen des Gases aus dem Kaltkopf in die ^3He -Flasche bedingt ist.

Man kann den Eintrag von Luft in das Helium mit der gemessenen Leckrate der Scrollpumpe $L_{Scroll}^{laufend} = (1,59 \pm 0,27) \cdot 10^{-3}\text{mbar} \cdot \text{l/s}$ abschätzen. Die für das Umfüllen des Gases benötigte Zeit beträgt $t_{Pump} = 20\text{s}$. Mit der oben angegebenen Leckrate bedeutet dies eine eingebrachte Gasmenge von

$$M_{Luft} = L_{Scroll}^{laufend} \cdot t_{Pump} = (3,18 \pm 0,54) \cdot 10^{-2}\text{mbar} \cdot \text{l}. \quad (7.17)$$

³Die beiden ersten Pumpzellen wurden bei keiner dieser Messungen mit einem Laser gepumpt, da der zweite Laser gerade umgebaut wurde.

In diesem Fall wurden $M_{3He} = 1662 \text{mbar} \cdot \text{l}$ ^3He zurückgewonnen (vgl. Kap. 7.4). Damit ergibt sich eine Verunreinigung des Heliums von

$$V = M_{Luft}/M_{3He} = (1,91 \pm 0,32) \cdot 10^{-5}. \quad (7.18)$$

Bei einer maximalen zurückgewonnenen Helium-Gasmenge von $4 \text{bar} \cdot \text{l}$ würde diese Verunreinigung nur $V = (7,95 \pm 0,14) \cdot 10^{-6}$ betragen.

Die so berechnete Kontamination des aufbereiteten Heliums durch Luft liegt in einer Größenordnung von nur einigen 10ppm. Vergleicht man dies mit den Messungen von J.Hasse [Has00] zur Reduktion der Maximalpolarisation durch den Einfluß von Fremdgasen, so sind diese Mengen so klein, daß durch sie die Reduktion der Polarisation allein nicht erklärt werden kann. Auch sollten noch verbleibende, kleine Beimischungen von Neon nicht zu einer solchen Erniedrigung der Maximalpolarisation führen, denn in [Sch66] sind die Wirkungsquerschnitte für das *Quenchen* der metastabilen $^3\text{He}^*$ -Atome durch verschiedene Fremdgase angegeben. Für diesen Wirkungsquerschnitt findet sich für Stickstoff $\sigma_{N_2} = 6.4 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$, während für Neon der etwa um den Faktor 23 kleinere Wert von $\sigma_{Ne} = 0.28 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$ angegeben wird. Die Reduktion der Maximalpolarisation könnte bei dieser Messung auch durch ein Absinken der Laserleistung während der Messung bedingt sein.

Die vorgestellte Messung zeigt jedoch, daß das Konzept der Rückgewinnungsanlage zur Reinigung des abgeatmeten ^3He funktioniert. Die Anreicherung des ^3He wurde dabei von anfänglich $V_{Begin} = M_{3He}/M_{Luft} \approx 2\%$ auf $V_{Ende} = M_{3He}/M_{Luft} \approx 5 \cdot 10^4$ gesteigert. Damit wurde der Anteil an Fremdgasen um mehr als *sechs Größenordnungen* reduziert. Der Neongehalt, der zu Beginn der Reinigung eine Kontamination von $K \approx 0,1\%$ (vgl. Gl. 7.14) betrug, konnte mit dem Reinigungsverfahren auf Werte von einigen 10^{-10} reduziert werden (vgl. Kap. 7.1.6).

7.4 Die Effizienz der Rückgewinnung

Nachdem nachgewiesen wurde, daß abgeatmetes Gas mit Hilfe der Rückgewinnungsanlage gereinigt werden kann, stellt sich die Frage, wie groß das Verhältnis von eingesetztem ^3He zu aufbereitetem ^3He ist. Um dies zu beantworten, wurden zuerst $M_{4He} = (2,13 \pm 0,03) \text{bar} \cdot \text{l}$ reines ^4He zusammen mit $M_{Luft} = (38,21 \pm 0,56) \text{bar} \cdot \text{l}$ Luft in einen Rückgewinnungssack gefüllt und mit der Rückgewinnungsanlage gereinigt. Nach der Reinigung wurde im Volumen der ^3He -Flasche zusammen mit dem Volumen am Auslaß der Scrollpumpe und deren Verbindung (vgl. Abb. 7.1), $M_{4He} = (2,04 \pm 0,02) \text{bar} \cdot \text{l}$ Helium erhalten. Das Verhältnis des gereinigten zu eingesetztem Helium betrug somit $M_{Rück}/M_{Ein} = 95,8\%$.

Bei der Aufbereitung dieses Gases wurden die auf 77K gekühlten Zeolithfallen wie üblich innerhalb einer Minute auf einen Druck von $p_{Zeo} \approx 5 \text{mbar}$ evakuiert. Trotz des mit der Scrollpumpe erreichbaren Enddrucks von $p_{Scroll} < 10^{-2} \text{mbar}$ ist es über die Feinfilter der Zeolithfallen (vgl. Abb. 7.3) und das Zeolith selbst sehr schwierig, hier einen geringeren Druck zu erreichen. Will man in den Zeolithfallen den Druck unter 1mbar absenken, so bedarf dies einer Abpumpzeit von $t_{Zeo} \approx 15 \text{min}$, da der Saugquerschnitt durch die Feinfilter und das Zeolith stark reduziert wird. Eine solch lange Evakuierung würde über die

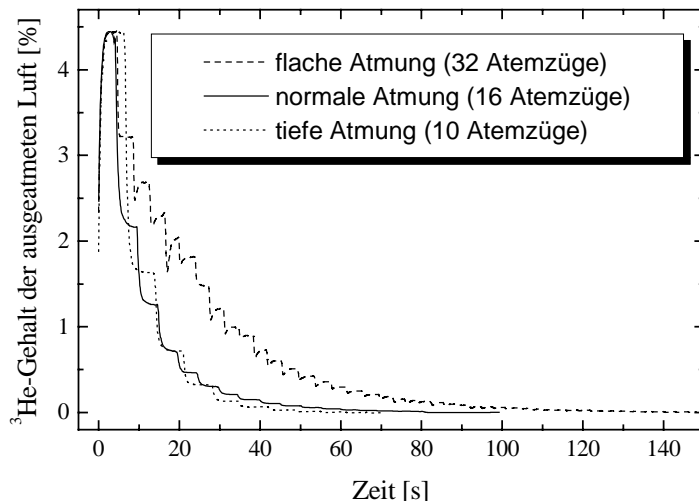


Abbildung 7.13: Heliumgehalt in ausgearmeteter Luft nach Einatmung eines Heliumbolus.

Leckrate der Scrollpumpe, das Helium wieder stark verunreinigen. Diese Kontamination könnte zwar mit dem Kaltkopf ausgefroren werden, würde diesen jedoch auf Dauer stark belasten, so daß vorerst ein Verlust $M_{\text{Zeo}}^{4\text{He}} = 75\text{mbar} \cdot \text{l}$ an Helium in Kauf genommen wurde (vgl. Kap. 7.1.3).

Um eine effiziente Rückgewinnung des eingeatmeten ^3He planen zu können, muß man vor allem auch genau untersuchen, wie lange es dauert, bis es wieder quantitativ aus der Lunge ausgewaschen ist, genauer gesagt, wieviele Atemzüge man nach der Einatmung auffangen muß. Zu diesem Zweck wurde ein Lecktester des Typs UL 200 der Fa. Leybold Vakuum mit einer Schnüffelsonde versehen, mit der es möglich ist, ^4He gegen Luftdruck zu detektieren. Danach wurden $M_{4\text{He}} = 300\text{mbar} \cdot \text{l}$ ^4He mit verschiedenen Mengen an Luft eingeatmet. Mit der Schnüffelsonde wurde dann der Heliumanteil in den folgenden Expirationsphasen detektiert und in Abhängigkeit der Zeit gemessen. Abbildung 7.13 zeigt den Anteil an Helium in % der Atemluft für verschiedene Atemmodi. Einmal wurde tief eingeatmet ($M_{\text{Atemzug}} \approx 2000\text{mbar} \cdot \text{l}$), eine Messung erfolgte bei normaler Atmung ($M_{\text{Atemzug}} \approx 1000\text{mbar} \cdot \text{l}$) und in der letzten Messung wurde flach geatmet ($M_{\text{Atemzug}} \approx 500\text{mbar} \cdot \text{l}$), wie es bei Patienten häufig der Fall ist.

Man erkennt in Abbildung 7.13, daß bei *normaler* und *tiefer* Atmung der Heliumgehalt in der Atemluft nach $t_{\text{Atmung}} = (60 - 80)\text{s}$ gegen Null tendiert. Dabei werden zum Auswaschen des Heliums aus der Lunge 10 tiefe bzw. 16 normale Atemzüge benötigt. Ist die Atmung jedoch sehr flach, so bedarf es etwa 32 Atemzüge, bis das Helium wieder vollständig abgeatmet ist. Bei der Rückgewinnung des ausgearmeteten Gases ist zusätzlich zu beachten, daß sich zwischen dem Patienten und der Beatmungsmaschine, an welcher der Rückgewinnungssack angebracht ist (vgl. Kap. 5), noch etwa 8 Meter Beatmungsschlauch mit einem Volumen von $V_{\text{Schlauch}} = 1,6\text{l}$ befinden. Um bei einem flach atmenden Patienten das gesamte Helium wieder aufzufangen, müssen $M = 16\text{bar} \cdot \text{l}$ Gas aufgefangen werden. Bei einem Einsatz von ca. $M_{3\text{He}} = 300\text{mbar} \cdot \text{l}$ pro Untersuchung und

sechs bis sieben Untersuchungen pro Patient bedeutet dies eine aufgefangene Gasmenge von $M_{ges} = (96 - 112)\text{bar} \cdot \text{l}$ die mit etwa 2% ^3He versehen ist, wie dies früher schon abgeschätzt wurde.

Zur Überprüfung der Gesamteffizienz des Heliumkreislaufs wurden im Labor $M_{4\text{He}} = (2221 \pm 31)\text{mbar} \cdot \text{l}$ ^4He in Portionen zu $M \approx 300\text{mbar} \cdot \text{l}$ eingeatmet. Bei tiefer Atmung wurden danach jeweils 12 Atemzüge in einem Rückgewinnungssack aufgefangen und das Gas wurde mit der Rückgewinnungsanlage gereinigt. Bei diesem Experiment konnten $M_{Rück} = (2130 \pm 14)\text{mbar} \cdot \text{l}$ ^4He wiedergewonnen werden, was einer *Effizienz von 95,9%* entspricht und mit dem oben beschriebenen Experiment übereinstimmt. Auch bei dieser Messung blieben wieder etwa $M_{Zeol} \approx 75\text{mbar} \cdot \text{l}$ ^3He in den Zeolithfallen zurück. Dies ist zur Zeit der dominante Verlustfaktor. Ohne diese Verluste wäre hier eine Effizienz der Rückgewinnung von mehr als 98% möglich.

Bei zwei Versuchen der Wiedergewinnung von ^3He , welches in der Medizin zu Untersuchungen eingesetzt worden war, konnten Effizienzen von 58% bzw. 60% erreicht werden. Die signifikant kleineren Werte resultieren dabei aus einer zu kleinen aufgefangenen Gasmenge. So wurden bisher jeweils nur 8 bis 10 Atemzüge ausgeatmeten Gases aufgefangen, was nach Ansicht der Ärzte hätte reichen sollen, um eine Wiedergewinnungsrate von 90% zu erreichen [Ebe98]. Dies ist für einen normal atmenden Probanden sicher richtig, stimmt jedoch für flach atmende Patienten nach obiger Messung nicht. Außerdem kann es bei Patienten vorkommen, daß nach einer langen Apnoe-Phase die Atemnot so groß wird, daß diese Patienten nicht in der Lage sind, kontrolliert in den Rückgewinnungssack auszuatmen, wodurch ebenfalls Verluste entstehen.

Alles in allem ist es zur Zeit möglich, über 95% des eingesetzten ^3He wiederzugewinnen und so weit zu reinigen, daß dieses Gas erneut polarisiert und zu Untersuchungen eingesetzt werden kann.

7.5 Verbesserungsvorschläge

Ein bislang ungelöstes Problem stellt die Verunreinigung des gereinigten ^3He durch die Leckage der Scrollpumpe dar. Zwar wurde, wie bereits erwähnt, versucht, eine dauerhafte, verbesserte Dichtigkeit zu erreichen, dieser Versuch schlug bislang jedoch fehl. Mittlerweile werden von der Fa. Edwards Vakuum neue einstufige Scrollpumpen angeboten, deren Enddruck im Bereich von $p_{End} = 10^{-1}\text{mbar}$ liegt. Die Antriebswelle ist hier über einen Balg gedichtet, so daß Leckraten unter $L < 10^{-8}\text{mbar} \cdot \text{l/s}$ erreicht werden sollen [Edw00]. In jüngster Zeit wurden von Leybold Vakuum mehrstufige, trockenlaufende Hubkolbenpumpen entwickelt, die ebenfalls eine hohe Leckdichtigkeit aufweisen sollen. Der Einsatz solcher Systeme würde die Kontamination des aufbereiteten Heliums deutlich reduzieren, so daß mit dem rückgewonnenen Gas die gleichen Polarisierungen wie mit *frischem* Helium erreicht werden sollten (vgl. Kap. 7.3). Eine geringere Verunreinigung des Heliums könnte auch durch eine Kapselung der existierenden Scrollpumpe mit einem sie umgebenden Vakuum erreicht werden. Dies würde ebenfalls den Eintrag von Luft in das gereinigte Helium unterbinden. Zudem wäre man in der Lage, die Zeolithfallen auf Drucke kleiner 1mbar zu evakuieren, was die Effizienz der Rückgewinnung noch weiter erhöhen würde. Es könnten so Effizienzen von 98% - 99% im Labor erzielt werden, da das in den Zeolithfallen

zurückbleibende Gas zur Zeit den dominanten Verlust darstellt (vgl. Kap. 7.4). Außerdem könnte man das Volumen des Kaltkopfes mit Glaswolle füllen oder Kupferbleche einfügen, so daß die Diffusionszeiten deutlich reduziert werden könnten. Dies würde eine wesentlich schnellere Reinigung des Heliums bewirken.

8 Ausblick

Während dieser Arbeit wurden diverse Apparate konstruiert und aufgebaut, die im Umfeld der $^3\vec{\text{He}}$ -MRT eingesetzt werden. Außerdem wurde ein neues Verfahren zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit und der Strömungsart in zylindrischen Gefäßen mittels $^3\vec{\text{He}}$ -MRT vorgestellt. Aus den hier gefundenen Daten ergeben sich einige neue Aspekte für weitergehende Untersuchungen in diesem Bereich.

Die Meßmethode der Polarisation bei hohem Druck sollte technisch weiter ausgebaut werden, so daß sie standardmäßig zur Überprüfung des Grades der Kernspinpolarisation von $^3\vec{\text{He}}$ in der Kernspintomographie eingesetzt werden kann. Auf dieser Basis ist es dann möglich, eine *Dosisfindung* für Lungenuntersuchungen mit $^3\vec{\text{He}}$ -MRT vorzunehmen. Denn hier kommt es sowohl auf die Menge des inhalierten $^3\vec{\text{He}}$ wie auch auf den Polarisationsgrad der Probe an. So könnte die $^3\vec{\text{He}}$ -Gasmenge bei hoher Polarisation reduziert werden, was Gas sparen würde und der *natürlichen* Physiologie Rechnung trüge, da die Zusammensetzung des eingeatmeten Gasgemisches dem natürlichen näher käme. Auch können die Sequenzen (Anregungsstärke und Verstärkung) besser an die herrschenden Bedingungen angepaßt werden, wenn die Polarisation des Gases genauer bekannt ist.

Die vorgestellten Transportmagnetfelder können mit den beschriebenen Verfahren sicherlich noch verbessert werden. Dazu sollten ebenfalls noch einige Untersuchungen folgen. Auch ist es möglich, und erste Überlegungen hierzu existieren bereits, auf Basis der hier verwendeten Technologie, homogene Niederfeldmagnete ($B \approx 1\text{kG}$) zu entwickeln. Diese könnten in der $^3\vec{\text{He}}$ -MRT eine kostengünstige Alternative zu den bisher verwendeten supraleitenden Magneten darstellen, da hier keine hohen Magnetfeldstärken zur Ausrichtung der Kernspins nötig sind. Erste erfolgreiche Untersuchungen zur $^3\vec{\text{He}}$ -MRT bei diesen Feldstärken wurden bereits von [Con97] und [Wal99] durchgeführt.

Eine interessante Neuerung bietet sicherlich die geschwindigkeitsgewichtete $^3\vec{\text{He}}$ -MRT ($^3\vec{\text{He}}$ -vMRT). Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen sind die ersten ihrer Art, die weltweit überhaupt durchgeführt wurden. Mit dieser Methode sollte sich die $^3\vec{\text{He}}$ -MRT in Zukunft weiter befassen, denn sie bietet die Möglichkeit, gerade bei Patienten mit chronisch obstruktiven Lungenerkrankungen (COPD), die Abatmung des inhalierten Gases zu untersuchen. Diese ist bei COPD-Patienten deutlich reduziert [Fis97] und es existiert bisher keine Methode, dies genauer zu studieren. Hierzu müssen jedoch zuerst die in Kapitel 6 angesprochenen Probleme der Datenauswertung behoben werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit konstruierte Rückgewinnungsanlage wird bereits im Labor eingesetzt. Trotz der beschriebenen geringfügigen technischen Unzulänglichkeiten liefert sie bereits sehr gute Ergebnisse, die sich durch die in Kapitel 7 vorgeschlagenen Verbesserungen noch weiter ausbauen ließen. Es existiert hier ein System, mit dessen Hilfe im Labormaßstab das abgeatmete ^3He zurückgewonnen und einer erneuten Polarisation zur Verfügung gestellt werden kann. Auch in diesem Bereich sollten weiterführende Untersuchungen folgen, da diese Anlage *in dieser Form* großtechnisch nicht eingesetzt werden kann. Es wird jedoch mit zunehmender Verbreitung der $^3\vec{\text{He}}$ -MRT immer notwendiger, das ^3He -Gas zurückzugewinnen, da die Ressourcen begrenzt sind.

9 Zusammenfassung

In der vorliegenden Dissertation wurde ein ^3He -Kreislauf für die ^3He -Magnet-Resonanz-Tomographie realisiert. Es wurde eine Methode zur Bestimmung der Kernspinpolarisation von $^3\vec{\text{He}}$ bei hohen Drucken untersucht, und abgeschirmte Magnete für den Transport des Gases wurden gebaut. Außerdem fanden geschwindigkeitsgewichtete Untersuchungen mittels der $^3\vec{\text{He}}$ -vMRT statt. Schließlich wurde zur Rückgewinnung des abgeatmeten ^3He eine Apparatur aufgebaut, mit deren Hilfe es möglich ist, den weitaus größten Teil des Heliums wiederzugewinnen und es fast vollständig von Fremdgasen zu befreien.

Zur Bestimmung der Kernspinpolarisation von hyperpolarisiertem ^3He ($^3\vec{\text{He}}$) bei hohen Drucken wurde eine einfache Methode entwickelt. Messungen im homogenen Magnetfeld des Polarisators sowie im Streufeld des Tomographiemagneten zeigen, daß bei einem Druck von ca. 3bar die Polarisation in einer Medizinzelle bis auf einen relativen Fehler von etwa 5% genau bestimmt werden kann. Diese Genauigkeit ist zur Überprüfung der Kernspinpolarisation von $^3\vec{\text{He}}$ zu Beginn einer medizinischen $^3\vec{\text{He}}$ -MRT Untersuchung ausreichend. Außerdem kann diese Methode zur *Dosisfindung* in der $^3\vec{\text{He}}$ -MRT eingesetzt werden.

Zum Transport des polarisierten $^3\vec{\text{He}}$ wurden Magnetfelder konstruiert und getestet, die in einem Volumen bis zu $V_{\text{Transportfeld}} = 13,8\text{l}$ ein homogenes Führungsfeld bereitstellen. Durch ihre konstruktionsbedingte abschirmende Wirkung gegen äußere Störfelder, kann die benötigte Feldhomogenität im Inneren dieser Transporter auch in der Nähe von Tomographiemagneten gewährleistet werden. Durch diese Eigenschaft und die Erzeugung der benötigten magnetischen Flußdichten von etwa 8 Gauß, durch Permanentmagneten sind sie in idealer Weise als Transporteinrichtung für $^3\vec{\text{H}}$ an Kliniken einsetzbar. Messungen belegen, daß kein Polarisationsverlust beim Transport von $^3\vec{\text{He}}$ in diesen Magnetfeldern entsteht. Auch konnten in einem Transporter Relaxationszeiten bis zu $T_1 = 128,8\text{h}$ in einer beschichteten Glaszelle gemessen werden. Vergleichsmessungen in einem homogenen Helmholtz-Feld lieferten ähnliche Ergebnisse, was auf eine nur geringe magnetfeldinduzierte Relaxation schließen läßt.

Bei geschwindigkeitsgewichteten Untersuchungen an zylindrischen Phantomen und Probanden konnte erstmals eine laminare Strömung von $^3\vec{\text{He}}$ -Luftgemischen mit der Methode der $^3\vec{\text{He}}$ -vMRT bestimmt werden. Mit eigens angepaßten Meßsequenzen wurden zwei unterschiedliche Verfahren zur Bestimmung der Strömungsart und -geschwindigkeit getestet. Bei der zweidimensionalen $^3\vec{\text{He}}$ -vMRT wurden Schnittbilder des Phantoms aufgenommen, aus denen sich laminare Strömungsprofile mit ihren *absoluten, ortsabhängigen* Geschwindigkeiten ermitteln ließen. Die konstanten, mittleren Strömungsgeschwindigkeiten im Phantom wurden bei diesen Messungen zwischen $\bar{v} = 85\text{cm/s}$ und $\bar{v} = 180\text{cm/s}$ variiert. Durch die Aufnahmezeit von ca. 1,5 Sekunden war die Messung an einem Probanden auf eine Mittelung über eine komplette Einatemphase limitiert. Es war jedoch trotzdem möglich, ein *mittleres, laminares* Geschwindigkeitsprofil einer *freien* Einatmung zu messen. Die eindimensionale $^3\vec{\text{He}}$ -vMRT stellt demgegenüber eine Methode dar, Projektionen solcher Strömungsprofile mit einer zeitlichen Abfolge von nur 25ms abzubilden. Bei ersten Tests konnten hier ebenfalls laminare Strömungsprofile für verschiedene Ge-

schwindigkeiten nachgewiesen werden.

Schließlich wurde eine Apparatur entwickelt, die das abgeatmete Gasgemisch aus der ${}^3\vec{\text{He}}$ -MRT aufbereitet. Dieses Gasgemisch besteht dabei im wesentlichen aus Luft und besitzt nur einen geringen Anteil von etwa 2% an ${}^3\text{He}$. Mit der aufgebauten Apparatur konnten bis zu 95,8% des eingesetzten Heliums zurückgewonnen werden, wobei der Anteil von ${}^3\text{He}$ auf Werte größer 10^4 angereichert wurde. Dies entspricht einer Reduktion an Fremdgasen von sechs Größenordnungen. Durch den Einsatz einer *kalten Stufe* im Reinigungsprozeß wurde der Anteil an Neon im ${}^3\text{He}$ von anfänglich 0,1% auf Anteile kleiner 10^{-8} reduziert. Die Aufbereitung von Gasgemischen aus der Medizin lieferte bisher eine Effizienz von ca. 60% des eingesetzten ${}^3\text{He}$. Dies liegt allerdings an der zu kleinen aufgefunden Menge an abgeatmetem Gas und kann so in einfacher Weise deutlich gesteigert werden. Mit diesem Gas war es möglich Polarisationsgrade bis zu $P_{\text{Rück}} = 53\%$ zu erreichen. Dieser Wert liegt nur 3,5% unter dem Vergleichswert mit *frischem* ${}^3\text{He}$ -Gas. Dies verdeutlicht den effizienten Reinigungsprozeß der hier aufgebauten Anlage.

A Phasenentwicklung während eines Gradienten

Wie bereits in Kapitel 2.2 angesprochen, soll hier die Phasenentwicklung der angeregten *Spins* unter dem Einfluß eines Gradienten mit ansteigenden und abfallenden Flanken berechnet werden (siehe Abb. A.1). Es werden dabei wieder die beiden Fälle für *ortsfeste* und mit einer Geschwindigkeit v_z bewegte *Spins* unterschieden. Dies dient dazu, die gemessenen Phasendifferenzen mit einer Geschwindigkeit zu identifizieren. Der Einfachheit halber wird der bipolare Gradient wieder in z -Richtung angenommen. Dieser soll zuerst negative Werte annehmen und nach der Zeit t_3 sein Vorzeichen wechseln (siehe Abb. A.1). Die maximale Gradientenstärke soll $\pm G_{z,v}^{max}$ betragen. Um die gesamte Phase zu berechnen, integriert man die einzelnen Zeitintervalle des Gradienten von t_0 bis t_6 getrennt auf und addiert sie anschließend zur Gesamtphase.

Für den Fall ortsfester *Spins* ergibt sich für die Phase von $t_0 \equiv 0$ bis t_1

$$\varphi_0 = \int_0^{t_1} \left(\gamma \cdot B_0 - \gamma \cdot G_{z,v}^{max} \cdot z \left(\frac{t}{t_1} \right) \right) dt = \gamma \cdot B_0 \cdot t_1 - \frac{\gamma}{2} \cdot G_{z,v}^{max} \cdot z \cdot t_1. \quad (\text{A.1})$$

Äquivalent lassen sich auch alle anderen Phasen berechnen und aufsummieren. Man erhält in diesem Fall als Gesamtphase den Wert

$$\varphi_{ges} = \gamma \cdot B_0 \cdot t_6, \quad (\text{A.2})$$

also eine vollständig kompensierte Phase für nicht bewegte *Spins*.

Im Fall gleichförmig bewegter *Spins* kommt in der obigen Gleichung noch ein weiterer Term hinzu, der die Bewegung und somit auch die Geschwindigkeit charakterisiert. In diesem Fall erhält man für die Phase von $t_0 \equiv 0$ bis t_1 ¹

$$\varphi_{0,v} = \int_0^{t_1} \left\{ \gamma \cdot B_0 - \gamma \cdot G_{z,v}^{max} \cdot \left[z \cdot \left(\frac{t}{t_1} \right) + v_z \cdot t \cdot \left(\frac{t}{t_1} \right) \right] \right\} dt \quad (\text{A.3})$$

$$\varphi_{0,v} = \gamma \cdot B_0 \cdot t_1 - \frac{\gamma}{2} \cdot G_{z,v}^{max} \cdot z \cdot t_1 - \frac{\gamma}{3} \cdot G_{z,v}^{max} \cdot v_z \cdot t_1^2. \quad (\text{A.4})$$

Für die Phase φ_1 liefert die Integration

$$\varphi_{1,v} = \int_{t_1}^{t_2} \left\{ \gamma \cdot B_0 - \gamma \cdot G_{z,v}^{max} \cdot (z + v_z \cdot t) \right\} dt \quad (\text{A.5})$$

$$\varphi_{1,v} = \gamma \cdot B_0 \cdot (t_2 - t_1) - \frac{\gamma}{2} \cdot G_{z,v}^{max} \cdot z \cdot (t_2 - t_1) - \frac{\gamma}{2} \cdot G_{z,v}^{max} \cdot v_z \cdot (t_2^2 - t_1^2). \quad (\text{A.6})$$

Die Phase φ_2 liefert den Beitrag

$$\varphi_{2,v} = \int_{t_2}^{t_3} \left\{ \gamma \cdot B_0 - \gamma \cdot G_{z,v}^{max} \cdot \left[z \cdot \left(\frac{t_3 - t}{t_3 - t_2} \right) + v_z \cdot t \cdot \left(\frac{t_3 - t}{t_3 - t_2} \right) \right] \right\} dt \quad (\text{A.7})$$

¹Die Integration des geschwindigkeitsabhängigen Terms müßte hier eigentlich über $v_z \cdot (t - t_0) \cdot (t/t_1)$ gehen, da jedoch definitionsgemäß $t_0 \equiv 0$ ist, wird die Integration hier über $v_z \cdot t \cdot (t/t_1)$ ausgeführt.

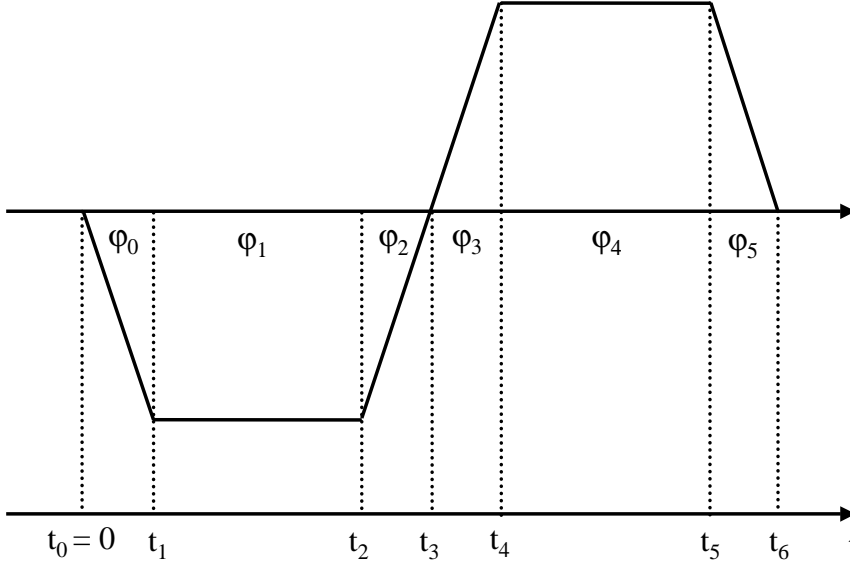


Abbildung A.1: Schematische Darstellung des Geschwindigkeitskodiergradienten mit ansteigenden und abfallenden Flanken.

$$\varphi_{2,v} = \gamma \cdot B_0 \cdot (t_3 - t_2) - \frac{\gamma}{2} \cdot G_{z,v}^{max} \cdot z \cdot (t_3 - t_2) - \frac{\gamma}{6} \cdot G_{z,v}^{max} \cdot v_z \cdot (2t_2 + t_3) \cdot (t_3 - t_2). \quad (\text{A.8})$$

Alle weiteren Phasen lassen sich äquivalent zu den oben Berechneten Phasen evaluieren. Die Summation über alle Zeitintervalle ergibt die Gesamtphase $\varphi_{ges,v}$

$$\begin{aligned} \varphi_{ges,v} = & \gamma \cdot B_0 \cdot (t_6 - t_0) + \frac{\gamma}{6} \cdot G_{z,v}^{max} \cdot v_z \cdot \\ & [2t_1^2 - 3 \cdot (t_2^2 - t_1^2) - (2t_2 + t_3) \cdot (t_3 - t_2) \\ & + (2t_4 + t_3) \cdot (t_4 - t_3) + 3 \cdot (t_5^2 - t_4^2) + (2t_5 + t_6) \cdot (t_6 - t_5)]. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Die Differenz der beiden Phasen ist dann

$$\begin{aligned} \Delta\varphi = & \frac{\gamma}{6} \cdot G_{z,v}^{max} \cdot v_z \cdot \\ & [2t_1^2 - 3 \cdot (t_2^2 - t_1^2) - (2t_2 + t_3) \cdot (t_3 - t_2) \\ & + (2t_4 + t_3) \cdot (t_4 - t_3) + 3 \cdot (t_5^2 - t_4^2) + (2t_5 + t_6) \cdot (t_6 - t_5)], \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

und somit, wie in Kapitel 2 beschrieben, wieder linear mit der Geschwindigkeit v_z verknüpft.

Man erhält also auch im Fall eines Gradienten, der nicht infinitesimal schnell ein- und ausgeschaltet wird, einen linearen Zusammenhang zwischen der gemessenen Phase und der zu messenden Geschwindigkeit.

B Schaltplan des Differenzverstärkers zur Polarisationsbestimmung

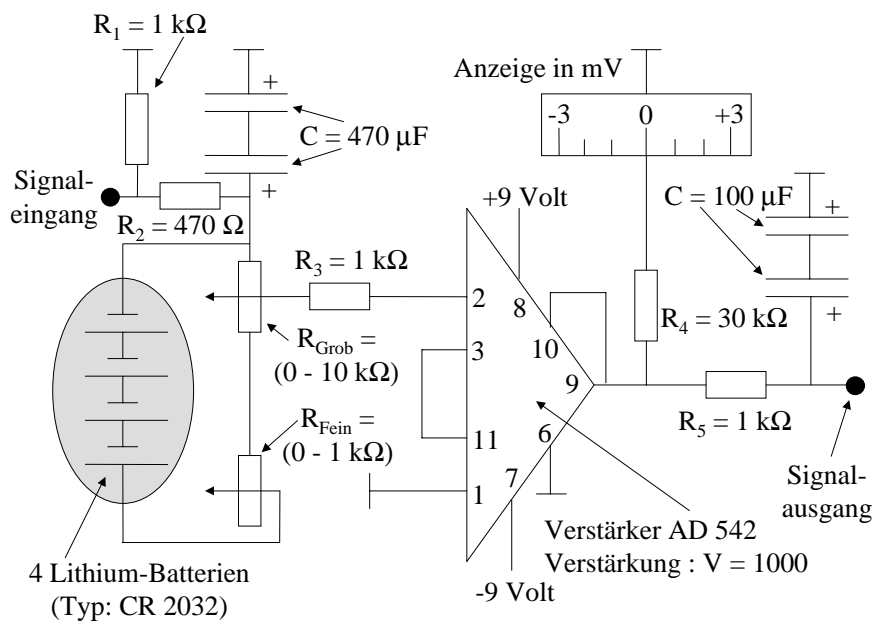


Abbildung B.1: Schaltplan der Kompensationsschaltung mit Differenzverstärkung zur Polarisationsbestimmung bei hohem Druck.

C Überlegungen zu den eindimensionalen Messungen

Bei der eindimensionalen v-MRT wird das in der x-Richtung frequenzkodierte MR-Signal über die y-Richtung phasengerecht aufintegriert. Dabei tragen die einzelnen Stromfäden in y-Richtung mit unterschiedlichen Phasenschüben $\varphi(v_z, x, y)$ entsprechend dem parabolischen Geschwindigkeitsprofil bei. Es gilt nach Gleichung 2.11 für ein in z-Richtung orientiertes Rohr mit Radius R für den Pasenvorschub

$$\begin{aligned}\varphi(v_z, x, y) &= v_{max} \cdot (R^2 - x^2 - y^2) \cdot \gamma \cdot \int_0^{t_{Echo}} (G(t) \cdot t) dt \\ &= v_{max} \cdot \phi \cdot (R^2 - x^2 - y^2),\end{aligned}\tag{C.1}$$

wobei v_{max} die maximale Geschwindigkeit im Zentrum ist. Die Integration der Magnetisierung über die y-Ausdehnung des Rohres liefert das resultierende Signal

$$\begin{aligned}S(x) &\equiv \int M dy \\ &\sim \int \exp(i \cdot \varphi(v_z, x, y)) dy \\ &= \int_{-(R^2-x^2)^{1/2}}^{(R^2-x^2)^{1/2}} \exp(i \cdot [v_{max} \cdot \phi \cdot (R^2 - x^2 - y^2)]) dy \\ &= \exp(i \cdot v_{max} \cdot \phi \cdot (R^2 - x^2)) \cdot \int_{-(R^2-x^2)^{1/2}}^{(R^2-x^2)^{1/2}} \exp(-i \cdot v_{max} \cdot \phi \cdot y^2) dy.\end{aligned}\tag{C.2}$$

Dieses Integral hat leider keine analytische Lösung. Sein glatter Verlauf könnte durch eine Reihenentwicklung gut approximiert werden, weil aus Gründen der Eindeutigkeit die Phasenschübe auf ein relativ kleines Intervall von $\pm\pi$ beschränkt sein müssen. Es ist aber darauf verzichtet worden, mit Hilfe einer solchen Entwicklung die gemessenen resultierenden Phasenschübe φ_v in entsprechend gemittelte Geschwindigkeitsprofile $v_z(x)$ umzurechnen. Der Grund wurde im Text schon genannt, nämlich die offensichtliche Asymmetrie des gemessenen Phasenverlaufs bezüglich der Rohrachse (vgl. Abb. 6.9).

In Abbildung C.1 ist der Phasenverlauf entlang der x-Achse für verschiedene mittlere Transportgeschwindigkeiten dargestellt. Für $v_z = 0$ mißt man zwar die erwartete Phasenschiebung von Null, mit wachsender Geschwindigkeit beobachtet man aber eine zunehmende Verzerrung. Insbesondere ergeben sich an den Rändern unphysikalische, negative Phasen- bzw. Geschwindigkeitswerte.

Beide Effekte konnten direkt nicht verstanden werden, und so wurden die über die Gradienten der Bildgebungssequenz akkumulierten Phasen berechnet, um sicherzustellen, daß kein Fehler in der Sequenz selbst vorlag. Die exakten Verläufe der Gradienten in Schichtselektionsrichtung sowie in Readoutrichtung sind in Abbildung C.2 dargestellt. In Abbildung C.2.a ist die Gradientenschaltung des ersten Teils der Messung aufgetragen,

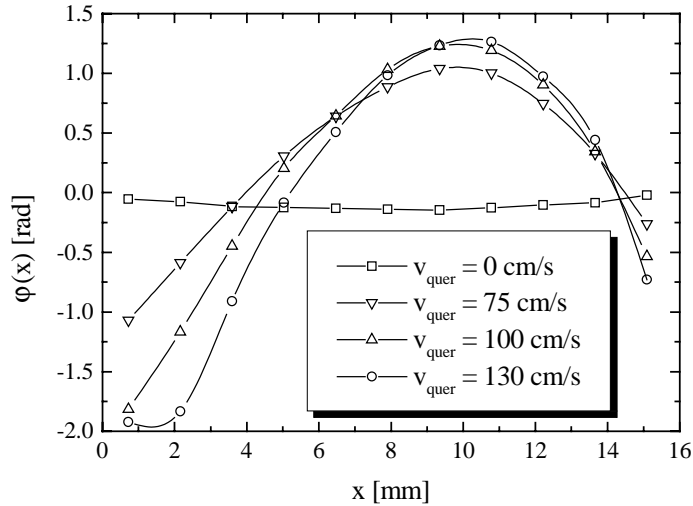


Abbildung C.1: Zeitliche Mittelung des Strömungsprofils verschiedener mittlerer Strömungsgeschwindigkeiten. Hierbei wurden Daten vergleichbar derer aus Abbildung 6.9 verwendet. Es wurde jeweils über einen Bereich von etwa 2-3 Sekunden gemittelt, um Phasenschwankungen auf dem Strömungssignal zu unterdrücken. Außerdem mitteln sich auf diese Weise auch Schwankungen der mittleren Transportgeschwindigkeit, die durch die Beatmungsmaschine hervorgerufen werden, heraus.

für den sowohl in Schichtselektionsrichtung (z-Richtung) als auch in Readoutrichtung (x-Richtung) die folgenden Integrale verschwinden müssen. Es muß hier gelten

$$\int_0^{t_{Echo}} G(t) dt = 0 \quad (C.3)$$

und

$$\int_0^{t_{Echo}} (G(t) \cdot t) dt = 0. \quad (C.4)$$

Der in Abbildung C.2.b dargestellte Gradientenverlauf ist in Readoutrichtung der gleiche wie in der ersten Messung. Auch hier müssen die Integrale C.3 und C.4 Null werden. In Schichtselektionsrichtung wird nun mit der Gradientenschaltung gerade die Geschwindigkeitskodierung erreicht. Dies bedeutet, das hierfür das Integral C.3 verschwinden muß, während das Integral C.4 einen Wert erreichen sollte, der die Geschwindigkeitskodierung in z-Richtung hervorruft. Der Zeitnullpunkt der Integration wurde wieder in der Mitte des Anregungspulses gewählt (vgl. Kap. 2). Man kann äquivalent zur Berechnung der Phasenentwicklung in Anhang A die Phasenentwicklung dieser Gradienten ermitteln.

Zuerst soll nun der Einfluß der *ortsfesten Spins* auf die Phase ermittelt werden. Zur besseren Übersichtlichkeit der Rechnung wird hier der Einfluß des magnetischen Grundfeldes der Stärke 1,5T nicht berücksichtigt. Dieses Magnetfeld ist allen Gradienten überlagert und liefert somit immer einen Beitrag der Größe

$$\varphi_{B_0} = \gamma \cdot B_0 \cdot t_{Echo} \quad (C.5)$$

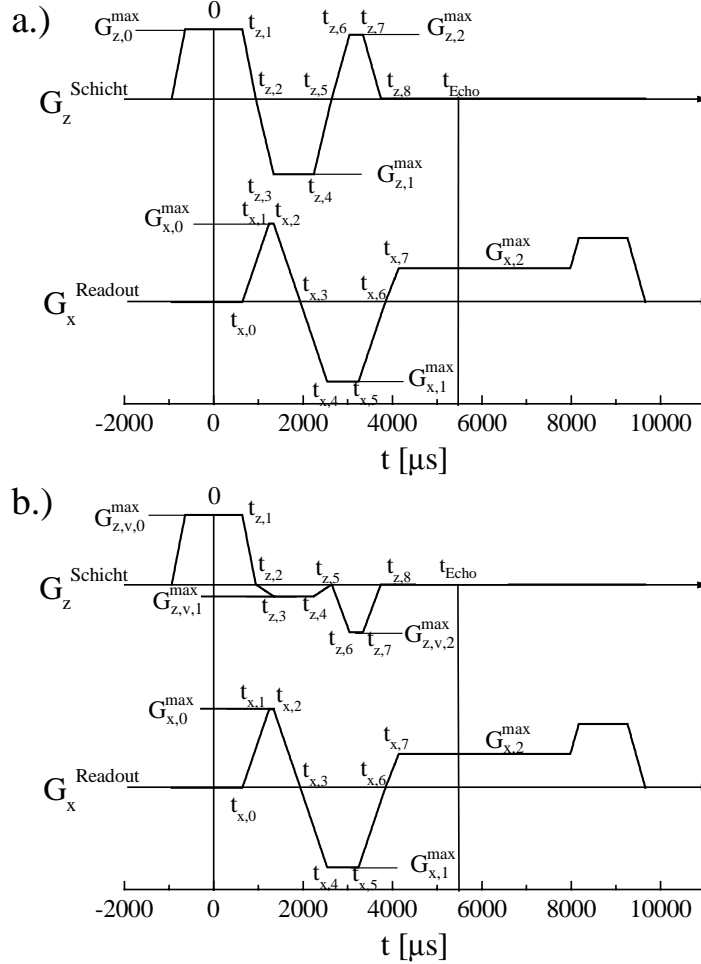


Abbildung C.2: Schematische Darstellung der Gradientenschaltung der eindimensionalen geschwindigkeitsgewichteten MRT-Sequenz. Abbildung a.) Messung ohne Geschwindigkeitskodierung, Abbildung b.) Messung mit Geschwindigkeitskodierung.

(vgl. Gl. A.2). Durch die Differenzbildung zur Bestimmung der geschwindigkeitsgewichteten Phase fällt dieser Term später heraus und kann somit vernachlässigt werden. Für den ortsfesten Anteil der Phase des Readoutgradienten ergibt sich hier äquivalent zu den Gleichungen A.3 bis A.8

$$\varphi_{Readout}(v_x = 0) = \gamma \cdot x \cdot \int_0^{t_{Echo}} G_x(t) dt. \quad (C.6)$$

Nach einsetzen der Zeiten und Gradientenstärken ergibt sich dann

$$\begin{aligned} \varphi_{Readout}(v_x = 0) &= \gamma \cdot x \\ &\cdot \{G_{x,0}^{max} \cdot [1/2 \cdot (t_{x,1} - t_{x,0}) + (t_{x,2} - t_{x,1}) + 1/2 \cdot (t_{x,3} - t_{x,2})] \\ &+ G_{x,1}^{max} \cdot [1/2 \cdot (t_{x,4} - t_{x,3}) + (t_{x,5} - t_{x,4}) + 1/2 \cdot (t_{x,6} - t_{x,5})] \\ &+ G_{x,2}^{max} \cdot [1/2 \cdot (t_{x,7} - t_{x,6}) + (t_{Echo} - t_{x,7})]\}, \end{aligned} \quad (C.7)$$

und man findet nach Einsetzen der Werte aus der Sequenz¹

$$\varphi_{Readout}(v_x = 0) = 0. \quad (\text{C.8})$$

Äquivalent zu dieser Integration lassen sich nun auch die Phasenanteile der beiden verschiedenen Gradientenschaltungen in Schichtselektionsrichtung für *ortsfeste Spins* berechnen. Man erhält in analoger Weise

$$\varphi_{Schicht1}(v_z = 0) = \varphi_{Schicht2}(v_z = 0) = 0. \quad (\text{C.9})$$

Für die Integration *geschwindigkeitsbehafteter Spins* ergibt sich in Readoutrichtung

$$\varphi_{Readout}(v_x \neq 0) = v_x \cdot \gamma \cdot \int_0^{t_{Echo}} [G_x(t)(t - t_{x,0})] dt. \quad (\text{C.10})$$

Dies liefert nach der Integration das Ergebnis

$$\begin{aligned} \varphi_{Readout}(v_x \neq 0) &= v_x \cdot \gamma \cdot 1/6 & (\text{C.11}) \\ &\cdot \{G_{x,0}^{max} \cdot [(2t_{x,1} + t_{x,0}) \cdot (t_{x,1} - t_{x,0}) - 3t_{x,0} \cdot (t_{x,1} - t_{x,0}) + 3(t_{x,2}^2 - t_{x,1}^2) \\ &- 6t_{x,0} \cdot (t_{x,2} - t_{x,1}) + (2t_{x,2} + t_{x,3}) \cdot (t_{x,3} - t_{x,2}) - 3t_{x,0} \cdot (t_{x,3} - t_{x,2})] \\ &+ G_{x,1}^{max} \cdot [(2t_{x,4} + t_{x,3}) \cdot (t_{x,4} - t_{x,3}) - 3t_{x,0} \cdot (t_{x,4} - t_{x,3}) + 3(t_{x,5}^2 - t_{x,4}^2) \\ &- 6t_{x,0} \cdot (t_{x,5} - t_{x,4}) + (2t_{x,5} + t_{x,6}) \cdot (t_{x,6} - t_{x,5}) - 3t_{x,0} \cdot (t_{x,6} - t_{x,5})] \\ &+ G_{x,2}^{max} \cdot [(2t_{x,7} + t_{x,6}) \cdot (t_{x,7} - t_{x,6}) - 3t_{x,0} \cdot (t_{x,7} - t_{x,6}) + 3(t_{Echo}^2 - t_{x,7}^2) \\ &- 6t_{x,0} \cdot (t_{Echo} - t_{x,7})\}. \end{aligned}$$

Nach Ersetzen der Variablen folgt dann das Ergebnis

$$\varphi_{Readout}(v_x \neq 0) = 0. \quad (\text{C.12})$$

In gleicher Weise kann nun auch die Integration für *bewegte Spins* in Schichtselektionsrichtung durchgeführt werden. Hier gilt ebenfalls Gleichung C.10. Da jedoch in diesem Fall $t_{z,0} \equiv 0$ ist, vereinfacht sich die Lösung des Integrals und man erhält für den *geschwindigkeitsunabhängigen* Gradient aus Abbildung C.2.a

$$\begin{aligned} \varphi_{Schicht1}(v_z \neq 0) &= v_z \cdot \gamma \cdot 1/6 & (\text{C.13}) \\ &\cdot \{G_{z,0}^{max} \cdot [3t_{z,1}^2 + (2t_{z,1} + t_{z,2}) \cdot (t_{z,2} - t_{z,1})] \\ &+ G_{z,1}^{max} \cdot [(2t_{z,3} + t_{z,2}) \cdot (t_{z,3} - t_{z,2}) + 3(t_{z,4}^2 - t_{z,3}^2) \\ &+ (2t_{z,4} + t_{z,5}) \cdot (t_{z,5} - t_{z,4})] \\ &+ G_{z,2}^{max} \cdot [(2t_{z,6} + t_{z,5}) \cdot (t_{z,6} - t_{z,5}) + 3(t_{z,7}^2 - t_{z,6}^2) \\ &+ (2t_{z,7} + t_{z,8}) \cdot (t_{z,8} - t_{z,7})]\}. \end{aligned}$$

¹Die zweidimensionale Sequenz, auf der die hier benutzte eindimensionale Sequenz basiert, wird von der Fa. Siemens kommerziell verwendet. Die Weitergabe der Sequenzinformationen erfolgte unter der Prämisse absoluter Vertraulichkeit, die durch die Angaben der Sequenzdaten in dieser Dissertation verletzt würde. Aus diesem Grund muß die völlige Offenlegung der verwendeten Sequenz hier unterbleiben.

Auch diese Gleichung verschwindet nach dem Einsetzen der Zeiten und Gradientenstärken, und es ergibt sich

$$\varphi_{Schicht1}(v_z \neq 0) = 0. \quad (C.14)$$

Als letztes muß nun noch über den Geschwindigkeitskodiergradienten aus Abbildung C.2.b integriert werden. Die Form der Lösung entspricht der der obigen Gleichung. Es müssen jedoch die veränderten Gradientenstärken berücksichtigt werden. Die Integration liefert dann

$$\begin{aligned} \varphi_{Schicht2}(v_z \neq 0) &= v_z \cdot \gamma \cdot 1/6 & (C.15) \\ &\cdot \{G_{z,v,0}^{max} \cdot [3t_{z,1}^2 + (2t_{z,1} + t_{z,2}) \cdot (t_{z,2} - t_{z,1})] \\ &+ G_{z,v,1}^{max} \cdot [(2t_{z,3} + t_{z,2}) \cdot (t_{z,3} - t_{z,2}) + 3(t_{z,4}^2 - t_{z,3}^2) \\ &+ (2t_{z,4} + t_{z,5}) \cdot (t_{z,5} - t_{z,4})] \\ &+ G_{z,v,2}^{max} \cdot [(2t_{z,6} + t_{z,5}) \cdot (t_{z,6} - t_{z,5}) + 3(t_{z,7}^2 - t_{z,6}^2) \\ &+ (2t_{z,7} + t_{z,8}) \cdot (t_{z,8} - t_{z,7})]\}. \end{aligned}$$

Diese Gleichung muß nun von Null verschieden sein, und tatsächlich erhält man als Lösung

$$\varphi_{Schicht2}(v_z \neq 0) = v_z \cdot \gamma \cdot (-1,3026 \cdot 10^{-8}) \cdot T \cdot s^2/m. \quad (C.16)$$

Die so berechnete Phase ist in Radian angegeben, und man erhält nach Einsetzen des gyromagnetischen Verhältnisses von ${}^3\text{He}$ von $\gamma_{{}^3\text{He}} = 32,4\text{MHz/T}$ ein meßbares Geschwindigkeitsintervall von $-7,44\text{m/s} \leq \varphi_z({}^3\text{He}) \leq 7,44\text{m/s}$. Setzt man hier das gyromagnetische Verhältnis von ${}^1\text{H}$ der Größe $\gamma_{{}^1\text{H}} = 48,4\text{MHz/T}$ ein, so kann man Geschwindigkeiten in einem Intervall von $-4,98\text{m/s} \leq \varphi_z({}^1\text{H}) \leq 4,98\text{m/s}$ messen, wie dies auch durch Siemens für diese Gradientenschaltung spezifiziert wurde.

Hieraus kann man ersehen, daß die Deformation der gemessenen Phasenprofile nicht durch offensichtliche Fehler in der Meßsequenz begründet sind. Es müssen also andere Ursachen für die Phasenverschiebungen vorliegen. Um diese zu ermitteln, wurden weitere Messungen durchgeführt. So wurde zum einen die Auflösung der Messung gesteigert, was aber ebenfalls den Verlauf der oben gemessenen Kurve reproduzierte. Außerdem wurde in die Sequenz ein Spoilergradient implementiert, um eventuell vorhandene Phasenkohärenzen aus vorangegangenen Messung vollständig zu eliminieren. Bei dieser Sequenz verlängerte sich die Repetitionszeit auf $T_R = 37,4\text{ms}$. Damit sank die zeitliche Auflösung etwa auf ein Drittel, ohne jedoch die Asymmetrie zu beseitigen. Deshalb wurde bei allen weiteren Messungen die alte Sequenz ohne Spoilergradient benutzt.

Für den Fall eines nicht ruhenden Gases tritt zur Variation der Geschwindigkeit durch Phasenschwankungen noch eine Änderung durch Diffusion von ${}^3\vec{\text{He}}$ -Atomen innerhalb der Echozeit von $T_E = 5\text{ms}$. Bei dem in diesen Experimenten gewählten Gasgemisch, das zu gleichen Teilen aus ${}^3\vec{\text{He}}$ und N_2 bestand, diffundieren die Heliumatome in dieser Zeit $x_{Diff} = 0,84\text{mm}$. Die Heliumatome können also etwas mehr als ein halbes Pixel während der Detektion durchqueren. Auch hier kann es zu einer geringen Verwaschung durch diesen Effekt kommen, der an den Rändern wegen des größeren Geschwindigkeitsgradienten stärker als in der Mitte ausfällt. Allerdings werden die Heliumatome bei dieser Auflösung

dominant in dem Pixel verweilen, in dem sie auch angeregt wurden. Der Effekt der Diffusion kann demnach vernachlässigt werden, so lange die Probleme der Deformation des Strömungsprofils nicht gelöst sind.

Bei allen Untersuchungen fällt jedoch auf, daß sich ein parabelförmiges, also laminares, Strömungsprofil ausbildet. Dies war auch nach den Vorüberlegungen zu den Reynoldszahlen und den gewählten Parametern zu erwarten. Es wurde jedoch zusätzlich die oben diskutierte Deformation dieses Strömungsprofils detektiert. Auch nach weiteren Überlegungen konnte der Grund hierfür im Rahmen dieser Messungen nicht schlüssig geklärt werden. So scheidet eine Phasenverschiebung in Readoutrichtung aufgrund des asymmetrisch abgetasteten Gradientenechos aus.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß bei den zweidimensionalen Messungen (vgl. Kap. 6.2) keine Asymmetrien in den aufgenommenen Strömungsprofilen zu sehen sind, obwohl die Daten mit der gleichen Methode detektiert wurden. Auch bei diesen Untersuchungen wird die Geschwindigkeit am Rand des Rohres richtig wiedergegeben. Der einzige Unterschied der beiden Messungen liegt in der MRT-Sequenz. Die zweidimensionale Sequenz ist eine Standardsequenz der Fa. Siemens. Sie greift allerdings im Unterschied zur eindimensionalen Sequenz auf Programmteile, sogenannte *Makros*, zurück, mit deren Hilfe die gemessenen Daten modifiziert werden können. Auf diese Makros blieb uns bisher leider der Zugriff verwehrt. Auch war von Siemens keine Information zu unserem Meßproblem zu erhalten. Es ist somit zu erwarten, daß den Mitarbeitern der Fa. Siemens die Details dieser Messungen genauer bekannt ist, und sie somit in der Lage sind, die Daten richtig zu modifizieren, um eine korrekte Geschwindigkeitsverteilung zu ermitteln. Dies sollte mit den von uns akquirierten Daten ebenfalls möglich sein, so daß hier eine Methode zur Verfügung gestellt werden kann, mit deren Hilfe die Geschwindigkeit des eingeatmeten Gases in den oberen Atemwegen *lokal* gemessen werden kann.

Literaturverzeichnis

- [Abr63] A. Abragam; „The Principles of Nuclear Magnetism“; Oxford University Press, London, (1963).
- [Bac96] P. Bachert, L.R. Schad, M. Bock, M.V. Knopp, M. Ebert, T. Großmann, W. Heil, D. Hofmann, R. Surkau, E.W. Otten; „Nuclear Magnetic Resonance Imaging of Airways in Humans with Use of Hyperpolarized ^3He “; *Mag. Res. Med.* 36, (1996) 192.
- [Bal99] Fa. Balzers Instruments; „Partialdruckmessung in der Vakuumtechnik“; Firmenschrift zur Quadrupol-Massenspektrometrie, Wiesbaden, (1999).
- [Bar74] R. Barbé, M. Leduc, F. Laloë; „Résonance magnétique en champ de radiofréquence inhomogène“; *Journ. de Physique* 35, (1974) 699 und 935.
- [Bar94] Bartington Instruments Limited; „Operation/Service Manual for MAG-03MS (Square Section) Three Axis Magnetic Field Sensor and MAG-03M Power Supply Unit“; Bartington Instruments, Oxford, (1994).
- [Bay97] D.I.B. Hees; Technisches Marketing Fa. Bayer Leverkusen, private Mitteilung, (1997).
- [Big92] N.P. Bigelow, P.J. Nacher, M. Leduc; „Accurate optical measurement of nuclear polarization in optically pumped ^3He gas“; *J. Phys. II France* 2, (1992) 2159.
- [Bla97] K. Blaum; „Optimierung eines Quadrupol-Massenspektrometers zur isotopenselektiven Ultraspurenanalyse“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1997).
- [Bös89] P. Bösigler; „Lokale Kernspinresonanztomographie am Menschen“; *Physik in unserer Zeit* 5, (1989) 129.
- [Boe92] P. Boesiger, S.E. Maier, L. Kecheng, M.B. Scheidegger, D. Meier; „VISUALIZATION AND QUANTIFICATION OF THE HUMAN BLOOD FLOW BY MAGNETIC RESONANCE IMAGING“; *J. Biomechanics* 25, (1992) 55.
- [Bol90] R. Boll; „Weichmagnetische Werkstoffe“; Vakuumschmelze Hanau GmbH, (1990).
- [Bor00] Y. Borisov, W. Heil, M. Leduc, V. Lobashev, E.W. Otten, Y. Sobolev; „Feasibility study of a ^3He -magnetometer for neutron electric dipole moment experiments“; *Nuc. Instr. Meth. A* 440, (2000) 483.
- [Bra85] W.G. Bradley, V. Waluch; „Blood Flow: Magnetic Resonance Imaging“; *Radiology* 154, (1985) 443.

- [Chu87] T.E. Chupp, M.E. Wagshul, K.P. Coulter, A.B. McDonald, W. Happer; „Polarized, high-density, gaseous ^3He targets“; Phys. Rev. C **36**, (1987) 2244.
- [Col63] F.D. Colgrove, L.D. Scheerer, G.K. Walters; „Polarization of ^3He Gas by Optical Pumping“; Phys. Rev. **132**, (1963) 2561.
- [Con97] A. Constantinesco, P. Choquet, M. Wioland, M. Leduc, P.J. Nacher, G. Tastevin; „L’IRM des gaz rares hyperpolarisés: une concurrence future pour la médecine nucléaire?“; MÉDECINE NUCLEAIRE, **21**, (1997) 285.
- [Dem93] W. Demtröder; „Laserspektroskopie“; 3. Auflage, Springer-Verlag Berlin, (1993).
- [Den97] A. Deninger; „Systematische Untersuchungen zur Wandrelaxation in polarisierten ^3He Hochdruckzellen“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1997).
- [Den99] A. Deninger, B. Eberle, M. Ebert, T. Großmann, W. Heil, H.-U. Kauczor, L. Lauer, K. Markstaller, E.W. Otten, J. Schmiedeskamp, W. Schreiber, R. Surkau, M. Thelen, N. Weiler; „Quantification of Regional Intrapulmonary Oxygen Partial Pressure Evolution During Apnea by ^3He MRI“; J. Mag. Res. **141**, (1999) 207.
- [Den00] A. Deninger; „Methodische Entwicklung der sauerstoff-sensitiven ^3He Kernspintomographie“; Dissertation an der Universität Mainz, (2000).
- [Dus55] S. Dushman; „Vacuum Technique“; Third Edition, John Wiley & Sons, New York, (1955).
- [Ebe95] M. Ebert; „Fertigstellung und erste Experimente mit abfüllbaren polarisierten ^3He Hochdruckzellen“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1995).
- [Ebe96] M. Ebert, T. Großmann, W. Heil, E.W. Otten, R. Surkau, M. Leduc, P. Bachert, M. Bock, M.V. Knopp, L.R. Schad, H. Nilgens, M. Thelen; „NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE IMAGING ON HUMANS USING POLARIZED ^3He “; The Lancet **347**, (1996) 1297.
- [Ebe98] B. Eberle; private Mitteilung, (1998).
- [Ebe99] B. Eberle, N. Weiler, K. Markstaller, H.-U. Kauczor, A. Deninger, M. Ebert, T. Großmann, W. Heil, L.O. Lauer, T.P.L. Roberts, W.G. Schreiber, R. Surkau, W.F. Dick, E.W. Otten, M. Thelen; „Analysis of intrapulmonary O_2 concentration by MR imaging of inhaled hyperpolarized helium-3“; J. Appl. Physiol. **87:6**, (1999) 2043.
- [Ebe00a] M. Ebert; „Entwicklung eines leistungsstarken Polarisators und Kompressors für ^3He für medizinische MR Tomographie“; Dissertation an der Universität Mainz, (2000).
- [Ebe00b] B. Eberle; laufende Habilitation an der Universität Mainz.

- [Edw00] Fa. Edwards; private Mitteilung, (2000).
- [Eck92] G. Eckert, W.Heil, M. Meyerhoff, E.W. Otten, R. Surkau, M. Werner, M. Leduc, P.J. Nacher, L.D. Schearer; „A dense polarized ^3He target based on compression of optically pumped gas“; Nucl. Instr. & Meth. A 320, (1992) 53.
- [Fis97] A.P. Fishman, J.A. Elias; „Fishman’s Pulmonary Diseases and Disorders“; Third Edition, McGraw-Hill, New York, (1997).
- [Fit67] W.A. Fitzsimmons, G.K. Walters; „VERY LONG SPIN RELAXATION TIMES IN GESEOUS He^3 BY SUPPRESSION OF He^3 -SURFACE INTERACTIONS“; Phys. Rev. Lett. 19, (1967) 943.
- [Fit69] W.A. Fitzsimmons, L.L. Tankersley, G.K. Walters; „Nature of Surface-Induced Nuclear-Spin Relaxation of Gaseous He^3 “; Phys. Rev. 179, (1969) 156.
- [Fra86] J. Frahm, A. Haase, D. Matthaei; „Rapid NMR Imaging of Dynamic Processes Using the FLASH Technique“; Magn. Reson. Med. 3, (1986) 321.
- [Fro98] G. Frossati; „Polarization of ^3He , D_2 (and possibly ^{129}Xe) using cryogenic techniques“; Phys. Rev. A 402, (1998) 479.
- [Ger86] C. Gerthsen, H.O. Kneser, H. Vogel; „Physik“; Fünfzehnte Auflage, Springer-Verlag, Berlin, (1986).
- [Gra95] Grace Davison; „Molecular Sieves for Dynamic Applications“; Firmenbroschüre der Fa. Grace Davison, Worms, (1995).
- [Gra97] C. Bader; Fa. Grace Davison, Worms, private Mitteilung, (1997).
- [Gro96] T. Großmann; „Optimierung beschichteter ^3He -Zellen mit Anwendunge in der Kernspintomographie“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1996).
- [Haa86] A. Haase, J. Frahm, D. Matthaei, W. Hänicke, K.-D. Merbolt; „FLASH Imaging. Rapid NMR Imaging Using Low Flip-Angle Pulses“; J. Magn. Reson. 67, (1986) 258.
- [Hae81] R.A. Haefer; „Kryo-Vakuumtechnik, Grundlagen und Anwendungen“; Springer-Verlag, Berlin, (1981).
- [Hak80] H. Haken, H.C. Wolf; „Atom- und Quantenphysik“; Springer-Verlag, Berlin, (1980).
- [Han80] „Handbook of Chemistry and Physics“; 60th edition, 1979 - 1980, The Chemical Rubber Co., Cleveland, (1980).
- [Han00a] G. Hanisch, W.G. Schreiber, T. Diergarten, K. Markstaller, B. Eberle, H.-U. Kauczor, T. Großmann, M. Thelen; „Investigation of Intrapulmonary Diffusion by ^3He MRI“; Eur. Radiol. 10, (2000) 345.

- [Han00b] G. Hanisch; laufende Promotion an der Universität Mainz.
- [Has00] J. Hasse; „Charakterisierung und Optimierung eines $^3\vec{\text{He}}$ -Kompressors“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (2000).
- [Hei95] W. Heil, H. Humblot, E.W. Otten, M. Schäfer, R. Surkau, M. Leduc; „Very long nuclear relaxation times of spin polarized helium 3 in metal coated cells“; Phys. Lett. A 201, (1995) 337.
- [Hei99] W. Heil, J. Dreyer, D. Hofmann, H. Humblot, E. Lelievre-Berna, F. Tasset; „ ^3He neutron spin-filter“; Physica B 267-268, (1999) 328.
- [Heu00] C.P. Heußel, B. Hafner, J. Lill, M. Thelen, H.-U. Kauczor; „Diagnostik der trachealen Instabilität: Spiral-CT in Inspiration und Expiration und respiratorische cine-CT“; Fortschr. Röntgenstr. 172, (2000) 115.
- [Hof96] D. Hofmann; „Optimierung des optischen Pumpens in einer Füllstation für hyperpolarisiertes ^3He und Anwendung von $^3\vec{\text{He}}$ in der Kernspintomographie“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1996).
- [Jac75] J.D. Jackson; „Classical Electrodynamics“; John Wiley & Sons, New York, (1975).
- [Kau96] H.-U. Kauczor, D. Hofmann, K.-F. Kreitner, H. Nilgens, R. Surkau, W. Heil, A. Potthast, M.V. Knopp, E.W. Otten, M. Thelen; „Normal and Abnormal Pulmonary Ventilation: Visualization at Hyperpolarized He-3 MR Imaging“; Radiology 201, (1996) 564.
- [Kau97] H.-U. Kauczor, M. Ebert, K.-F. Kreitner, T. Großmann, H. Nilgens, D. Hofmann, T. Roberts, W. Heil, E.W. Otten, M. Thelen; „Helium-3-MRT der Lungenventilation: Erste klinische Anwendungen“; Fortschr. Röntgenstr. 166,3, (1997) 192.
- [Kau98] H.-U. Kauczor, R. Surkau, T. Roberts; „MRI using hyperpolarized noble gases“; Eur. Radiol. 8, (1998) 820.
- [Kne91] F.K. Kneubühl, M.W. Sigrist; „Laser“; B.G. Teubner Verlag, Stuttgart, (1991).
- [Kra89] K.A. Fraft, P.P. Fatouros, D.Y. Fei, S.E. Rittgers, P.R.S. Kishore; „MR IMAGING OF MODEL FLUID VELOCITY PROFILES“; Med. Res. Imaging 7, (1989) 69.
- [Koh85] F. Kohlrausch; „Praktische Physik“; Band 2, 23. Auflage, B.G. Teubner Verlag, Stuttgart, (1985).
- [Kry99] K.W. Krygier, Computer-Pool des Intitus für Kernphysik der Universität Mainz, private Mitteilung, (1999).
- [Lau97] L.O. Lauer; „Arbeiten zur Applikation von polarisiertem ^3He in MR-Tomographen“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1997).

- [Led90] M. Leduc; „SPIN POLARIZED HELIUM-, A PLAYGROUND IN MANY DOMAINS OF PHYSICS“; Proceeding zur Konferenz; „Polarization Phenomena in Nuclear Physics“; Paris (1990).
- [Ley96] Fa. Leybold; „Beschreibung zum Klatkopf RGD 2/10“; Köln, (1996).
- [Lor93] W. Lorenzon, T.R. Gentile, H. Gao, R.D. McKeown; „NMR calibration of optical measurement of nuclear polarization in ^3He “; Phys. Rev. A 47:1, (1993) 468.
- [Maf97] Private Mitteilung der Fa. MAFIA, Prof. Dr.-Ing. T. Weiland, Darmstadt, (1997).
- [Mey94] M. Meyerhoff et al.; „First measurement of the electric formfactor of the neutron in the exclusive quasielastic scattering of polarized electrons from polarized ^3He “; Physics Letters B 327, (1994) 201.
- [Mid95] H. Middelton, R.D. Black, B. Saam, G.D. Cates, G.P. Cofer, R. Guenther, W. Happer, L.W. Hedlund, G.A. Johnson, K. Juvan, J. Swartz; „MR Imaging with Hyperpolarized ^3He Gas“; Mag. Res. Med. 33, (1995) 271.
- [Mie92] C. Mies; „Weiterentwicklung eines LNA-Festkörperlasers und Optimierung des optischen Pumpens von ^3He “; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1992).
- [New93] N.R. Newbury, A.S. Barton, G.D. Cates, W. Happer, H. Middelton; „Gaseous ^3He - ^3He magnetic dipolar spin relaxation“; Phys. Rev. A 48:6, (1993) 4411.
- [Ott98] E.W. Otten; „Repetitorium der Experimentalphysik“; Springer-Verlag, Berlin, (1998).
- [Pau53] W. Paul, H. Steinwedel; „Ein neues Massenspektrometer ohne Magnetfeld“; Z. Naturforsch. 8a, (1953) 448.
- [Pau58] W. Paul, H.P. Reinhard, U. von Zahn; „Das elektrische Massenfilter als Massenspektrometer und Isotopentrenner“; Z. Physik 152, (1958) 143.
- [Rem97] Fa. Remag; „Informationsmaterial: Magnetische Eigenschaften“; Remag Aktiengesellschaft, Mannheim, (1997).
- [Roh94] D. Rohe; „Optimierung des Optischen Pumpens von ^3He und Kontrolle der Kernspinpolarisation“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1994).
- [Roh98] D. Rohe; „Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons G_{en} an $^3\vec{\text{He}}$ mit dem A1-Elektronenspektrometer“; Dissertation an der Universität Mainz, (1998).
- [Roh99] D. Rohe et al.; „Measurement of the neutron electric form factor G_{en} at $0,67(\text{GeV}/c)^2$ via $^3\vec{\text{He}}(\vec{e},e'n)$ “; Phys. Rev. Lett. 83, (1999) 4257.
- [Saa95] B. Saam, W. Happer, H. Middelton; „Nuclear relaxation of ^3He in the presence of O_2 “; Phys. Rev. A. 52, (1995) 862.

- [Sch63] L.D. Schaerer, F.D. Colgrove, G.K. Walters; „Large ^3He Nuclear Polarization“; Phys. Rev. Lett. 10:3, (1963) 108.
- [Sch65] L.D. Schearer, G.K. Walters; „Nuclear Spin-Lattice Relaxation in the Presence of Magnetic-Field Gradients“; Phys. Rev. A 139:5, (1965) 1398.
- [Sch66] L.D. Schearer; „Spin Relaxation Studies in Helium-3 Gas by optical Pumping“; Dissertation an der Universität Ann Arbor, Michigan, USA, (1966).
- [Sch96] C.J. Schmidt; „Entwicklung, Aufbau und Erprobung eines ^3He -Atomstrahl Spinecho-Spektrometers für die Untersuchung des dynamischen Verhaltens zweidimensionaler Systeme“; Dissertation an der Universität Heidelberg, (1996).
- [Sch00] W.G. Schreiber, N. Weiler, H.-U. Kauczor, K. Markstaller, B. Eberle, J. Hast, R. Surkau, T. Großmann, A. Deninger, G. Hanisch, E.W. Otten; „Ultraschnelle MRT der Lungenventilation mittels hochpolarisiertem Helium-3“; Fortschr. Röntgenstr. 172, (2000) 129.
- [Sch98] J. Schmiedeskamp; „Weiterentwicklung des Polarisations- und Kompressionskonzeptes für ^3He “; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1998).
- [Sli63] C.P. Slichter; „Principles of Magnetic Resonance“; Harper & Row Publishers; New York, (1963).
- [Sch94] M. Schäfer; „Untersuchungen zur Steigerung der Relaxationszeit von polarisiertem ^3He durch Wandbeschichtung“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1994).
- [Sch98] Schallenkammer Magnetsysteme GmbH; „Katalog: ms-Magnet, Programm für Organisation und Technik“; Schallenkammer Magnetsysteme, Rimpar, (1998).
- [Stå89] F. Ståhlberg, J. Mogelvang, C. Thomsen, B. Nordell, M. Stubgaard, A. Ericsson, G. Sperber, D. Greitz, H. Larsson, O. Henriksen, B. Persson; „A METHOD FOR MR QUANTIFICATION OF FLOW VELOCITIES IN BLOOD AND CSF USING INTERLEAVED GRADIENT-ECHO PULS SEQUENCES“; Mag. Res. Imaging 7, (1989) 655.
- [Sur95] R. Surkau; „Entwicklung und Test eines $^3\vec{\text{He}}$ -Neutronen-Spinfilters“; Dissertation an der 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, K. Siemensmeyer, M. Steiner, F. Tasset, N. Trautmann; „Realization of a broad band neutron spin filter with compressed, polarized ^3He gas“; Phys. Res. A 384, (1997) 444.
- [Tim71] R.S. Timsit, J.M. Daniels, A.D. May; „Nuclear Relaxation of ^3He Gas on Various Solid Surfaces“; Can. J. Phys. 49, (1971) 156.

- [Vac88] Vacuumschmelze Hanau; „Firmenschrift: Magnetische Abschirmungen“; Hanau, (1988).
- [Var96] Instruction Manual; „300DS and 600DS Dry Scroll Vacuum Pumps“; Manual No. 6999-04-250, Revision B, Varian Vacuum Products, Darmstadt, (1996).
- [Wal62] G.K. Walters, F.D. Colgrove, L.D. Schearer; „Nuclear polarization of ^3He gas by metastability exchange with optically pumped metastable ^3He Atoms“; Phys. Rev. Lett. 8:11, (1962) 439.
- [Wal99] R. Walsworth, G. Wong, C.H. Tseng, V. Pomeroy, R. Mair, D. Hinton, D. Hoffmann, R. Stoner, F.W. Hersman, D. Cory; „LOW FIELD MRI OF LASER POLARIZED NOBLE GASES“; Euro. Radiol. 9, (1999) B4.
- [Wer89] M. Werner; „Aufbau und Stabilisierung eines LNA-Festkörperlasers“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1989).
- [Wil95] E. Wilms; „Absolutmessung der Kernspinpolarisation in abfüllbaren ^3He -Hochdruckzellen“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1995).
- [Wol00] M. Wolf; „Systematische Untersuchungen zur oberflächeninduzierten Relaxation von kernspinpolarisiertem ^3He “; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (2000).
- [Wut89] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher; „Theory and Practice of Vacuum Technology“; Friedr. Vieweg & Sohn Verlag, Braunschweig, (1989).
- [Yua87] C. Yuan, G.T. Gulberg, D.L. Parker; „The solution of Bloch equations for flowing spins during a selective pulse using a finite difference method“; Med. Phys. 14, (1987) 914.
- [Zan96] W. Zangi; private Mitteilung, Mainz, (1996).
- [Zie99] A. Ziegler, F. Kober, P.E. Wolf, E. Grillion, J.L. Leviel, M. Décorps; „MRI OF LOW-TEMPERATURE PREPOLARIZED HELIUM-3“; Euro. Radiol. 9, (1999) B19.
- [Zin89] P. Zinnecker; „Eigenschaften und Korrektur der Umlenkmagnete der dritten Stufe von MAMI“; Diplomarbeit an der Universität Mainz, (1989).