

**Aufbau und Funktionsnachweis
von SAPIS
(Stored Atoms Polarized Ion Source),
einer neuartigen Quelle
polarisierter H^-/D^- -Ionen**

Inaugural - Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität zu Köln

vorgelegt von

Reinhard Emmerich

aus Köln

- Köln 2007 -

Berichterstatter:

Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck
Prof. Dr. H. Ströher

Tag der mündlichen Prüfung: 14. 02. 2007

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war der Aufbau und der Funktionsnachweis einer neuartigen Quelle negativer polarisierter Wasserstoff- und Deuteriumionen, die – wie z. B. die Colliding-Beams-Source (CBS) am Cooler-Synchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich – auf der Ladungsaustauschreaktion $\vec{H}^0 + Cs^0 \rightarrow \vec{H}^- + Cs^+$ basiert. Im Gegensatz zur CBS wird für die Ladungsaustauschregion eine Speicherzelle verwendet, wodurch ohne nennenswerten Polarisationsverlust ein Anstieg der Intensität des H^- -Strahls von mindestens einer Größenordnung erwartet wird.

Zu diesem Zweck wurden im Institut für Kernphysik der Universität zu Köln ein neues Labor eingerichtet und sowohl eine Quelle polarisierter Wasserstoff- und Deuteriumatome als auch eine Quelle eines energiereichen und intensiven neutralen Cäsiumstrahls aufgebaut. Mit dem Bau eines neuen Spinfilters wurde ein Lambshift-Polarimeter zur Bestimmung der Kernspinpolarisation des Atom- und Ionenstrahls komplettiert.

Nach Inbetriebnahme und Optimierung der einzelnen Quellen wurde eine Speicherzelle entwickelt und in einer Ladungsaustauschregion samt Magnetfeld installiert. Ebenso wurde mit den Komponenten zu Extraktion, Nachweis und Analyse des negativen Ionenstrahls verfahren. Anschließend an den prinzipiellen Funktionsnachweis wurde die Speicherzelle hinsichtlich ihrer Oberflächeneigenschaften bezüglich Rekombination und Depolarisation weiter untersucht.

Weiterhin wurden im Rahmen dieser Arbeit eine Anzahl von Software-Programmen zur Steuerung und Überwachung diverser Komponenten der

einzelnen Quellen sowie ein universelles Meßprogramm für die vollständige Anlage inklusive der Messung und Berechnung der Strahlpolarisation entwickelt. Parallel hierzu wurde die Fernsteuerung der Quelle polarisierter Ionen LASCO am Kölner Tandem-Van-de-Graaff-Beschleuniger modernisiert.

Abstract

The objective of this work was the setup and the proof-of-principle of a new type of negative polarized hydrogen or deuterium ion source, which is based on the charge-exchange reaction $\vec{H}^0 + Cs^0 \rightarrow \vec{H}^- + Cs^+$, as for instance the Colliding-Beams-Source (CBS) at the Cooler Synchrotron COSY in Jülich. In contrast to the CBS, the use of a storage cell for the charge-exchange region promises an increase in H^- current by at least an order of magnitude without considerable polarization losses.

For these purposes, a new laboratory was equipped and both a polarized hydrogen/deuterium atomic beam source and an intense neutral cesium-beam source have been build-on. A Lambshift polarimeter, which allows the measurement of the nuclear polarization of the atomic as well as ionic beams, was completed with the construction of a new spin-filter.

After commissioning and optimizing each of these sources, a storage cell was developed and installed in the charge-exchange region with a magnetic field. Additionally, components for the extraction, detection and analysis of the negative ion beam were installed. Following the decisive proof of principle, investigation of the properties of the storage cell, especially as to H recombination and depolarisation, was begun.

Furthermore, a number of software programs was developed for the control and monitoring of different components of the sources as well as a universal measuring software for the complete installation, including the measurement and calculation of the beam polarization. At the same time, the remote control system of the Cologne source of polarized ions LASCO at the FN tandem accelerator was completely modernized.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	ix
1 Motivation	1
2 Theorie	5
2.1 Spin und Polarisation	5
2.2 Das H-Atom im äußeren Magnetfeld	10
2.2.1 Das Breit-Rabi-Diagramm	11
2.2.2 Polarisationserhaltung durch starke Magnetfelder .	15
2.2.3 Der metastabile $2S_{1/2}$ -Zustand	16
2.3 Deuterium im äußeren Magnetfeld	19
3 Die polarisierte Atomstrahlquelle	23
3.1 Theorie	23
3.1.1 Dissoziator und Düse	24
3.1.2 Die Stern-Gerlach-Separation	26
3.1.3 Hochfrequenzübergänge	28
3.1.4 Strahlsimulation	29
3.2 Design der Komponenten	32
3.2.1 Der Schwachfeldübergang	35
3.3 Messungen	38
3.3.1 Betrieb der ABS am Beispiel Nozzle-Temperatur .	38
3.3.2 Nachweis des atomaren Strahls	40
3.3.3 Bestimmung der Polarisation	43
3.3.4 Zusammenfassung	44

4	Cs⁺-Quelle und Neutralisierer	45
4.1	Thermische Oberflächenionisation	45
4.2	Extraktion und Neutralisation	49
4.3	Design der Komponenten	53
4.3.1	Die Cs ⁺ -Ionenquelle	55
4.3.2	Der Neutralisierer	60
4.4	Messungen	60
5	SAPIS	67
5.1	Einleitung	67
5.2	Die Colliding-Beams-Quelle an COSY	69
5.3	Das Prinzip der Speicherzelle	70
5.4	Design von Speicherzelle und Extraktion	74
5.5	Erwartungen	77
5.6	Messungen	79
6	Software	81
6.1	Steuerungs- und Meßsoftware	82
6.1.1	Helium-Kompressor	84
6.1.2	Wärmebad	85
6.1.3	Hochfrequenzsender	85
6.1.4	Quadrupol-Massenspektrometer	86
6.1.5	Optisches Spektrometer	89
6.1.6	Emittanzmeßgerät	91
6.1.7	Gaußmeter	93
6.2	OmniMess	94
6.2.1	Spezialmessungen	96
6.2.2	Konfiguration	98
6.3	Buttonjustage	99
7	Diskussion und Ausblick	101
A	Das Lambshift-Polarimeter	107
A.1	Messung der Polarisaton	107
A.1.1	Der Ionisierer	108

A.1.2	Das Wienfilter	108
A.1.3	Die Cäsium-Gaszelle	111
A.1.4	Das Spinfilter	111
A.1.5	Die Lyman-Alpha-Detektion	113
A.1.6	Die Polarisationserhaltung	114
A.1.7	Korrekturfaktoren der Polarisationsmessung	116
A.1.8	Der Lock-in-Amplifier	122
A.2	Design der Komponenten	126
A.2.1	Der Ionisierer	128
A.2.2	Die Cäsium-Gaszelle	130
A.2.3	Das Spinfilter	132
A.2.4	Der Lyman-Alpha-Detektor	136
A.2.5	Datenaufnahme und Auswertung	138
B	Die Multipolmagnete der Atomstrahlquelle	143
C	Funktionsumfang der Steuerungs- und Meßprogramme	149
C.1	Steuerungs- und Meßsoftware	149
C.1.1	Helium-Kompressor Leybold Coolpak 4000	150
C.1.2	Wärmebad Lauda Ecoline E200	151
C.1.3	Hochfrequenzsender Hüttinger PFG-RF300	152
C.1.4	Quadrupol-Massenspektrometer Balzers QMG 421	154
C.1.5	Optisches Spektrometer Ocean Optics S2000	159
C.1.6	Emittanzmeßgerät	160
C.1.7	Gaußmeter Magnet-Physik FH27	162
C.2	OmniMess	164
C.2.1	Hauptprogramm und Spezialmessung	164
C.2.2	Konfigurationsdatei	165
C.2.3	Plot der Meßwerte und Auswertung	172
C.2.4	Datatrans	174
C.3	Buttonjustage	175
D	Die Fernsteuerung der PIQ LASCO	177
D.1	Vorgeschichte	177
D.2	Der derzeitige Zustand	179

D.2.1	Hardware	179
D.2.2	Software	180
D.3	Funktionsumfang der Fernsteuerung	183
D.3.1	Der Server	183
D.3.2	Die Steuer- und Meß-Software	186
E	Miszellaneen	205
E.1	Elektronenstrahlheizung des W-Buttons	205
E.2	Filament des LSP-Ionisierers	206
E.3	Oberflächenbeschichtung der Speicherzelle	206
	Literaturverzeichnis	207

Abbildungsverzeichnis

2.1	Stern-Gerlach-Experiment [Ger77]	5
2.2	Darstellung der Tensorpolarisation [Sch04]	10
2.3	Zeeman-Effekt des H-Atoms	12
2.4	Breit-Rabi-Diagramm für Wasserstoff	14
2.5	Vektorpolarisation p_z der Hyperfeinstruktur-Komponenten des Wasserstoffs im äußeren Magnetfeld	16
2.6	Breit-Rabi-Diagramm für den angeregten Zustand ($n=2$) des Wasserstoffs	17
2.7	Lebensdauer der Hyperfeinzustände des Wasserstoffs	19
2.8	Breit-Rabi-Diagramm für den $2S$ -Zustand des Deuteriums	20
2.9	Vektor- (p_z) und Tensor- (p_{zz}) Polarisation des Deuteriums im äußeren Magnetfeld	21
3.1	Grundprinzip einer polarisierten Atomstrahlquelle	23
3.2	Effektives magnetisches Moment des Wasserstoffatoms	26
3.3	Trajektorien (Länge der ABS: 245 cm)	30
3.4	Trajektorien (Länge der ABS: 95 cm)	30
3.5	Aufbau der Atomstrahlquelle	32
3.6	Gesamtansicht der Atomstrahlquelle	33
3.7	Aufbau des Schwachfeldübergangs	36
3.8	Transversales Magnetfeld im Bereich des Gehäuses	36
3.9	Schwachfeldübergang	37
3.10	Nozzle-Temperatur-Verlauf	39
3.11	Nachweis des atomaren H-Strahls auf MoO_3 -Platten	40
3.12	Polarisation des H-Atomstrahls	43

4.1	Energieniveaus der Elektronen auf einer Metalloberfläche	45
4.2	W_{eff} von Wolfram in Abhängigkeit von θ	47
4.3	Abdampfraten als Funktion der rel. Oberflächenbelegung	49
4.4	Funktionsprinzip der Cs ⁺ -Extraktion	50
4.5	Simulation einer optimierten Extraktionsgeometrie [Lem98]	51
4.6	Elektroneneinfangquerschnitt für Cs ⁺ an neutralem Cs	52
4.7	Gesamtansicht von Cäsiumstrahlquelle und Speicherzelle	54
4.8	Button-Justageeinheit	56
4.9	Button, Querschnitt (l.) und montiert (r.)	59
4.10	REM-Aufnahme der Wolfram-Oberfläche	59
4.11	Cs ⁺ -Strom als Funktion der Extraktionsspannung	61
4.12	Cs ⁺ -Strahl im Bereich der Button-Kammer	62
4.13	Abhängigkeit des Cs ⁺ -Strahls von der Ofentemperatur	63
5.1	Wirkungsquerschnitte von $\vec{H}^0(\vec{D}^0) + Cs^0 \rightarrow \vec{H}^-(\vec{D}^-) + Cs^+$	68
5.2	Schematischer Aufbau der CBS (von 1993) an COSY Jülich	69
5.3	Prinzip von Speicherzelle und \vec{H}^- -Extraktion	71
5.4	Die Speicherzelle	74
5.5	Schematischer Aufbau von SAPIS	76
6.1	He_Coolpak.tcl, graphische Standard-Oberfläche	84
6.2	Lauda_E200.tcl, graphische Standard-Oberfläche	85
6.3	PFG-RF300.tcl, graphische Standard-Oberfläche	86
6.4	QMG421.tcl, graphische Standard-Oberfläche	87
6.5	QMG421.tcl, Beispiel eines Massenspektrums	88
6.6	Ocean_S2000.tcl, graphische Standard-Oberfläche	89
6.7	Ocean_S2000.tcl, Beispiel eines optischen Spektrums	90
6.8	Meßprinzip der Schlitz-Draht-Methode	91
6.9	Emi.tcl, graphische Benutzeroberfläche	92
6.10	Emi.tcl, Messung (l.) und Berechnung (r.)	92
6.11	Gauss.tcl, graphische Benutzeroberfläche	93
6.12	OmniMess, graphische Benutzerberfläche	95
6.13	Spezialmessung mit OmniMess	96
6.14	Darstellung und Weiterverarbeitung der Spezialmessung	97

A.1	Darstellung des Lambshift-Polarimeters	107
A.2	Kopplungen der HFS-Komponenten des $2S_{1/2}$ -Zustands	112
A.3	Einfluß der Magnetfelder von Ionisierer und Cäsium-Gaszelle auf die Polarisationsmessung	115
A.4	Anstieg der H_2^+ - und H^+ -Ionenströme bei Erhöhung des H_2 -Partialdrucks	118
A.5	Blockschaltbild des Lock-in Amplifiers [EGG98]	123
A.6	Gesamtansicht des Lambshift-Polarimeters	127
A.7	Aufbau und Potentialverlauf des Glavish-Ionisierers	128
A.8	Magnetfeld auf der Strahlachse des Ionisierers	129
A.9	Prinzipieller Aufbau der Cäsium-Gaszelle	131
A.10	Schematischer Aufbau des Spinfilters	132
A.11	Longitudinale Magnetfelder in den Spinfiltern	133
A.12	Resonanzkammer des Spinfilters	134
A.13	Beispiel einer Resonanzkurve der Resonanzkammer	135
A.14	Aufbau der Quenchlinse.	137
A.15	Aufbau des Lyman-Alpha-Detektors	138
A.16	Schema der Datenaufnahme	139
A.17	Spektren eines pol. Deuterium-Strahls	140
B.1	Sextupolmagnet S1, Ansicht und Feldverlauf	145
B.2	Sextupolmagnet S2, Ansicht und Feldverlauf	145
B.3	Sextupolmagnet S3, Ansicht und Feldverlauf	146
B.4	Sextupolmagnet S4, Ansicht und Feldverlauf	146
B.5	Sextupolmagnet S5, Ansicht und Feldverlauf	147
B.6	Quadrupolmagnet Q1, Ansicht und Feldverlauf	147
D.1	Hardware-Schema der LASCO-Fernsteuerung	179
D.2	Elemente der LASCO-Fernsteuerung (Auswahl)	181
D.3	Standardclients	187
D.4	Regelnder Standardclient	191
D.5	Die Clients <code>aluzent.tcl</code> und <code>cs_vakua_er.tcl</code>	193
D.6	Der Client <code>quellencup_er.tcl</code>	194
D.7	Die Clients <code>pol_richtung_2.tcl</code> und <code>pol_extern.tcl</code>	195
D.8	Der Client <code>schalter.tcl</code>	196

D.9	Der Protoll-Client <code>saveload.er.tcl</code>	197
D.10	Der Protoll-Client <code>protokol1D.er.tcl</code>	198
D.11	Der Protokoll-Plot <code>plot_piq.tcl</code>	200
D.12	Das Auswahl-Programm <code>Piq</code>	201

1 Motivation

In Streuexperimenten bietet die Verwendung kernspinpolarisierter Teilchenstrahlen die Möglichkeit, aufgrund der Vielzahl unabhängiger Observablen reichhaltigere Informationen über Reaktionsdynamik und die zwischen den Nukleonen wirkenden Kräfte zu erhalten. Wegen des ansteigenden Bedarfs an solchen Experimenten ist die Entwicklung von Quellen zur Erzeugung polarisierter Teilchenstrahlen höherer Intensitäten weiterhin ein aktuelles Forschungsgebiet. In heutiger Zeit verfügen zwar die meisten modernen Beschleuniger über Quellen polarisierter Ionenstrahlen, meist ist aber die Intensität der polarisierten gegenüber den unpolarisierten Teilchenstrahlen deutlich niedriger.

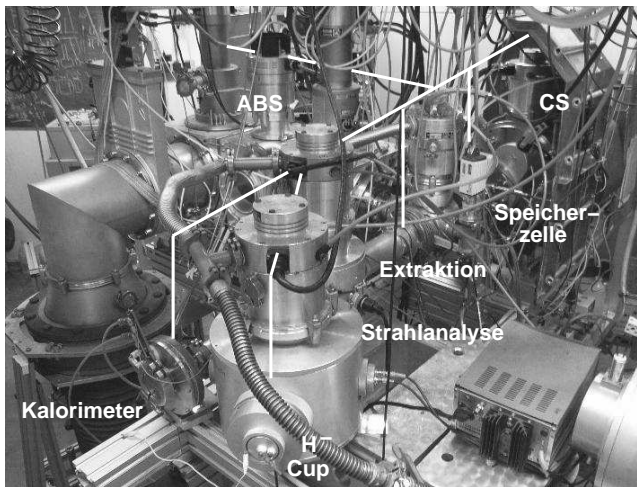
Eine erfolgreiche Entwicklung speziell für diejenigen Beschleuniger, die negative polarisierte Ionenstrahlen benötigen, ist die Colliding-Beams-Source (CBS), in der ein thermischer polarisierter Wasserstoff- oder Deuterium-Atomstrahl mit einem hochenergetischen neutralen Cäsium-Atomstrahl auf einer Strahlachse zur Kollision gebracht wird, um in der Ladungsaustauschreaktion $\vec{H}^0 + Cs^0 \rightarrow \vec{H}^- + Cs^+$ bzw. $\vec{D}^0 + Cs^0 \rightarrow \vec{D}^- + Cs^+$ kernspinpolarisierte Ionen zu erzeugen. Während die polarisierten Wasserstoffatome einer klassischen Atomstrahlquelle mit Stern-Gerlach-Separation der einzelnen Hyperfeinstrukturzustände entstammen, wird der neutrale Cäsiumstrahl produziert, indem durch thermische Oberflächenionisation zunächst ein positiver Cäsium-Ionenstrahl gebildet und auf 30 - 60 keV beschleunigt wird, der anschließend in einer Cs-Dampfzelle neutralisiert wird.

Ein Beispiel für eine solche CBS ist diejenige am Cooler-Synchrotron COSY des Forschungszentrums Jülich, die – nach mehreren Jahren der Optimierung – im gepulsten Betrieb heute H^- -Strahlströme bis zu

$50 \mu\text{A}$ produziert, wobei die Strahlpolarisation Werte bis zu 90 % des theoretisch Möglichen annimmt [COS05].

Bereits 1995 wurde während des „Workshop on Polarized Beams and Polarized Gas Targets“ in Köln unabhängig voneinander von mehreren Teilnehmern [Bel96] [Cle96] [Lem96] eine neuartige Quelle vorgeschlagen, die im Gegensatz zur CBS auf dem Prinzip einer T-förmigen Speicherzelle für die Ladungsaustauschregion basiert und aufgrund der bis zu zehnfach höheren \vec{H}^0 -Targetflächendichte eine entsprechende Steigerung des \vec{H}^- -Ausstoßes zu erwarten läßt.

Eine solche, SAPIS¹ genannte Quelle wurde in den letzten Jahren erstmals im Institut für Kernphysik der Universität zu Köln entwickelt und deren Funktionsfähigkeit nachgewiesen.



¹Stored Atoms Polarized Ion Source

In Kapitel 2 werden zunächst die Grundlagen zu Spin und Polarisation vorgestellt. Kapitel 3 beinhaltet die Theorie zur Erzeugung des polarisierten Atomstrahls, die Beschreibung des Aufbaus der Atomstrahlquelle und die Messung ihrer Strahleigenschaften. Im 4. Kapitel werden dann die Grundlagen zur Erzeugung, Beschleunigung und Neutralisation des Cäsiumstrahls dargelegt. Kapitel 5 beschreibt die Entwicklung der Speicherzelle und führt damit zur Vervollständigung der SAPIS. Nach Kapitel 6, in dem die Software beschrieben wird, die zur Steuerung und Überwachung der SAPIS entwickelt wurde, werden die Ergebnisse der durchgeführten Messungen diskutiert und ein Ausblick auf mögliche und notwendige Erweiterungen und Verbesserungen der Quelle gegeben.

Anschließend folgt die Vorstellung des wichtigsten Meßinstruments, des Lambshift-Polarimeters (Anhang A). Auf die Fernsteuerung der Kölner Quelle polarisierter Ionen LASCO, die parallel zu dieser Arbeit fertiggestellt wurde, wird im Anhang D eingegangen.

2 Theorie

2.1 Spin und Polarisation

Als neue Eigenschaft der Atome wurde bereits 1921 von Stern und Gerlach [Ger22] bei ihrem berühmten, in Abbildung 2.1 dargestellten Experiment die „Richtungsquantelung“ nachgewiesen.

Hierbei durchquerte ein Strahl aus atomarem Silber ein stark inhomogenes magnetisches Dipolfeld und wurde – entgegen der klassischen Erwartung – in zwei diskrete Komponenten aufgespalten. 1925 erklärten Goudsmit und Uhlenbeck [Gou25] dieses Phänomen dadurch, indem sie jedem Teilchen einen Eigendrehimpuls, den „Spin“ \vec{S} , zuordneten. Dieser kann, entlang einer festgelegten Quantisierungsachse z , nur zwei diskrete Werte annehmen: $S_z = +1/2 \cdot \hbar$ oder $S_z = -1/2 \cdot \hbar$.

Aus dem Spin resultiert das magnetische Moment $\vec{\mu}$, das mit dem Magnetfeld¹ im Stern-Gerlach-Versuch in Wechselwirkung tritt.

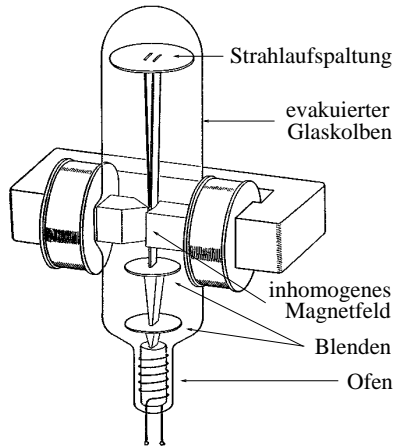


Abbildung 2.1: Stern-Gerlach-Experiment [Ger77]

¹Der Begriff „Magnetfeld“ wird hier für die magnetische Flußdichte B verwendet.

Damit ergibt sich die Energie der Atome zu:

$$V_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.1)$$

mit dem magnetischen Moment:

$$\vec{\mu} = -g_s \cdot \mu_B \cdot \frac{\vec{S}}{\hbar}. \quad (2.2)$$

Hierbei ist $g_s \approx 2$ der g-Faktor und $\mu_B = \frac{e \cdot \hbar}{2 \cdot m}$ das Bohrsche Magneton. Damit folgt:

$$F_z = -\frac{\delta V}{\delta z} = g_s \cdot \mu_B \cdot \frac{S_z}{\hbar} \cdot \frac{\delta B}{\delta z} \quad (2.3)$$

Somit wirkt auf die Silberatome eine resultierende Kraft mit festem Betrag und unterschiedlichem Vorzeichen, die sie in die eine bzw. die entgegengesetzte Richtung ablenkt.

Auch die Feinstruktur der Atomspektren wird erklärt. Der Bahndrehimpuls der Elektronen erzeugt wiederum ein Magnetfeld, welches mit dem Elektronenspin in Wechselwirkung tritt. Je nach Orientierung des Spins parallel oder antiparallel zum Bahndrehimpuls existieren zwei energetisch getrennte Zustände mit gleichen Quantenzahlen n , l und m .

1927 wurde diese Theorie von Phipps und Taylor bestätigt. Sie zeigten, daß auch das Wasserstoff-Atom ein diskretes magnetisches Moment besitzt [Phi27]. Da sein Bahndrehimpuls $l = 0$ ist, blieb nur ein neuer Freiheitsgrad mit den Eigenschaften eines Drehimpulses – der Spin – als elementare Eigenschaft der Materie übrig.

Quantenmechanisch wird der Spin durch die Spinoperatoren S_i beschrieben, die der Vertauschungsrelation

$$S_i \cdot S_j - S_j \cdot S_i = \epsilon_{ijk} \cdot S_k \quad (2.4)$$

genügen. Damit sind die Operatoren hermitesch und spurlos.

In kartesischen Koordinaten bilden die Komponenten $S_{x,y,z}$ den Vektor \vec{S} , für deren Eigenwerte und Eigenfunktionen $|sm\rangle$ gilt:

$$\vec{S}^2 |sm\rangle = s \cdot (s + 1) \cdot \hbar |sm\rangle \quad (2.5)$$

$$S_z |sm\rangle = m \cdot \hbar |sm\rangle \quad (m = -s, \dots, s) \quad (2.6)$$

Zur vollständigen Beschreibung der Eigenfunktionen sind die Spinquantenzahl s und die Magnetquantenzahl m erforderlich, wobei es für m $(2s + 1)$ Einstellmöglichkeiten gibt. Damit gibt es im einfachsten Fall $-s = 1/2$ – entlang der z -Achse nur die beiden Eigenfunktionen mit $m = \pm 1/2$. Die $|sm\rangle$ sind Eigenfunktionen sowohl des Operators \vec{S}^2 als auch der Komponente S_z .

In der Matrixdarstellung sind die Spinoperatoren die sogenannten Pauli-Matrizen

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

mit

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \hbar \vec{\sigma}, \quad (2.7)$$

die einschließlich der Einheitsmatrix linear unabhängig sind und somit eine Basis bilden. Daher kann jeder Spinoperator mit $s = 1/2$ nach ihnen entwickelt werden.

Somit ist für ein einzelnes Spin-1/2-Teilchen der Erwartungswert $\langle S_z \rangle = \pm 1/2\hbar$ und damit $\langle \sigma_z \rangle = \pm 1$. Wird jedoch – wie bei einem Atom- oder Ionenstrahl – der Erwartungswert eines Ensembles von Teilchen betrachtet, so wird der statistische Mittelwert der Erwartungswerte aller Teilchen benötigt. Quantenmechanisch wird dieser durch den Dichteoperator ρ beschrieben:

$$\rho = \sum_{i=1}^n p_i \cdot |sm_i\rangle \langle sm_i| \quad (2.8)$$

Hier ist p_i die Wahrscheinlichkeit des Vorhandenseins des i -ten Zustands im Ensemble und n die Anzahl der reinen Zustände.

Hieraus ergibt sich die Definition der **Polarisation**:

Die Polarisationskomponente p_i ($i = x, y, z$) eines Ensembles von Teilchen ist der Erwartungswert $\langle \sigma_i \rangle$ des Pauli-Operators σ_i über alle Teilchen:

$$p_i = \langle \sigma_i \rangle = \text{Spur}(\rho \sigma_i). \quad (2.9)$$

Damit ist

$$\vec{p} = (p_x, p_y, p_z) \quad (2.10)$$

die **Vektorpolarisation** eines Ensembles von Spin-1/2-Teilchen.

Liegt nun die Polarisation \vec{p} parallel zur Quantisierungsachse ($|\vec{p}| \equiv p_z$), so gilt:

$$p_z = p_{\uparrow} \langle \uparrow | \sigma_z | \uparrow \rangle + p_{\downarrow} \langle \downarrow | \sigma_z | \downarrow \rangle = p_{\uparrow} - p_{\downarrow} \quad (2.11)$$

Sind die Zustände mit $m = 1/2$ und $m = -1/2$ mit der gleichen Teilchenzahl besetzt, d.h. $N_{\uparrow} = N_{\downarrow}$, so ist $p_z = 0$. Liegen in einem der Zustände jedoch mehr Teilchen vor (z.B. $N_{\uparrow} > N_{\downarrow}$), ergibt sich entlang der Quantisierungsachse eine Polarisation $p_z > 0$ mit:

$$p_z = p_{\uparrow} - p_{\downarrow} = \frac{N_{\uparrow}}{N_{ges}} - \frac{N_{\downarrow}}{N_{ges}} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{ges}}. \quad (2.12)$$

Haben alle Teilchen des Ensembles den Zustand $m = 1/2$, so ist $p_z = 1$. Für den Zustand $m = -1/2$ ergibt sich $p_z = -1$. Also gilt:

$$-1 \leq p_z \leq 1. \quad (2.13)$$

Für **Spin-1**-Teilchen gibt es nach (2.6) drei mögliche Erwartungswerte und somit drei Eigenfunktionen:

$$|s = 1, m = 1\rangle, |1, 0\rangle, |1, -1\rangle. \quad (2.14)$$

Für die Spinoperatoren in der Matrixdarstellung ergibt sich

$$S_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad S_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}$$

$$S_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Obwohl auch diese Matrizen einschließlich der Einheitsmatrix linear unabhängig sind, werden hier zur Erzeugung des Dichteoperators ρ oder beliebiger weiterer Spinoperatoren fünf zusätzliche Matrizen benötigt, die wie folgt konstruiert werden:

$$S_{ij} = \frac{3}{2}(S_i S_j + S_j S_i) - 2E\delta_{ij} \quad (i, j = x, y, z). \quad (2.15)$$

Aufgrund der Bedingung $\text{Spur}(S) = 0$ sind fünf dieser Matrizen sowohl linear unabhängig als auch symmetrisch, hermitesch und spurlos.

Analog zu p_i lautet dann die Definition von p_{ij} :

Die Polarisationskomponente p_{ij} ($i, j = x, y, z$) eines Ensembles von Teilchen ist der Erwartungswert $\langle S_{ij} \rangle$ des Operators S_{ij} über alle Teilchen:

$$p_{ij} = \langle S_{ij} \rangle = \text{Spur}(\rho S_{ij}). \quad (2.16)$$

Da die p_{ij} einen Tensor zweiter Stufe bilden, bezeichnet man die Polarisation eines Ensembles von Spin-1-Teilchen als **Tensorpolarisation**. Analog zu (2.11) gilt hier:

$$p_{zz} = \langle S_{zz} \rangle = p_{\uparrow} + p_{\downarrow} - 2p_0. \quad (2.17)$$

Ist die Wahrscheinlichkeit aller Zustände im Ensemble gleich, d.h. $p_{\uparrow} = p_{\downarrow} = p_0 = 1/3$, so ist das Ensemble unpolarisiert: $p_{zz} = p_z = 0$. Ist aber

die Besetzungszahl des Zustand $|1, 0\rangle$ höher als diejenigen der Zustände $|1, \pm 1\rangle$, ergibt sich eine Polarisation $p_{zz} < 0$ mit:

$$p_{zz} = p_{\uparrow} + p_{\downarrow} - 2p_0 = \frac{N_{\uparrow} + N_{\downarrow} - 2N_0}{N_{ges}} \quad (2.18)$$

und es gilt:

$$-2 \leq p_{zz} \leq 1. \quad (2.19)$$

Zur Darstellung der Tensorpolarisation (Abb. 2.2) wird entlang der Quantisierungsachse die Differenz $p_{\uparrow} - p_{\downarrow}$ in positiver bzw. negativer Richtung und senkrecht dazu p_0 aufgetragen. Das Ergebnis ist ein prolater Drehkörper bei positiver und ein oblater Körper bei negativer Tensorpolarisation.

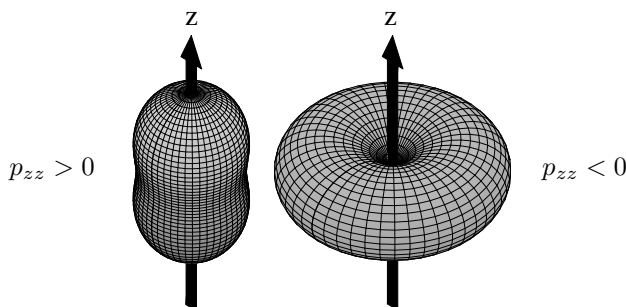


Abbildung 2.2: Darstellung der Tensorpolarisation [Sch04]

2.2 Das H-Atom im äußeren Magnetfeld

Schon 1896 untersuchte Zeeman die Abhängigkeit der Energien der Wasserstofflinien von einem äußeren Magnetfeld. Dies führte zur Entdeckung der Feinstrukturaufspaltung, welche von Schrödinger [Sch26] als Zustände mit unterschiedlichen Drehimpuls- und Spinquantenzahlen l und s interpretiert wurden. Der Gesamtdrehimpuls J folgt aus der Kopplung dieser

beiden Drehimpulse:

$$J = l + s \quad (2.20)$$

und ergibt sich hier zu $J = 1/2$. In einem Magnetfeld hat das Elektron somit die Einstellmöglichkeiten $m_J = \pm 1/2$. Das Proton des H-Atoms besitzt den Spin $I = 1/2$. Hiermit verbunden ist das magnetische Moment μ_I :

$$\mu_I = g_I \cdot \mu_K \cdot I \quad (2.21)$$

wobei g_I der g-Faktor des Protons und $\mu_K = e \cdot \hbar / 2m_P$ das Kernmagneton ist. Das Elektron erzeugt am Ort des Protons ein Magnetfeld, dessen Wechselwirkung mit dem magnetischen Moment des Protons die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustands des H-Atoms bewirkt und gleichzeitig zur Kopplung des Hüllenspins J mit dem Kernspin I führt. Der Gesamtspin F lautet somit:

$$F = I + J. \quad (2.22)$$

Für den Grundzustand des H-Atoms sind mit $I = 1/2$ und $J = 1/2$ somit die Werte $F = 0, 1$ möglich. Von diesem Gesamtspin F hängt die Wechselwirkungsenergie von Hüllen- und Kernspin ab. Die Energie W_F der Hyperfeinstrukturniveaus ist durch

$$W_F = a_H(I \cdot J) \quad (2.23)$$

gegeben [Fic91]. Die Konstante a_H gibt die Hyperfeinstrukturaufspaltungsenergie zwischen den Niveaus $F = 1$ und $F = 0$ wieder. Experimentell ergibt sich für $a_H/h = 1420 \text{ MHz}$.

2.2.1 Das Breit-Rabi-Diagramm

Das Verhalten eines Atoms in einem äußeren Magnetfeld wird durch den Zeeman-Effekt beschrieben, wobei die Grenzfälle eines schwachen und starken Magnetfeldes unterschieden werden müssen. Um zu ermitteln, wann ein Magnetfeld im Fall des H-Atoms schwach oder stark ist, vergleicht man die Energie a_H mit der von μ_B abhängigen Wechselwirkungsenergie des Gesamtatoms im äußeren Magnetfeld. Dasjenige Magnetfeld,

bei dem $a_H = 2 \cdot \mu_B \cdot B$ ist, ergibt sich zu:

$$B_c = 507 \text{ G.} \quad (2.24)$$

Hierbei wird angenommen, daß das magnetische Moment des Gesamatoms im Magnetfeld im wesentlichen durch das magnetische Moment des Elektrons μ_B wiedergegeben wird. Schwache Magnetfelder sind somit wesentlich kleiner als B_c , starke Magnetfelder wesentlich höher.

In einem schwachen äußeren Magnetfeld bleiben I und J gekoppelt, die Zustände können durch die Quantenzahlen F und m_F vollständig beschrieben werden. Für die Wechselwirkungsenergie des Atoms im schwachen Magnetfeld ergibt sich

$$W \sim |\vec{F} \cdot \vec{B}|. \quad (2.25)$$

Liegt das Magnetfeld \vec{B} parallel zur Quantisierungsachse z , so folgt $W \sim m_F \cdot B_z$ und die Zustände spalten in Unterzustände mit verschiedenen m_F auf.

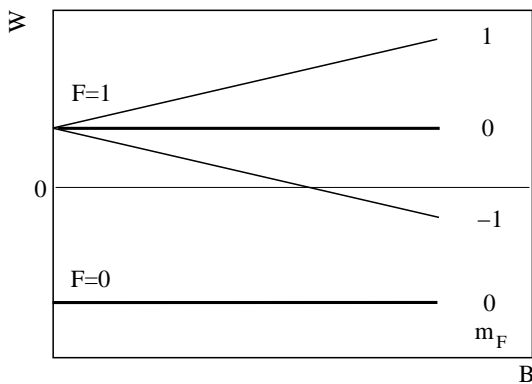


Abbildung 2.3: Zeeman-Effekt des H-Atoms im schwachen äußeren Magnetfeld

Im starken äußeren Magnetfeld (Paschen-Back-Bereich) ist die Wechselwirkungsenergie des Feldes mit dem magnetischen Moment des Elektrons wesentlich größer als die Hyperfeinstrukturwechselwirkung, da das magnetische Moment des Elektrons größer ist als das des Protons. Protonen- und Hüllenspin sind entkoppelt, als „gute“ Quantenzahlen betrachtet man nun m_I und m_J . Die vier möglichen Zustände werden jetzt durch die Kombinationen von $m_I = \pm 1/2$ und $m_J = \pm 1/2$ beschrieben. Daher hängt die Wechselwirkungsenergie im wesentlichen von der Stellung des Elektronenspins m_J zum Magnetfeld ab.

Zur Bestimmung der Kernspinpolarisation im äußeren Magnetfeld entwickelt man die Zustände $|F, m_F\rangle$ des Gesamtdrehimpulses nach Produkten aus den Wellenfunktionen des Gesamthüllendrehimpulses $|m_J\rangle$ und denen des Kernspins $|m_I\rangle$. Mit $a = x/\sqrt{1+x^2}$ und $x = B/B_c$ erhält man unter Berücksichtigung von Normierungsbedingungen für die einzelnen Zustände die allgemeine Lösung der Schrödingergleichung:

$$|1, 1\rangle = \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \quad (1)$$

$$|1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1+a} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{1-a} \left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \right) \quad (2)$$

$$|1, -1\rangle = \left| -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \quad (3)$$

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1-a} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{1+a} \left| -\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \right). \quad (4)$$

Die Lösung der Schrödingergleichung liefert die Energieeigenwerte, die durch die Breit-Rabi-Formel beschrieben werden, womit die Änderungen der Bindungsenergien der vier Hyperfeinstruktur-Untersubzustände berechnet werden können:

$$E_{HFS}(B) = -\frac{\Delta E_{HFS}}{4} + m_f g_p \mu_k B \pm \frac{\Delta E_{HFS}}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2}$$

mit:

$$\begin{aligned}\Delta E_{HFS} &= 5.87 \cdot 10^{-6} \text{ eV} && \text{HFS-Aufspaltung bei } B = 0 \\ g_p &= 5.5858 && \text{g-Faktor für p (Wasserstoff)} \\ x &= \frac{g_J \mu_B - g_K \mu_K}{\Delta E_{HFS}} \cdot B \simeq \frac{2 \mu_B B}{\Delta E_{HFS}} \stackrel{\text{def}}{=} B/B_c \\ I &= \begin{cases} 1/2 & \text{für Wasserstoff} \\ 1 & \text{für Deuterium} \end{cases}\end{aligned}$$

Das Breit-Rabi-Diagramm visualisiert die energetische Aufspaltung der Zeeman-Komponenten als Funktion des angelegten Magnetfelds:

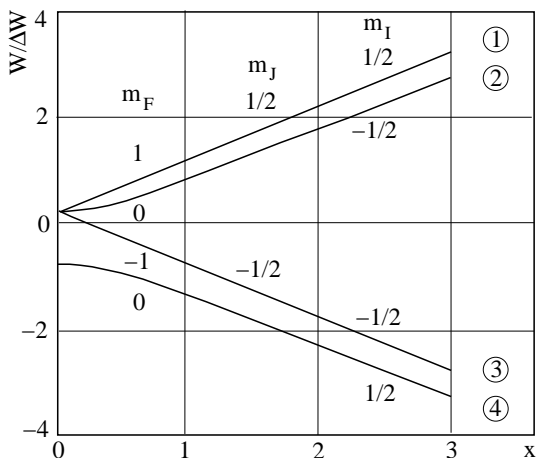


Abbildung 2.4: Breit-Rabi-Diagramm für Wasserstoff

Die Wellenfunktionen der Zustände mit $m_F = \pm 1$, die bereits im schwachen Magnetfeld „gute“ Quantenzahlen m_I und m_J besaßen, bleiben beim Übergang zum starken Feld unverändert. Da auch ihr effektives magnetisches Moment unabhängig hiervon ist, folgt der Energieverlauf dieser Niveaus auch im starken Feld einer Geraden. Die Energien der

Zustände ($m_J = 1/2, m_I = -1/2$) und ($m_J = 1/2, m_I = +1/2$) unterscheiden sich nur durch die Einstellung des Protonenspins. Im starken Magnetfeld ist ihre Energieabhängigkeit durch die Einstellung des magnetischen Moments des Elektrons gegeben. Daher verlaufen diese – wie auch die Zustände ($m_J = -1/2, m_I = -1/2$) und ($m_J = -1/2, m_I = +1/2$) – im Energiediagramm parallel.

2.2.2 Polarisierungserhaltung durch starke Magnetfelder

Sind die Wellenfunktionen in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld bekannt, läßt sich durch Bildung der Erwartungswerte unter Ausnutzung von (2.12) die Polarisierung jeder Hyperfeinstrukturkomponente – abhängig vom Magnetfeld – bestimmen.

Wie aus der quantenmechanischen Beschreibung der Zeeman-Zustände (① - ④) hervorgeht, ist die Polarisierung der Komponenten 1 und 3 unabhängig von diesem Magnetfeld; sie sind „reine“ Zustände, deren Kernspinpolarisation bei Manipulationen der Hülle erhalten bleibt. Für die Komponenten 2 und 4 verschwindet die Polarisierung im schwachen Magnetfeld, sie enthalten dort mit gleicher Wahrscheinlichkeit die Zustände „ \uparrow “ und „ \downarrow “. Im starken Magnetfeld werden Kernspin und Hüllenspin entkoppelt. Dadurch kann bei der Ionisation, die eine Manipulation der Hülle darstellt, der Kernspin nicht mehr beeinflusst werden.

Zwar kann die Polarisierung nicht vollständig erhalten werden; bei einem angelegten Magnetfeld von 1500 G – d.h. dem Dreifachen von B_c – ist die Polarisierung der Zustände 2 und 4 bereits zu 95 % erhalten, bei 2000 G sind es 97 %. Somit kann bei einem vorgegebenen Magnetfeld die Polarisierungserhaltung bestimmt und bei der Messung der Polarisierung berücksichtigt werden.

In Abb. 2.5 ist die Kernspinpolarisation für jede der vier Hyperfeinstrukturkomponenten als Funktion des äußeren Magnetfeldes dargestellt.

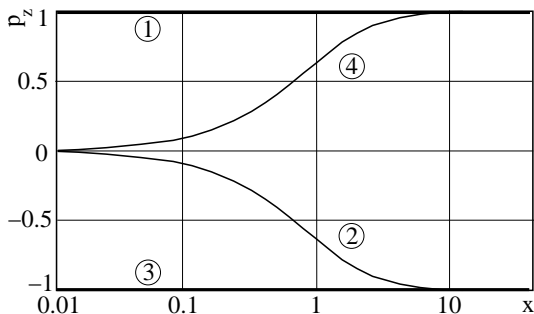


Abbildung 2.5: Vektorpolarisation p_z der Hyperfeinstruktur-Komponenten des Wasserstoffs im äußeren Magnetfeld

Für die Polarisation des 2. Zustands gilt:

$$p_{z\textcircled{2}}(B) = P_{\uparrow} - P_{\downarrow} = \left(\frac{1-a}{2}\right) - \left(\frac{1+a}{2}\right) = -a(B). \quad (2.26)$$

Für den 4. Zustand gilt analog:

$$p_{z\textcircled{4}}(B) = a(B). \quad (2.27)$$

$P_{\uparrow/\downarrow}$ ist hier die Wahrscheinlichkeit, $|m_I = \pm\frac{1}{2}\rangle$ im Zustand $|F = 1, m_F = 0\rangle$ zu finden.

2.2.3 Der metastabile $2S_{1/2}$ -Zustand

Wie im Breit-Rabi-Diagramm für den angeregten Zustand (Abb. 2.6) dargestellt, sind die Zustände $2S_{1/2}$ und $2P_{1/2}$ in Abwesenheit eines Magnetfelds durch die Lambshift getrennt. Im $2S$ -Zustand beträgt die Hyperfeinstrukturaufspaltung $7.36 \cdot 10^{-7} eV$, im $2P$ -Zustand sogar nur $2.48 \cdot 10^{-7} eV$.

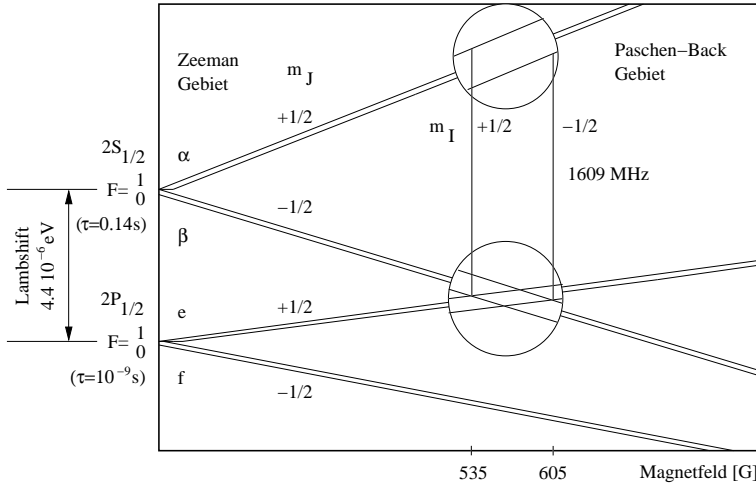


Abbildung 2.6: Breit-Rabi-Diagramm für den angeregten Zustand ($n=2$) des Wasserstoffs

Im Magnetfeld spalten die Komponenten α und β des $2S_{1/2}$ -Zustands und die e- und f-Komponenten des $2P_{1/2}$ -Zustands auf, wobei die Energieeigenwerte der β -Komponente im Paschen-Back-Gebiet zwischen 535 und 605 G die e-Komponente kreuzen. Bei diesen Magnetfeldern sind somit je zwei Zustände mit gleichem Kernspin energetisch entartet.

Sehr unterschiedlich sind die Lebensdauern der $2S_{1/2}$ - und $2P_{1/2}$ -Zustände. Die hohe Lebensdauer von 0.14 s des $2S_{1/2}$ -Zustands resultiert aus nahezu ausschließlich auftretenden Zwei-Quanten-Übergängen für den Zerfall [Bre40]. Atome im $2P_{1/2}$ -Zustand gelangen durch Dipol-Übergänge in den $1S_{1/2}$ -Grundzustand und haben dadurch mit 10^{-9} s eine sehr geringe Lebensdauer.

Direkte Übergänge zwischen dem $2S_{1/2}$ - und dem $2P_{1/2}$ -Zustand sind sehr unwahrscheinlich, da die Zustände energetisch sehr nah beieinander

liegen. Auch an den Kreuzungspunkten, wo die Bindungsenergien der Zustände entartet sind, verstößt ein Übergang gegen die Paritätserhaltung. Erst die Anwesenheit eines elektrischen Feldes ändert die Übergangswahrscheinlichkeit proportional zum Quadrat seiner Feldstärke. Beide Zustände können durch den Stark-Effekt koppeln und die Atome des $2S_{1/2}$ -Zustands den Grundzustand schnell erreichen. Somit ändert sich die Lebensdauer des $2S_{1/2}$ -Zustands abhängig von der Feldstärke des elektrischen Feldes:

$$\tau(2S_{1/2}) = \left(\frac{19}{E [V/cm]} \right)^2 \mu s \quad (2.28)$$

Bei gleicher elektrischer Feldstärke steigt die Lebensdauer eines Zustands mit der Energiedifferenz zu einem anderen Zustand. Die Lebensdauer der α -Komponenten steigt aber mit dem angelegten Magnetfeld, da diese sich von allen Komponenten des $2P_{1/2}$ -Zustands energetisch entfernen (Abb. 2.6). Die Lebensdauer der β -Komponenten besitzt hingegen am Kreuzungspunkt mit den e -Komponenten bei $570 G$ ein Minimum. Diese Abhängigkeit der Lebensdauern vom angelegten Magnetfeld ist in Abb. 2.7 dargestellt und wird mit folgender Formel beschrieben [Hae67]:

$$\tau(2S_{1/2}) = \frac{1.13}{E^2 [V^2/cm^2]} \left[(574 \pm 10B [mT])^2 + 716 \right] \cdot 10^{-9} s. \quad (2.29)$$

Weiterhin kann die Lebensdauer durch Einstrahlung einer Hochfrequenz, die Übergänge zwischen den verschiedenen Zeeman-Zuständen induziert, beeinflusst werden.

Das Lambshift-Polarimeter, welches im Rahmen dieser Arbeit installiert wurde (Anh. A), verwendet im Spinfilter diese drei Effekte zur Bestimmung der Polarisation: Zur Selektion der einzelnen Zeeman-Komponenten wird ein äußeres Magnetfeld in einem Bereich zwischen 500 und $620 G$ variiert, während ein elektrisches Feld von $\sim 10 V/cm$ anliegt und eine Hochfrequenz von $1.609 GHz$ eingekoppelt wird (Anh. A.1.4).

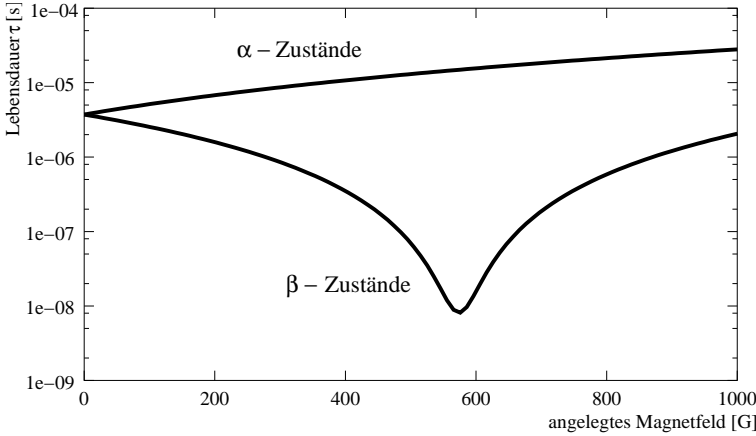


Abbildung 2.7: Lebensdauer der Hyperfeinzustände des Wasserstoffs gegen ein angelegtes Magnetfeld bei einem elektrischen Feld von $10 \frac{V}{cm}$

2.3 Deuterium im äußeren Magnetfeld

Deuterium besitzt den Kernspin $I = 1$, womit sich nach (2.22) für den Gesamtspin die Kopplungsmöglichkeiten $F = 3/2$ und $F = 1/2$ ergeben. Daraus resultieren für das Deuteron insgesamt sechs metastabile Zeeman-Zustände, da die Magnetquantenzahl m_F für $F = 3/2$ vier und für $F = 1/2$ zwei weitere Werte annehmen kann. Analog zu Kap. 2.2.1 (① - ④) lautet die quantenmechanische Beschreibung dieser $|F, m_F\rangle$ -Zustände im metastabilen $2S_{1/2}$ -Zustand ($a = \frac{x+1/3}{\sqrt{1+2/3x+x^2}}$, $b = \frac{x-1/3}{\sqrt{1-2/3x+x^2}}$, $x = \frac{B}{B_c}$):

$$\left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle = \left| \frac{1}{2}, 1 \right\rangle \quad (①)$$

$$\left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1+a} \left| \frac{1}{2}, 0 \right\rangle + \sqrt{1-a} \left| -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle \right) \quad (②)$$

$$\left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1-b} \left| -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle + \sqrt{1+b} \left| \frac{1}{2}, -1 \right\rangle \right) \quad (3)$$

$$\left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle = \left| -\frac{1}{2}, -1 \right\rangle \quad (4)$$

$$\left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1+b} \left| -\frac{1}{2}, 0 \right\rangle - \sqrt{1-b} \left| \frac{1}{2}, -1 \right\rangle \right) \quad (5)$$

$$\left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1+a} \left| -\frac{1}{2}, 1 \right\rangle - \sqrt{1-a} \left| \frac{1}{2}, 0 \right\rangle \right). \quad (6)$$

Die Abhängigkeit dieser metastabilen Komponenten vom äußeren Magnetfeld ist wiederum im Breit-Rabi-Diagramm dargestellt:

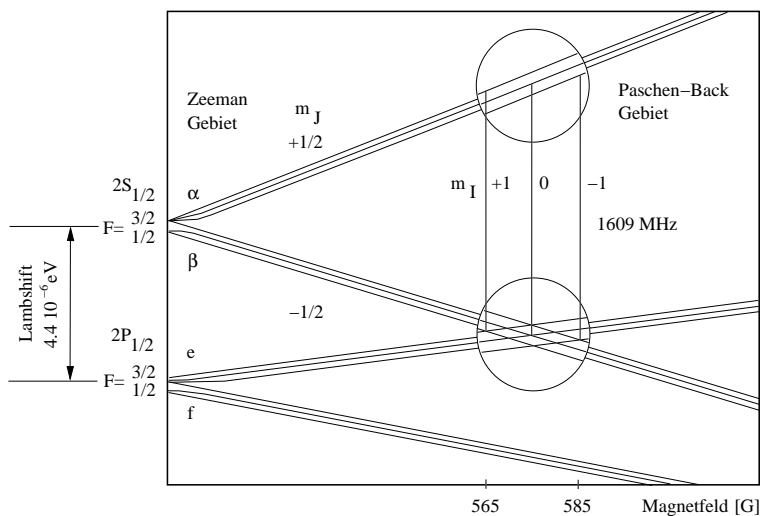


Abbildung 2.8: Breit-Rabi-Diagramm für den 2S-Zustand des Deuteriums

Aufgrund des kleineren magnetischen Moments des Deuterons ist auch die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung der Zustände ($\sim 1.7 \cdot 10^{-7} eV$) geringer als bei Wasserstoff und die Kreuzungspunkte der β - mit den e -Komponenten liegen nur jeweils $10 G$ auseinander. Auch die kritischen Feldstärken $B_c = 114 G$ des $1S$ -Grundzustands und $B_c = 15 G$ des metastabilen $2S$ -Zustands liegen deutlich niedriger.

Analog zu Kap. 2.2.2 kann wiederum aus den Erwartungswerten der einzelnen Zustände der Verlauf der Polarisation im äußeren Magnetfeld berechnet werden.

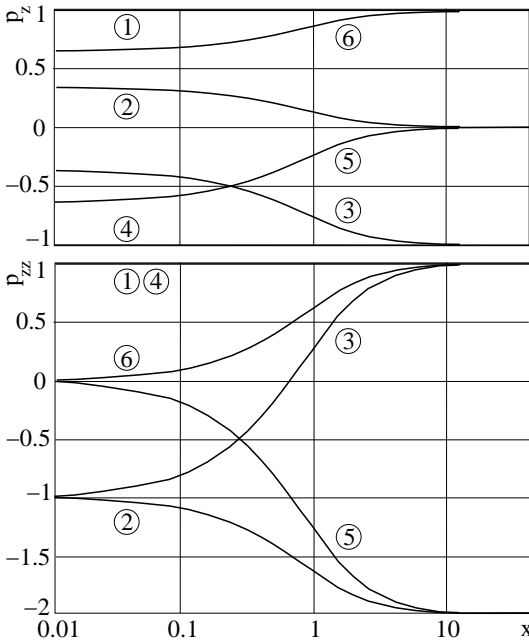


Abbildung 2.9: Vektor- (p_z) und Tensor- (p_{zz}) Polarisation des Deuteriums im äußeren Magnetfeld

3 Die polarisierte Atomstrahlquelle

3.1 Theorie

Das Prinzip einer Grundzustands-Atomstrahlquelle polarisierter Protonen oder Deuteronen ist in Abb. 3.1 am Beispiel von Wasserstoff dargestellt.

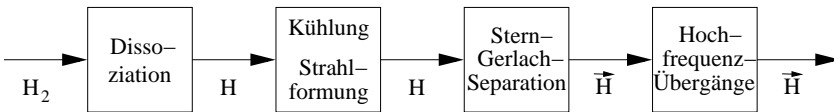


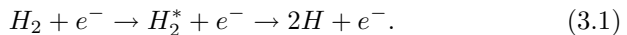
Abbildung 3.1: Grundprinzip einer polarisierten Atomstrahlquelle

Bei diesem Prinzip wird zuerst durch Einkopplung von Hochfrequenz in einem Dissoziator ein Strahl aus thermischen Atomen hergestellt. Dieser wird anschließend in einer Düse (Nozzle) abgekühlt, expandiert adiabatisch ins Vakuum und wird durch kleine Blenden (Skimmer, Kollimator) weiter geformt. In der nachfolgenden Anordnung von Multipolmagneten mit inhomogenen Magnetfeldern werden die Atome mit $m_J = 1/2$ (Zeeman-Komponenten ① + ②) fokussiert und mit $m_J = -1/2$ (③ + ④) defokussiert. Durchquert der nun vollständig hüllenpolarisierte Atomstrahl ein schwaches ($B \ll B_C$) Magnetfeld, wird die Hüllenpolarisation teilweise auf den Kern übertragen. Erhöht wird diese Kernpolarisation durch Hochfrequenzfelder, die die Überführung der Komponente ② in ④ bewirken, welche durch weitere Multipolmagnete aus dem Strahl

entfernt werden kann. Das Resultat ist ein kernspinpolarisierter Strahl mit $m_I = 1/2$.

3.1.1 Dissoziator und Düse

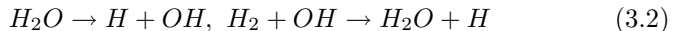
Zur Erzeugung des atomaren Strahls wird das Verfahren der Dissoziation bei niedrigem Druck (typischerweise einige *mbar*) in einem starken Hochfrequenzfeld angewandt. In einer wassergekühlten Glasröhre wird durch Einkopplung eines Hochfrequenzfeldes eine Gasentladung gezündet, so daß der molekulare Wasserstoff (bzw. Deuterium) auf dem Weg der elektronischen Anregung über eine Zwischenstufe dissoziiert wird:



Die verwendeten Frequenzen liegen in der Regel im Bereich zwischen 10 und 30 *MHz* oder im *GHz*-Bereich, wobei eine bestimmte Frequenz für die Effektivität des Dissoziators unbedeutend ist. Es werden Leistungen bis zu mehreren 100 *W* eingekoppelt.

Da die Entladungsröhre sowohl elektrisch isolierend und hitzebeständig sein und zusätzlich einen geringen Rekombinationskoeffizienten haben muß, ist die Wahl ihres Materials sehr eingeschränkt. Werkstoffe, die diese Bedingungen gut erfüllen, sind Quarz- und Pyrexglas, welches aufgrund seines Rekombinationskoeffizienten für atomaren Wasserstoff von $5 \cdot 10^{-3}$ (bei 300 *K*) [Gel71] meist verwendet wird.

Durch Einspeisung geringer ($< 1\%$) Mengen von Sauerstoff oder Wasser kann der Dissoziationsgrad weiter gesteigert werden [Wis64]. In den katalytischen Reaktionen



wird Wasserdampf in der Entladung zu Wasserstoff und Hydroxyd gespalten, wobei das Hydroxyd mit einem Wasserstoffmolekül an der

Dissoziatorwand wieder Wasser und Wasserstoff bildet.

Die so erzeugten Atome verlassen den Dissoziator durch eine Düse und werden zum Strahl geformt. Da im Druckbereich der Düse die mittlere freie Weglänge klein gegenüber der Düsenöffnung ist, wird die Geschwindigkeitsverteilung des Strahls durch die Temperatur der Düse bestimmt, die typischerweise in Bereichen zwischen 30 und 120 K liegt. Diese Kühlung ist notwendig, da die nachfolgenden zur Fokussierung des Strahls verwendeten Multipolmagnete eine begrenzte Akzeptanz in der Transversalenergie der Atome besitzen.

Die Geschwindigkeitsverteilung der Strahlátome wird durch eine modifizierte Maxwell-Verteilung beschrieben, die in guter Näherung der Funktion

$$f(v) \sim v^3 \cdot e^{-(v-v_D)^2 \cdot m / (2 \cdot k_B \cdot T)} \quad (3.3)$$

folgt [Ber86]. Hierbei ist v_D die Driftgeschwindigkeit, m die Atommasse, k_B die Boltzmannkonstante und T die Strahltemperatur.

Bis zu einem Abstand l_m von der Düse ist der Atomstrahl mit dieser Geschwindigkeitsverteilung ausgebildet. Ab diesem Punkt, für den der empirische Wert

$$l_m = 0.67 \cdot d \cdot \sqrt{P/P_0} \quad (3.4)$$

angegeben werden kann [Ash66], findet der Übergang zwischen hydrodynamischem und molekularem Fluß statt (d : Durchmesser der Düse, P : Druck in der Düse, P_0 : Druck am Punkt l_m).

Im Bereich dieses Punktes befindet sich auch die optimale Position des ersten Skimmers [Kei96], der einen Großteil des aufgestreuten Strahls ausblendet und als Trennwand des differentiellen Pumpsystems für den notwendigen niedrigeren Druck in der nachfolgenden zweiten Pumpkammer sorgt.

Den Abschluß der zweiten Kammer bildet in der Regel im geringen Abstand (wenige cm) ein weiterer Skimmer oder Kollimator, sodaß im Be-

reich der dritten Pumpkammer, in der sich die Separationsmagneten und HF-Übergänge befinden, ein gut ausgerichteter kalter Atomstrahl vorliegt.

3.1.2 Die Stern-Gerlach-Separation

Zur Trennung der Zeeman-Komponenten mit verschiedenem Hüllenspin werden starke inhomogene Magnetfelder benötigt. In solchen Feldern wirkt auf neutrale Teilchen mit potentieller Energie W entsprechend ihrem effektiven magnetischen Moment $\mu_{eff} = -\partial W/\partial B$ die Kraft

$$\vec{F} = \mu_{eff} \times \nabla |\vec{B}(r)|. \quad (3.5)$$

In Abb. 3.2 sind die effektiven magnetischen Momente der Zeeman-Komponenten des Wasserstoffs im äußeren Magnetfeld dargestellt. Im genügend starken Magnetfeld liegen hier zwei getrennte Gruppen (① + ② und ③ + ④) vor, auf die nach (3.5) entgegengesetzte Kräfte wirken. Dies führt dann zur räumlichen Trennung der Atome mit $m_J = +1/2$ und $m_J = -1/2$.

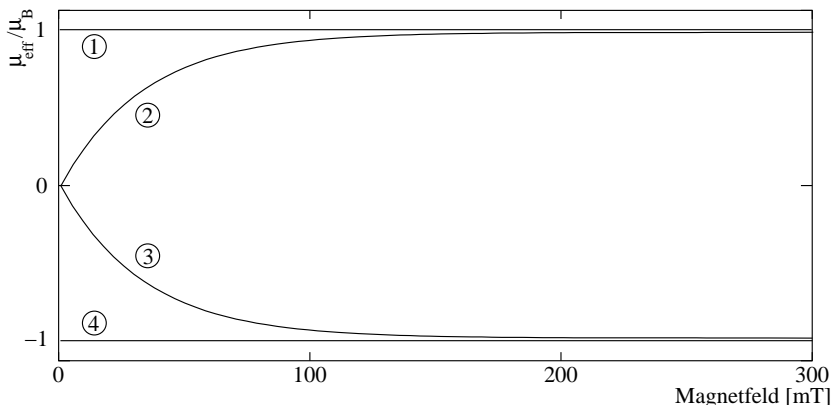


Abbildung 3.2: Effektives magnetisches Moment des Wasserstoffatoms

Zur Fokussierung der Zustände ① und ② bzw. Defokussierung der Zustände ③ und ④ werden Multipolmagnete der Ordnung $2N$ ($N \geq 2$) verwendet, da diese wie ein optisches System und rotationssymmetrisch zur Strahlachse wirken. Für die radiale Abhängigkeit der Feldstärke dieser Magnete gilt (B_0 Polspitzenfeld, r_0 Innenradius):

$$\left| \vec{B}(r) \right| = B_0 \times (\vec{r}/r_0)^{n-1}. \quad (3.6)$$

Durch Einsetzen von (3.6) in (3.5) ergibt sich die Kraft in Abhängigkeit vom Radius:

$$\vec{F} = (n-1) \cdot \mu_{eff} \cdot B_0 \cdot (r^{n-2}/r_0^{n-1}) \times (\vec{r}/r). \quad (3.7)$$

Ein Quadrupol trennt die Spinzustände mit konstanter Kraft und wirkt über einen großen Bereich, bei einem Sextupol zielt die Fokussierung hingegen in einen Punkt. Andererseits sind die Ablenkungseigenschaften eines Quadrupols auf der Strahlachse sehr gut, während sie bei einem Sextupol besser im Außenbereich wirken. In der Strahlsimulation (Kap. 3.1.4) hat es sich daher auch gezeigt, daß ein Quadrupol am Beginn der Multipolanordnung die Atome der „unerwünschten“ Komponenten sofort aus der Strahlachse entfernt.

Für den Fall konstanter Felder und Polschuhabstände läßt sich für Sextupole die folgende Bewegungsgleichung aufstellen:

$$\ddot{r} = \pm \left(\frac{2 \cdot \mu_B \cdot B_0}{m \cdot r_0^2} \right) \cdot r. \quad (3.8)$$

Hierbei ist μ_B das Bohrsche Magneton und m die Masse des Atoms. Für Atome der Zustände ① und ② führen die Lösungen dieser Gleichung zu sinus- bzw. cosinusförmigen Trajektorien, während die Atome der Zustände ③ und ④ hyperbolische Bahnen beschreiben.

Darstellungen der Teilchenbahnen dieser Atomstrahlquelle finden sich in Kapitel 3.1.4, in dem das verwendete Simulationsprogramm und die daraus bestimmte Anordnung der Multipolmagnete beschrieben werden.

3.1.3 Hochfrequenzübergänge

Zur Erzeugung eines Atomstrahls mit hoher Polarisation werden die erstmals 1958 beschriebenen adiabatischen Hochfrequenzübergänge nach Abragam und Winter [Abr58] eingesetzt, in denen man durch den Einsatz geeigneter elektromagnetischer Felder eine im Idealfall vollständige Umbesetzung einzelner Zeeman-Komponenten erreicht.

In einer derartigen Übergangseinheit passieren die Wasserstoffatome ein statisches Gradientenmagnetfeld B_z , dem ein Hochfrequenzfeld überlagert ist, welches je nach Art des Übergangs mittels einer Spule ($B_z \perp B_{HF}$) oder einer Bandleiterstruktur ($B_z \parallel B_{HF}$) erzeugt wird. Im Bereich dieses Hochfrequenzfeldes erfolgt die Änderung des magnetischen Moments der Atome adiabatisch, d. h. langsam gegenüber der Periode der Larmorpräzession.

Die Bezeichnungen der Übergänge lauten historisch bedingt Stark-, Mittel- und Schwachfeld-Übergang, angelehnt an die verwendeten Magnetfeldstärken. Bei den Übergängen finden die folgenden Änderungen der Quantenzahlen F und m_F statt:

- Starkfeldübergang (SFT: **S**trong **F**ield **T**ransition), $B_z \parallel B_{HF}$

$$\Delta F = \pm 1, \quad \Delta m_F = 0, \pm 1$$

- Mittelfeldübergang (MFT: **M**edium **F**ield **T**ransition) und Schwachfeldübergang (WFT: **W**eak **F**ield **T**ransition), $B_z \perp B_{HF}$

$$\Delta F = 0, \quad \Delta m_F = \pm 1, 2, 3, \dots$$

Zwar besitzen MFT und WFT die gleichen Auswahlregeln, beim WFT sind die Zeeman-Niveaus aber nahezu äquidistant. Daher verbindet beim WFT die Einstrahlung einer Hochfrequenz alle Niveaus am selben Ort, unabhängig vom Vorzeichen des Gradientenmagnetfelds [Oh 70] [Bei05]. So vereinigen sich die beiden MFTs ① ↔ ② und ② ↔ ③ zu dem WFT ① ↔ ③.

3.1.4 Strahlsimulation

Die Positionen und Orientierungen der Multipolmagnete und der Ort des hier verwendeten Schwachfeldübergangs wurden anhand verschiedener Berechnungen mit dem Strahlsimulationsprogramm `sup`¹ von Brüggemann [Brü97] bestimmt. Dieses Programm ermöglicht in seiner derzeitigen Version, die Trajektorien von Wasserstoff- und Deuterium-Atomstrahlen aller möglichen Zeeman-Komponenten unter dem Einfluß folgender Parameter der Atomstrahloptik zu berechnen:

- Multipolmagnete: Klasse, Radien, Längen und Magnetfeldstärken
- Driftstrecken: Längen
- Rohre²: Radien und Längen
- Aperturen: Radien
- Hochfrequenzübergänge³: Überführung einer Zeeman-Komponente in eine andere

Diese Parameter können außerdem bezüglich der (Gesamt-)Transmission I oder der figure of merit $P^2 \cdot I$ optimiert werden. Ein Einsatz des Programms für Ionenoptiken ist nicht möglich.

Die Optimierungsmöglichkeit konnte im Rahmen dieser Arbeit aber nur hinsichtlich der Driftstrecken und Aperturen (Skimmer) genutzt werden, da die Multipolmagnete (Bezeichnungen und technische Daten siehe Anh. B) bereits zur Verfügung standen. Alle Rechnungen wurden für eine Strahltemperatur von 110 K durchgeführt.

¹simulations using particles

²Die Atome werden an den Rohrwänden nicht reflektiert, sondern verlassen das Rohr.

³Einem Hochfrequenzübergang kann keine Länge zugeordnet werden. Um einer Übergangseinheit den notwendigen Einbauraum zur Verfügung zu stellen, müssen Driftstrecken vor und hinter dem Übergang eingesetzt werden, deren Längen durch das Programm nicht manipuliert werden dürfen.

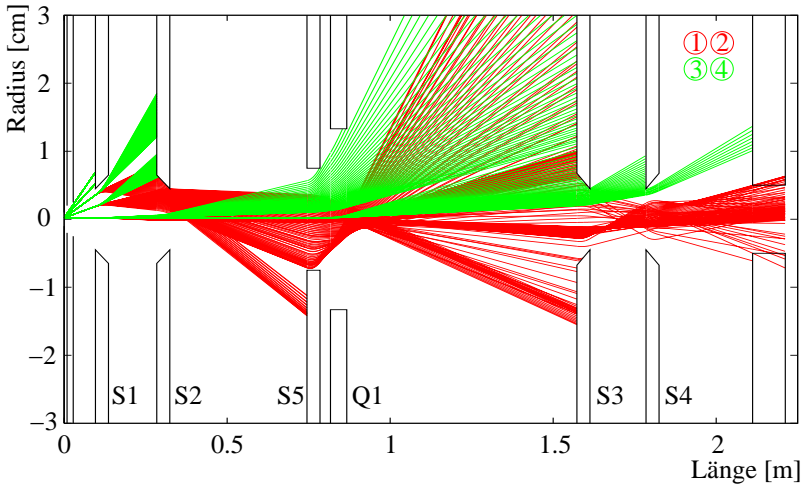


Abbildung 3.3: Trajektorien (Länge der ABS: 245 cm)

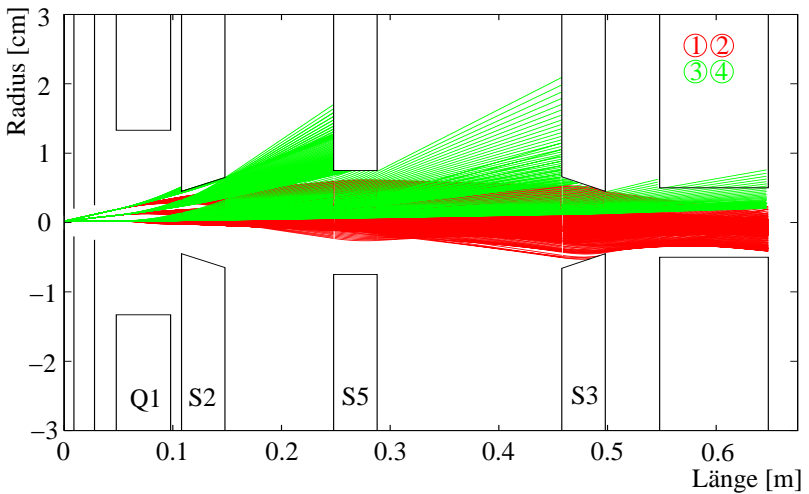


Abbildung 3.4: Trajektorien (Länge der ABS: 95 cm)

In den Abbildungen 3.3 und 3.4 sind die Ergebnisse derartiger Simulationen dargestellt. Berechnet wurden jeweils die Traktorien aller vier Zeeman-Komponenten des Wasserstoffs vom Austritt aus der Nozzle (Länge 0), durch Skimmer und Kollimator (anschließend) und den Bereich der Multipolmagnete bis zum Ende des Eingangsrohrs der Speicherzelle (rechts). Die Positionen von Skimmer, Kollimator und den Multipolmagneten sowie die Orientierung der getaperten Multipole wurden mit dem Programm bezüglich der figure of merit $P^2 \cdot I$ optimiert. Aufgrund der Rotationssymmetrie ist eine zweidimensionale Berechnung ausreichend, von der – der besseren Darstellung wegen – nur die obere Hälfte dargestellt ist.

Abb. 3.3 zeigt eine typische Simulation von Tenckhoff aus der Anfangszeit des Aufbaus der Quelle, in der alle vorhandenen Sextupolmagnete (S1 - S5) und der einzige Quadrupol (Q1) eingesetzt wurden. Zwar werden hier die Komponenten ③ und ④ vollständig defokussiert, leider jedoch auch über 40 % der „erwünschten“ Komponenten ① und ②. Da diese Magnetanordnung zudem eine Verlängerung der Quelle um etwa 150 % mit den damit gekoppelten Nachteilen zur Folge hatte⁴, wurden derartige Konstellationen nicht weiter verfolgt.

Stattdessen wurde versucht, im Bereich der vorhandenen Vakuumkammern eine Anordnung einer Auswahl von Multipolen zu finden, die eine hinreichend gute figure of merit $P^2 \cdot I$ liefert. In Abb. 3.4 ist die anschließend auch realisierte Anordnung mit einem Quadrupol und drei Sextupolen dargestellt, in der die Zeeman-Komponenten ① und ② verlustfrei die Speicherzelle erreichen. Der dort noch vorhandene Anteil der Komponenten ③ und ④ beträgt weniger als 5 % und wird als Kompromiß zu der Kürze der Quelle in Kauf genommen. Der Schwachfeldübergang wird hinter dem Sextupol 5 eingesetzt, wodurch die Defokussierung der

⁴Die Quelle besteht aus drei Vakuumkammern mit einer Gesamtlänge von 95 cm. Um die Magnetanordnung einbauen zu können, wurde die dritte Vakuumkammer ohne Installation zusätzlicher Vakuumpumpen mit einem Rohr von 150 cm verlängert. Allein die daraus resultierenden Vakuumbedingungen verbieten letztlich diesen Aufbau.

dort entstehenden Komponente ③ durch den Sextupol 3 ermöglicht wird.

Von Bedeutung ist auch, daß der Quadrupol nun als erster Magnet eingesetzt wird, da nur dieser auch auf der Strahlachse sehr gute defokussierende Eigenschaften für die Komponenten ③ und ④ besitzt (Kap. 3.1.2).

Das Vertrauen in dieses Simulationsprogramm wurde abschließend durch die Bestimmung der Vektorpolarisation des Atomstrahls mit dem Lambshift-Polarimeter bestätigt (siehe Kap. 3.3.3).

3.2 Design der Komponenten

Die Atomstrahlquelle ist in drei würfelförmigen Vakuumkammern installiert, die – getrennt durch die Skimmer – die drei Stufen des differentiellen Pumpsystems bilden (Abb. 3.5 und 3.6).

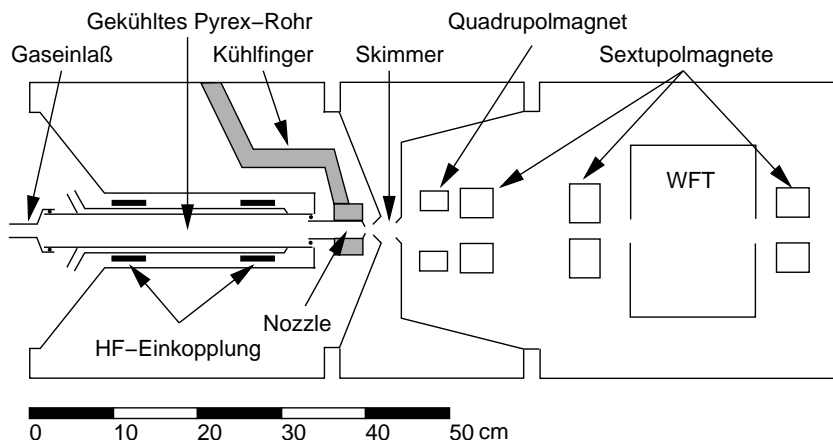


Abbildung 3.5: Aufbau der Atomstrahlquelle

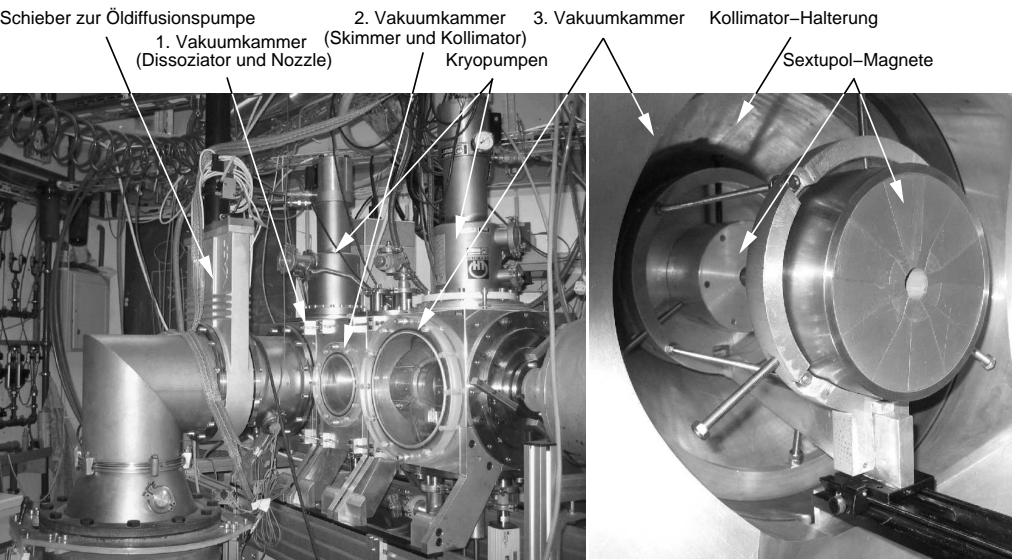


Abbildung 3.6: Gesamtansicht der Atomstrahlquelle und Teilansicht der 3. Vakuumkammer

Die erste Vakuumkammer enthält den Dissoziator und die gekühlte Nozzle. Der Dissoziator besteht aus einem Rohr aus Pyrex-Glas (Länge 350 mm, Innendurchmesser 17 mm), welches über einen Außenmantel mit Wasser gekühlt wird. Über diesem Mantel ist die kapazitive Einkopplung der Hochfrequenz installiert, die von einem Sender PFG RF300 von Hüttinger⁵ mit der Festfrequenz von 13.56 MHz und einer Leistung von bis zu 300 W erzeugt wird. Durch ein Anpassungsnetzwerk kann die eingekoppelte Leistung maximiert und die rückgekoppelte Leistung minimiert werden. Der Sender und die o. g. Leistungen werden durch eine speziell geschriebene Software unter LINUX geregelt und überwacht (siehe Kap. 6.1.3).

Die hinter dem Dissoziator befindliche Nozzle aus AlMg3 ist 75.5 mm lang und hat einen Innendurchmesser von 15 mm. Dieser verjüngt sich zum Ausgang hin und besteht am Ende aus einem 17 mm langen Kanal mit 2 mm Durchmesser. Hier ist außen der Kühlfinger aus Kupferstäben bzw. -bändern aufgespresst, welcher die Nozzle mit dem Kaltkopf einer Kryopumpe (Leybold⁶ RGD 210) verbindet. Weil die Kühlleistung dieser Pumpe (1. Kaltkopf: 12 W bei 80 K, 2. Kaltkopf: 2 W bei 20 K) nicht ausreichend ist, wird die Nozzle-Kühlung zusätzlich durch ein externes Kältebad aus flüssigem Stickstoff unterstützt. Trotz dieser Maßnahmen sind Temperaturen von unter 85 K an der Nozzle nicht zu erreichen (Kap. 3.3.1). Nur bei einer Nozzletemperatur ≤ 35 K ist es sinnvoll, Stickstoff in die Nozzle einzuleiten. Dieser friert als Belag an den Innenwänden an und trägt wirkungsvoll zur Verminderung der Rekombination des Wasserstoffs bei [Cle95] [Sin89].

Die Vakuumkammer ist mit einer Öldiffusionspumpe (Pumpleistung 6000 l/s) bestückt, die zusammen mit der Kryopumpe bei einem Gaseinlaß von 10 sccm (0.169 mbar l/s) ein Vakuum im Bereich von etwa $3 \cdot 10^{-5}$ mbar erzeugt.

⁵Hüttinger Elektronik GmbH + Co KG Freiburg

⁶Leybold Vakuum GmbH Köln

Die zweite Kammer befindet sich zwischen Skimmer (4 mm Durchmesser) und Kollimator (5 mm Durchmesser). Die Positionen von Skimmer und Kollimator können mittels Feingewinde um jeweils ± 15 mm verändert werden. Zwei Tubopumpen à 400 l/s sorgen unter Strahlbedingungen für einen Druck im unteren 10^{-5} mbar-Bereich.

In der dritten Vakuumkammer sind die Multipolmagnete auf den durch die Simulation bestimmten Positionen (Abb. 3.4) auf einer optischen Bank montiert, welche auch zur Aufnahme des Schwachfeldübergangs dient. An einer dreh- und schiebbaren Vakuumdurchführung kann für Diagnosezwecke ein Strahlunterbrecher oder eine mit MoO₃ beschichtete Glasplatte zum optischen Nachweis des atomaren Strahls (siehe Kap. 3.3.2) angebracht werden. Die Chopper-Scheibe für den Lock-in Amplifier, der für die Messung der Polarisation benötigt wird, kann an der Eingangsseite des Schwachfeldübergangs angesetzt werden.

Gepumpt wird die dritte Kammer mit einer Turbopumpe mit einer Kapazität von 240 l/s und einer Kryopumpe RGD 210, womit ein Druck im Bereich von $2 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht wird.

3.2.1 Der Schwachfeldübergang

Die Einheit für den Schwachfeldübergang ist – inklusive der zugehörigen Hochfrequenzsender – nach dem Vorbild vom Busch [Buc71] hergestellt. Das Grundgerüst besteht aus einem magnetischen Joch aus Baustahlplatten, von denen die zur Erzeugung des Gradientenfelds notwendigen Platten stufenlos über einen Bereich von 0° bis ca. 30° eingestellt und fixiert werden können (Abb. 3.7). Zur Erzeugung des Magnetfelds wird in einen Jochspalt ein Permanentmagnet eingesetzt. Da die HF-Sender Festfrequenzsender sind (12 MHz für Wasserstoff, 8 MHz für Deuterium), befindet sich außerhalb des Jochs eine Hilfsspule, mit der das exakt benötigte Magnetfeld angepaßt werden kann.

Am Ein- und Ausgang der Einheit befinden sich Endplatten aus Aluminium zur Fixierung eines Teflonrohrs, welches die Einkopplungsspule

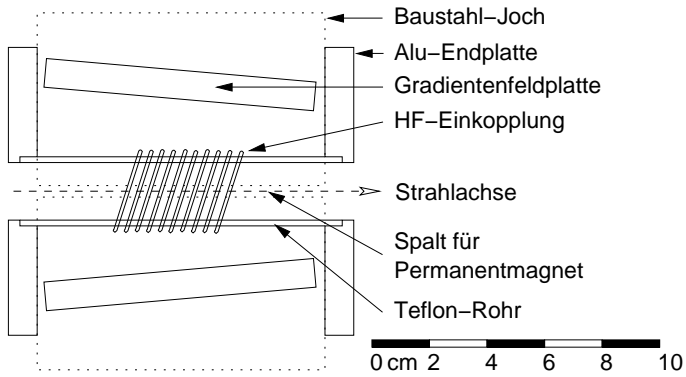


Abbildung 3.7: Aufbau des Schwachfeldübergangs

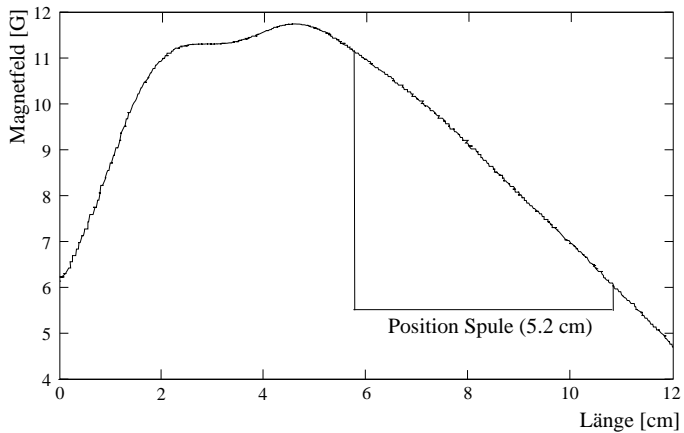


Abbildung 3.8: Transversales Magnetfeld im Bereich des Gehäuses

der Hochfrequenz trägt. Die Spule aus Kupferdraht mit einer Länge von 52 mm hat 10 Windungen und einen Innendurchmesser von 20 mm . Sie ist im Innenraum des Jochs beliebig verschiebbar und kann so genau in den Bereich des Gradientenfelds positioniert werden.

Durch entsprechende Einstellung der Gradientenfeldplatten ist das Magnetfeld auf ein transversales Grundfeld von $B_o = 8.57\text{ G}$ mit einem Gradienten von $\Delta B = \pm 1.4\text{ G}$ festgelegt (Abb. 3.8, Messung des Magnetfelds mit negativem Gradienten). Der Stromwert für die Hilfsspule läßt sich anschließend durch Maximierung der Polarisation aus wenigen Messungen mit dem Lambshift-Polarimeter bestimmen.

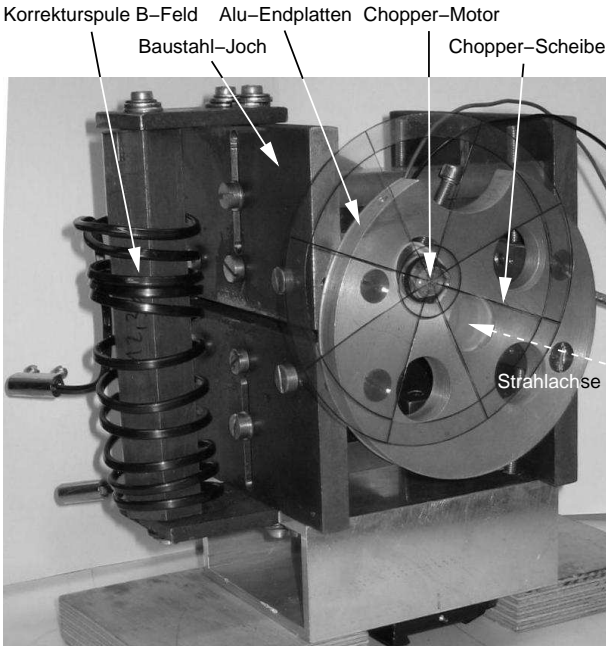


Abbildung 3.9: Schwachfeldübergang (mit angesetzter Chopper-Scheibe)

Das Vorzeichen des Gradienten spielt bei der Verwendung von Wasserstoff keine Rolle Da er für Deuterium jedoch positiv sein muß [Sch06], wurden die Gradientenfeldplatten – wie in Abb. 3.7 dargestellt – entsprechend orientiert. Somit ist bei einer Umstellung von Wasserstoff auf Deuteriumstrahl kein Umbau notwendig.

Die Leistung beider Sender liegt bei maximal 100 V *p.t.p.*, bei guter Einstellung des Gradientenfelds werden aber nicht mehr als ca. 50 V *p.t.p.* benötigt.

3.3 Messungen

3.3.1 Betrieb der ABS am Beispiel Nozzle-Temperatur

Die Nozzle-Temperatur ist ein kritischer Parameter im Betrieb der Atomstrahlquelle und wird daher laufend überwacht. Das typische Verhalten dieser Temperaturwerte soll daher hier am Beispiel einer Meßreihe (Bestimmung der Strahlpolarisation, 5. und 6. 12. 2005) dargestellt werden.

Hat der Druck in der ersten Vakuumkammer einen Wert von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar oder besser, kann die Kryopumpe eingeschaltet⁷ und die externe LN₂-Kühlung installiert werden. Daraufhin erreicht die Nozzle-Temperatur nach etwa vier Stunden ihren Minimalwert von 85 - 95 K⁸. Ab diesem Zeitpunkt kann die Zufuhr von H₂ (bw. D₂) beginnen und der Dissoziator eingeschaltet werden. Bei einem Gasfluß von 10 sccm ($\hat{=}$ 0.169 mbar l/s) und einer eingekoppelten Leistung von 100 W erreicht die Nozzle-Temperatur nach ca. 2 Stunden einen stabilen Wert von etwa 130 K. Weitere Angaben zu den verwendeten Gasflüssen und Leistungen finden sich im Kapitel 3.3.2.

⁷Bei schlechteren Druckverhältnissen ist die Kryopumpe vorschnell gesättigt und muß zur Regeneration bereits nach 2 - 3 Tagen abgeschaltet werden.

⁸Alle Temperaturwerte sind zusätzlich von der Raumtemperatur des Labors abhängig.

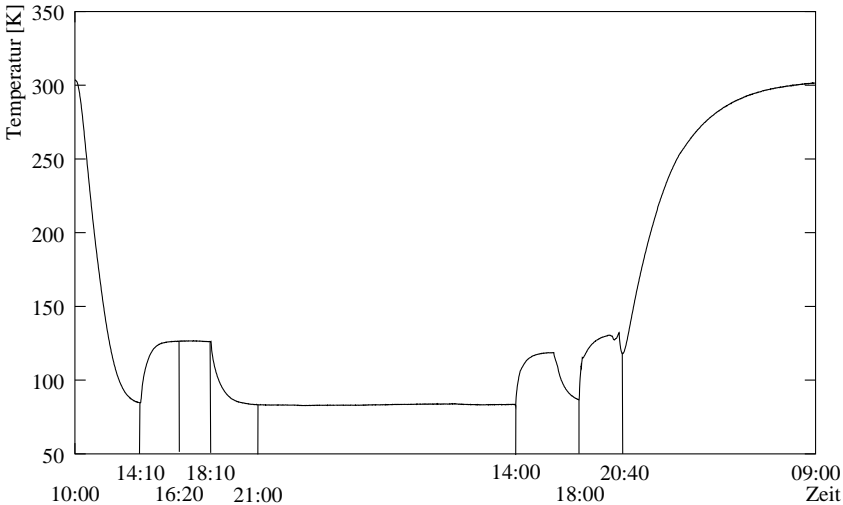


Abbildung 3.10: Nozzle-Temperatur im Verlauf einer Meßreihe

Wird der Atomstrahl abgeschaltet, benötigt die Kühlung über 2 Stunden, um den ursprünglichen Temperaturwert wieder herzustellen. Dieser steigt im Verlauf der Zeit aber auch ohne Strahlbetrieb an (hier um 3 - 4 K), bedingt durch die langsam zunehmende Sättigung der Kryopumpe.

Die beiden Messungen am Folgetag sind mit etwas geringerem Gasfluß (9 sccm , 14:00 Uhr) bzw. höherer Leistung (130 W, 18:00 Uhr) durchgeführt worden. Anschließend wurde die Kühlung abgeschaltet. Bis die Nozzle Temperaturen über dem Gefrierpunkt von Wasser erreicht, vergehen danach bis zu 12 Stunden. Dieser Aufwärmprozeß kann allerdings durch Erwärmung des nach außen führenden Kaltstabs der LN₂-Kühlung und durch Teilbelüftung der Atomstrahlquelle mit Argon oder Stickstoff erheblich beschleunigt werden.

3.3.2 Nachweis des atomaren Strahls

H₁-Nachweis mit MoO₃-Platten

Da gelbes Molybdänoxyd (MoO₃) von atomarem Wasserstoff zu blaugrauem Molybdän und Wasser reduziert wird, lassen sich mit diesem Stoff Abbildungen des Strahlquerschnitts erzeugen. Dazu wurden „Photoplatten“ erzeugt, indem Molybdändraht erhitzt und mit dem entstehenden MoO₃ Glasplatten bedampft wurden. Eine derartige Platte kann mit einer drehbaren Vakuumdurchführung in verschiedenen Stellungen in der Strahlachse positioniert werden. Die entstehenden Strahlabbildungen zeigen dann Form und Ausdehnung des Atomstrahls⁹; Aussagen über die Intensität sind jedoch nur sehr bedingt über die Entstehungszeit der Abbildungen möglich.

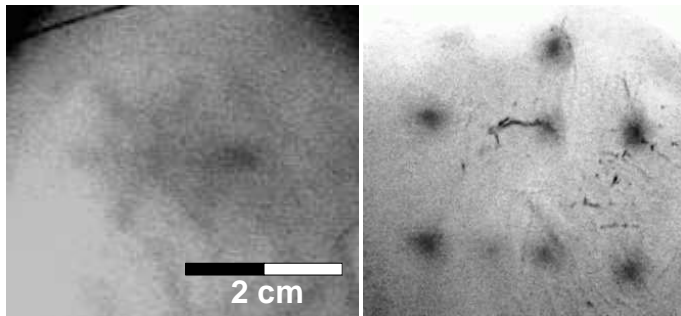


Abbildung 3.11: Nachweis des atomaren Wasserstoff-Strahls auf MoO₃-Platten: 25 *cm* hinter einem Sextupolmagneten (l.), 3 *cm* hinter der endgültigen Multipol-Anordnung (r.)

Abb. 3.11 zeigt links die Form des Atomstrahls hinter dem Sextupolmagneten S5, der für diese Messung als einziger Multipol eingebaut war. Hier ist deutlich ein sechszackiger Stern zu erkennen. Die rechts dargestellte

⁹Da die Abbildungen auf den Platten sehr kontrastarm sind, wurden die Photos für den Druck digital nachbearbeitet.

Platte enthält mehrere Aufnahmen des Atomstrahls hinter dem letzten Magneten des endgültigen Aufbaus (siehe Abb. 3.4). Die Durchmesser der Strahlpunkte betragen weniger als 10 mm und lassen auf eine sehr gute Fokussierung durch die Magnetanordnung schließen.

H₁-Nachweis mit Staudruckzelle

Zur genauen Bestimmung der Intensität – d. h. der Teilchenzahl – des Atomstrahls ist eine Messung mit einer Staudruckzelle notwendig. Diese wird am Ausgang der Atomstrahlquelle vorzugsweise in der Position der Speicherzelle angeflanscht. Der Atomstrahl tritt durch ein Rohr mit bekanntem Leitwert in ein Meßvolumen, in dem der einlaufende Fluß zu einer Druckerhöhung führt. Um die Rekombination des Wasserstoffs sicherzustellen, bestehen die Wände dieser Zelle aus Edelstahl.

Ist die Druckdifferenz Δp [mbar] vor und in der Staudruckzelle durch Ein- und Ausschalten des Atomstrahls bestimmt, läßt sich die Teilchenzahl pro Sekunde aus dem Produkt von Δp und dem Leitwert des Rohrs berechnen:

$$Q' = \frac{1}{4} \cdot \frac{\Delta p \cdot 10^3}{k T_{Rohr}} \cdot K \cdot A \cdot \bar{v} \cdot F_{Korr} \quad [s^{-1}]. \quad (3.9)$$

$K = 1/(\frac{3l}{8r} + 1)$ ist der Klausing-Faktor des Rohrs (l : Länge, r : Radius), A dessen Querschnittsfläche und $\bar{v} = (\frac{8 \cdot k \cdot T_{Strahl}}{\pi \cdot m_{H_2}})^{-1/2}$ die mittlere Geschwindigkeit des Atomstrahls. Der Korrekturfaktor $F_{Korr} = 2 \cdot 2 \cdot 2 = 4.4$ errechnet sich aus dem Faktor der Rekombination des Wasserstoffs und einem Umeichungsfaktor für das auf Luft geeichte Ionisationsvakuummeter [Wut88].

Für ein hier verwendetes Rohr von 100 mm Länge und 5 mm Radius ergibt sich mit einer Strahltemperatur von 100 K und einer Rohrtemperatur von 300 K somit:

$$Q' = \Delta p \cdot 249.3 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}.$$

Auf diesem Weg wurde die Teilchenzahl des Atomstrahls mehrfach bestimmt, wobei die folgenden Parameter variiert bzw. beobachtet wurden:

- Gasfluß in den Dissoziator
- eingekoppelte HF-Leistung
- Temperatur der Nozzle
- Temperatur des Dissoziator-Rohrs
- Abstände Nozzle - Skimmer - Kollimator
- Vakua in den Kammern der Atomstrahlquelle

Hierbei stellten sich wiederholt für Gasfluß und Leistung die Werte von 10 *sccm* und 100 *W* als optimal heraus, mit denen allerdings im Mittel eine Teilchenzahl von nur $5 \cdot 10^{14}$ *Atome/s* erreicht werden konnte. Nach Verbesserung der Pumpleistung an der ersten und zweiten Vakuumkammer und Optimierung der Abstände der Nozzle zu Skimmer und Kollimator konnte der Gasfluß auf etwa 13 *sccm* und die Leistung auf bis zu 160 *W* erhöht werden, sodaß bei gleichem Druck in den Kammern (1. Kammer ca. $5 \cdot 10^{-5}$ *mbar*, 2. Kammer $4 \cdot 10^{-5}$ *mbar*) die Teilchenzahl auf $7 \cdot 10^{14}$ *Atome/s* erhöht werden konnte.

Wird der Gasfluß weiter erhöht, steigt der Druck in der ersten Kammer an und erreicht bei einem Fluß von 20 *sccm* Werte im mittleren 10^{-4} *mbar*-Bereich. Bei diesem – bei anderen Atomstrahlquellen durchaus üblichen – Druck sinkt jedoch die Strahlintensität rapide, verursacht vermutlich durch zu geringe Pumpleistung unmittelbar an der Spitze der Nozzle.

Ein weiterer möglicher Grund für die geringe Teilchenzahl kann in einem schlechten Dissoziationsgrad zu finden sein. Die Hochfrequenz wird zur Zeit auf dem unüblichen Weg der kapazitiven Einkopplung eingespeist; bedingt durch die Konstruktion der Pumpkammer ist eine induktive Einkopplung sowie die Möglichkeit zur Beobachtung der Gasentladung nicht kurzfristig realisierbar. Aus Zeitgründen wurde von einer entsprechenden Neukonstruktion daher zunächst abgesehen.

Die Temperaturen von Nozzle und Dissoziator haben auf die Teilchenzahl in den hier vorkommenden Bereichen (Nozzle 90 - 130 K, Dissoziator 25 - 70 °C) keinen erkennbar reproduzierbaren Einfluß, was übrigens auch auf die Strahlpolarisation zutrifft.

3.3.3 Bestimmung der Polarisation

Der nächste Schritt nach Fertigstellung des Schwachfeldübergangs war die Bestimmung der Polarisation des Wasserstoff-Atomstrahls, wozu das Lambshift-Polarimeter (Anh. A) hinter der dritten Kammer der Atomstrahlquelle installiert wurde. Anschließend wurden die Messungen mit der in Anh. A.2.5 beschriebenen Methode durchgeführt.

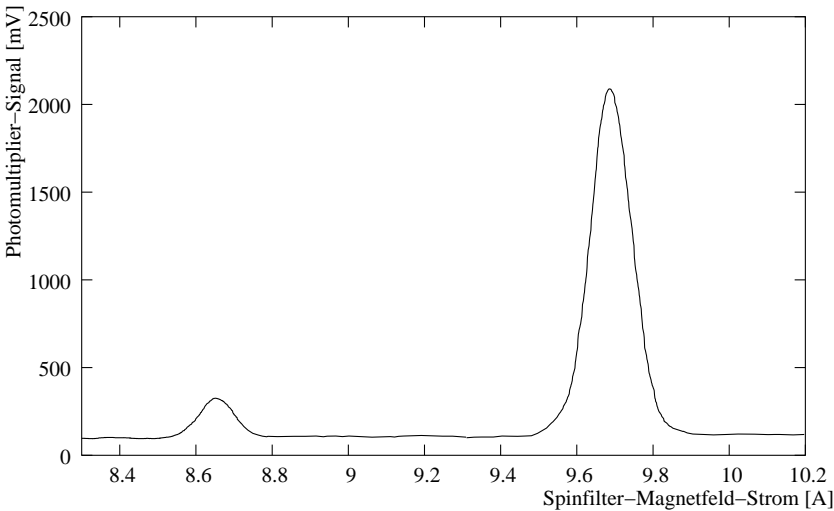


Abbildung 3.12: Polarisation des H-Atomstrahls: $p_z = -0.862 \pm 0.005$

Nach der Einstellung des Schwachfeldübergangs konnte die Strahlpolarisation gemessen und durch Variation der Parameter der Atomstrahlquelle

optimiert werden. Hierbei bestätigten sich die bereits ermittelten optimalen Parameterwerte – wie für Gasfluß und Leistung – erneut. Die Auswertung der Spinfilter-Spektren ergab für die Vektorpolarisation durchgehend Werte zwischen $p_z = -0.80$ und -0.85 . Die höchste Polarisation wurde zu $p_z = -0.862 \pm 0.005$ bestimmt (Abb. 3.12).

Während der Inbetriebnahme des Polarimeters wurden wegen des hohen Wasserstoffuntergrunds im Ionisierer des Polarimeters – welcher zwangsläufig zum Einsatz des Lock-in Amplifiers führte – auch einzelne Messungen mit Deuterium durchgeführt (Abb. A.17).

3.3.4 Zusammenfassung

In der folgenden Tabelle sind die typischen Parameter der Atomstrahlquelle zusammengefasst:

Gaseinlaß H ₂	130 <i>sccm</i>
Druck 1. Vakuumkammer	$3 - 5 \cdot 10^{-5}$ <i>mbar</i>
Druck 2. Vakuumkammer	$4 \cdot 10^{-5}$ <i>mbar</i>
Druck 3. Vakuumkammer	$2 \cdot 10^{-6}$ <i>mbar</i>
Dissoziator-Leistung	130 <i>W</i>
Nozzle - Temperatur	90 – 130 <i>K</i>
Abstand Nozzle - Skimmer	3 <i>mm</i>
Abstand Skimmer - Kollimator	7 <i>mm</i>
Teilchenzahl	$7 - 10 \cdot 10^{14}$ <i>Atome/s</i>
H - Vektorpolarisation p_z	-0.80 – -0.85

4 Cs⁺-Quelle und Neutralisierer

4.1 Thermische Oberflächenionisation

Die thermische Oberflächenionisation ist ein Verfahren zur Erzeugung positiver Ionen auf einer heißen Metalloberfläche. Dazu wird ein heizbares Material mit hoher Austrittsarbeit W und ein Element mit niedriger Ionisationsenergie I benötigt, wobei sich die Kombination von Wolfram und Cäsium als sehr effektiv erwiesen hat.

In Abb. 4.1 sind die Energieverhältnisse für den Fall $W > I$ dargestellt.

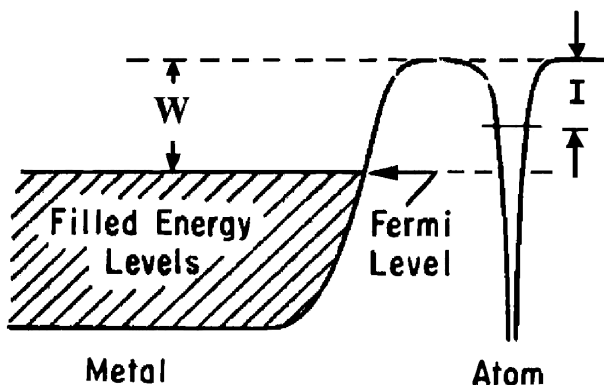


Abbildung 4.1: Energieniveaus der Elektronen eines Fremdatoms auf einer Metalloberfläche (nach [For88])

Hat ein Atom aus einem Gas oder Dampf engen Kontakt mit einer Metalloberfläche, so kann das äußere Elektron des Atoms die Potentialbarriere durchtunneln und das Gesamtsystem so in einen energetisch günstigeren Zustand überführen, während das Atom die Oberfläche als Ion verläßt.

Da sich die Wahrscheinlichkeit, daß das Atom im neutralen Zustand vorliegt, aus der Fermi-Verteilung zu

$$p_n = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W-I}{kT}\right)} \quad (4.1)$$

ergibt, ist $p_i = 1 - p_n$ die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Energieniveau $W - I$ unbesetzt ist und das Atom als positives Ion abdampft. Das Verhältnis der Abdampfraten ν_i/ν_n ergibt sich unter Berücksichtigung des spinabhängigen Gewichts-faktors $g_{i,n} = 2 \cdot S_{i,n} + 1$ (für Cäsium als Alkalimetall ist $S_i = 0$, $S_n = 1/2$) die Saha-Langmuir-Gleichung:

$$\frac{\nu_i}{\nu_n} = \frac{g_i}{g_n} \cdot \frac{p_i}{p_n} = \frac{g_i}{g_n} \cdot \exp\left(\frac{W-I}{kT}\right). \quad (4.2)$$

Die Ionisierungsenergie von Cäsium liegt bei 3.87 eV, die Austrittsarbeit von Wolfram bei 4.62 eV. Hieraus folgt für eine Temperatur von 1000 K das Verhältnis $\nu_i/\nu_n \approx 3010$; für 1300 K erhält man $\nu_i/\nu_n \approx 400$. Obwohl also bei niedrigeren Temperaturen die Ionenabdampfrate ν_i überwiegt, werden Oberflächenionisierer bei Temperaturen > 1000 K betrieben, weil niedrige Temperaturen den Aufbau eines Cäsiumfilms auf der Wolframoberfläche begünstigen. Dadurch bildet sich ein Kontaktpotential Φ_K aus, was die effektive Austrittsarbeit des Wolframs erniedrigt und den Ionisierungsgrad herabsetzt.

Die relative Oberflächenbelegung θ bezeichnet das Verhältnis der absoluten Oberflächenbelegung σ zur Oberflächenbelegung σ_M einer einatomigen Cäsiumschicht (Monolayer):

$$\theta = \frac{\sigma}{\sigma_M}. \quad (4.3)$$

Sowohl Cäsium als auch Wolfram liegen in einer bcc^1 -Gitterstruktur vor. Da sich ihre Gitterkonstanten mit $d_{Cs} = 6.17 \text{ \AA}$ und $d_W = 3.15 \text{ \AA}$ etwa um einen Faktor 2 unterscheiden, kommt bei einem Cäsium-Monolayer jeweils ein Cäsium-Atom auf 4 Wolfram-Atome, woraus sich für σ_M der Wert von $3.56 \cdot 10^{14} \text{ Atome / cm}^2$ ergibt.

Für die Bildung des Kontaktpotentials Φ_K ist die im dynamischen Gleichgewicht zwischen Zuströmen und Abdampfen existente partielle Oberflächenbelegung θ verantwortlich, wodurch die Austrittsarbeit W auf die effektive Austrittsarbeit W_{eff} reduziert wird:

$$W_{eff} = W - e \cdot \Phi_K. \quad (4.4)$$

Die Abhängigkeit der effektiven Austrittsarbeit von der relativen Oberflächenbelegung wird in Abb. 4.2 deutlich wiedergegeben.

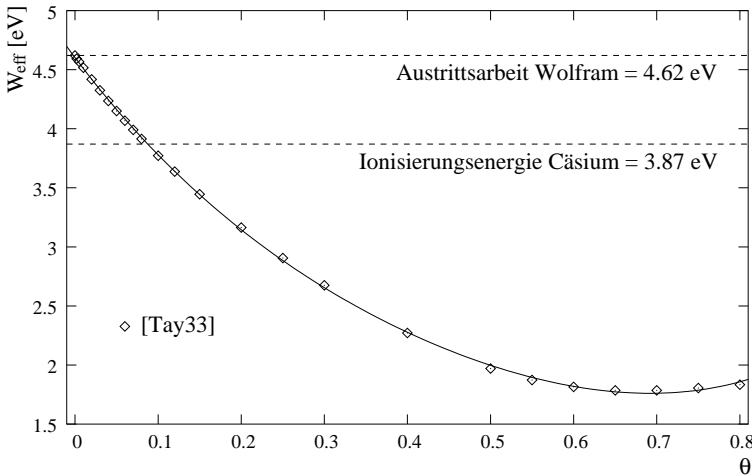


Abbildung 4.2: Effektive Austrittsarbeit W_{eff} von Wolfram in Abhängigkeit von der relativen Cs-Oberflächenbelegung θ

¹body centered cubic, kubisch-raumzentriert

Die Datenpunkte sind aus der Tabelle I von Taylor und Langmuir abgeleitet, die das Kontaktpotential bereits 1933 gemessen und tabelliert haben [Tay33]. Die durchgezogene Linie resultiert aus einem Polynomfit vierten Grades an die Datenpunkte. Es zeigt sich, daß W_{eff} bei einer Oberflächenbelegung von mehr als ca. 8.5 % unter der Ionisierungsenergie des Cäsiums liegt.

Eine der wesentlichen Aussagen von [Tay33] liegt in der Feststellung, daß die Abdampfeffekte von Cäsium und Wolfram vollständig durch die relative Cäsium-Oberflächenbelegung θ und die absolute Temperatur T beschrieben werden können. Beide Abdampfpraten $\nu_{i,n}$ entsprechen der Form

$$\nu_{i,n} = \exp\left(A_{i,n} - \frac{B_{i,n}}{T}\right), \quad (4.5)$$

wobei die Abhängigkeiten von θ wie folgt gegeben sind:

$$\begin{aligned} A_n &= 61 + 4.8 \cdot (\theta - \theta^2/2) + \ln(\theta/(1 - \theta)) + 1/(1 - \theta) \\ B_n &= 32.380 / (1 + 0.714 \cdot \theta) \\ A_i &= A_n - \ln 2 \\ B_i &= B_n - 8681 + 11.606 \cdot \theta. \end{aligned}$$

In Abb. 4.3 sind die Abdampfpraten ν_i und ν_n für zwei verschiedene Temperaturen der Wolframoberfläche gegen die relative Oberflächenbelegung aufgetragen. Während ν_n mit zunehmender Oberflächenbelegung stetig ansteigt, erreicht ν_i bereits bei etwa 1.5 % Belegung ein Maximum, um anschließend asymptotisch gegen 0 zu laufen. Die Begründung für diesen Verlauf liegt in der oben erwähnten Verringerung der effektiven Austrittsarbeit bei steigender Oberflächenbelegung (Gl. 4.4 und Abb. 4.2).

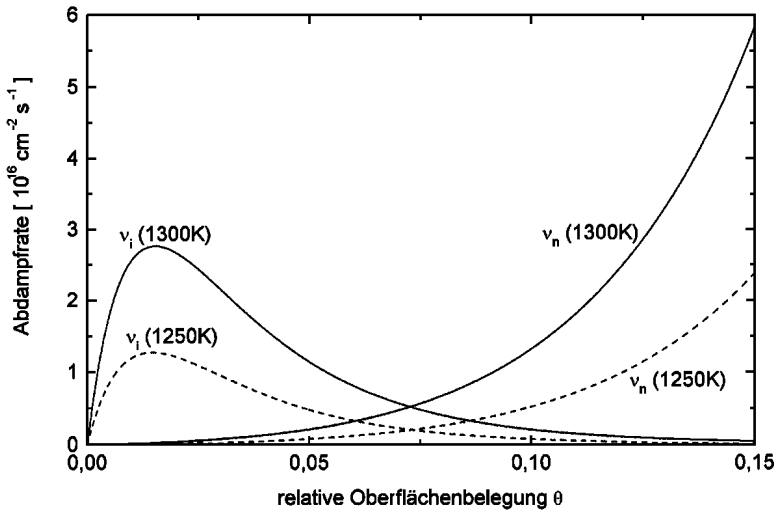


Abbildung 4.3: Abdampfraten ν_i und ν_n als Funktion der relativen Oberflächenbelegung θ [Egg98]

4.2 Extraktion und Neutralisation

In Abb. 4.4 ist das Funktionsprinzip der Erzeugung und Extraktion des Cs^+ -Strahls schematisch dargestellt. Im Ofen wird Cäsium bei einer Temperatur T_{Ofen} von ca. 240°C verdampft und über ein Rohr, welches für den Dampf „transparent“ sein muß und deshalb auf eine Temperatur $T_{\text{Rohr}} > T_{\text{Ofen}}$ aufgeheizt sein muß, der Rückseite des porösen Wolfram-Buttons zugeführt. Nach der Diffusion des Cäsiums durch den Button, der auf Temperaturen T_{But} von $1000 - 1200^\circ\text{C}$ aufgeheizt ist, findet auf dessen Oberfläche die thermische Ionisation statt.

Der Button befindet sich auf einem positiven Potential U_{But} im Bereich

von 15 bis 50 kV . In wenigen Zentimetern Abstand befindet sich die Extraktionselektrode, die sich auf einem negativen Potential U_{Extr} von etwa $-3 kV$ befindet und so verhindert, daß Elektronen aus den nachfolgenden Anordnungen durch das Buttonpotential angezogen werden, den Button unkontrolliert aufheizen und dadurch zerstören können. Im Abstand von ca. 1 cm befindet sich die auf Masse liegende Bremsselektrode.

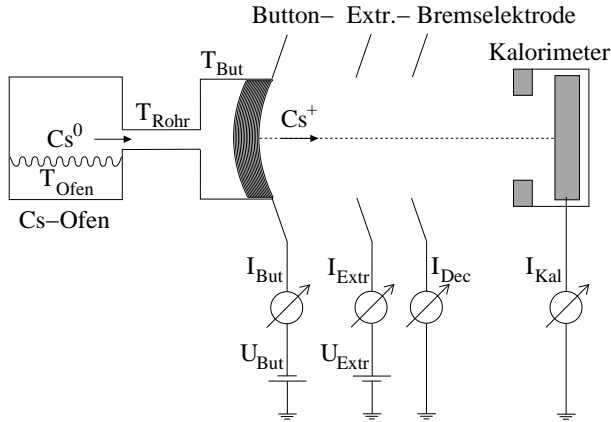


Abbildung 4.4: Funktionsprinzip der Cs⁺-Extraktion

Die Elektrodenanordnung ist somit als Accel-Decel-System ausgebildet. Da die Ionen durch die Potentialdifferenz $U_{But} - U_{Extr} = U_{But} + |U_{Extr}|$ zuerst beschleunigt und anschließend wieder abgebremst werden, ist ihre Endenergie ausschließlich von U_{But} abhängig:

$$E_{Cs} = e \cdot U_{But}. \quad (4.6)$$

Da das Elektrodenystem dazu dient, in einiger Entfernung der Quelle einen möglichst parallelen und intensiven Cs-Strahl zu erzeugen, ähnelt es einer sphärischen Pierce-Gun [Sep67], bei der die starken abstoßenden Raumladungskräfte zwischen den Strahlteilchen durch

einwärts gerichtete, radiale elektrische Feldkomponenten kompensiert werden. Im Gegensatz zur Pierce-Gun wird die Cs^+ -Quelle aber im emissionsbegrenzten Modus betrieben, in dem der Cs^+ -Strom I_{Cs} über den Dampfdruck nur von der Temperatur T_{Ofen} des Cäsiumreservoirs abhängt. Das Buttonpotential U_{But} hat hingegen starken Einfluß auf die Form der Trajektorien des Ionenstrahls. Eine Steigerung von U_{But} erhöht nicht nur die Energie des Strahls, sondern verstärkt auch die radialen Feldkomponenten, was beides dem abstoßenden Effekt der Raumladung entgegenwirkt. Zusammen mit dem Abstand des Buttons von der Extraktionselektrode ist U_{But} somit der Parameter, der die Fokussierung des Strahls an einem bestimmten Ort bestimmt.

Weitere detaillierte Informationen zum Extraktionssystem finden sich bei [Rec94] und [Egg98], sowie bei Lemaitre [Lem95], der umfangreiche Simulationsrechnungen mit dem Ziel einer optimierten Extraktionsgeometrie unter Berücksichtigung der Raumladung durchgeführt hat. In Abb. 4.5 ist eine aus diesen Untersuchungen gewonnene Elektrodenform dargestellt.

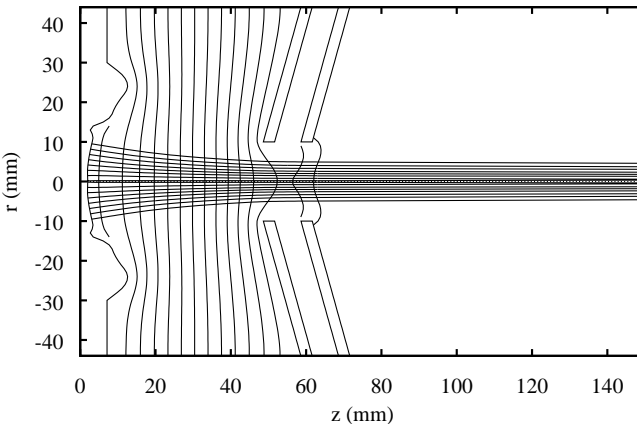
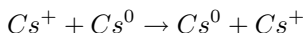


Abbildung 4.5: Simulation einer optimierten Extraktionsgeometrie mit eingezeichneten Äquipotentiallinien [Lem98]

Zur Messung des Cs-Strahls wird ein Kalorimeter [Pat91] verwendet, dessen beweglich und elektrisch isoliert montierter Strahlstopper sowohl die deponierte Leistung des Cs⁰-Neutralstrahls als auch die Stromstärke eines Ionenstrahls messen kann.

Der zur Ionisation des polarisierten Wasserstoff- oder Deuteriumstrahls benötigte neutrale Cs⁰-Strahl wird in einer Cäsiumdampfzelle mittels der Reaktion



erzeugt. Hierbei handelt es sich um einen resonanten Prozeß, da beim Ladungsaustausch zwischen Teilchen der gleichen Atomsorte der Energiedefekt verschwindet und der Wirkungsquerschnitt mit fallender Relativgeschwindigkeit zwischen Ion und Atom ansteigt. Der Verlauf des Elektroneneinfangquerschnitts für diese Reaktion ist in der nachfolgenden Abbildung wiedergegeben.

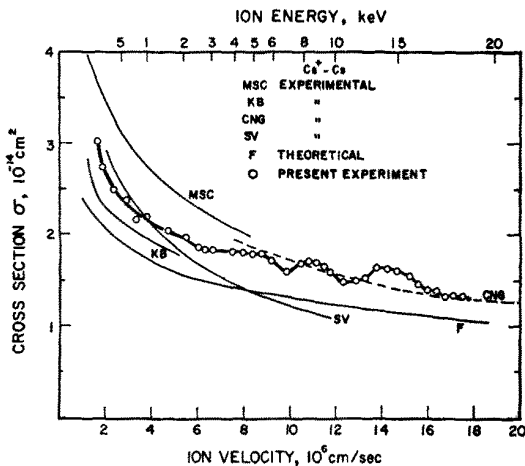


Abbildung 4.6: Elektroneneinfangquerschnitt für Cs⁺ an neutralem Cs, aufgetragen gegen die Cs⁺-Energie [Per65]

4.3 Design der Komponenten

Bis auf Teile der Vakuumkammer, die Buttons und die optische Bank, die bereits für den Quellenteststand von [Egg98] verwendet wurden, sowie den Neutralisierer, sind alle Komponenten der Cs^+ -Strahlquelle für den hier verwendeten Aufbau neu angefertigt worden. Hierzu zählt insbesondere die zur Positionierung des Buttons in allen Raumrichtungen von Tenckhoff mit großem Aufwand entwickelte und anschließend für den realistischen Strahlbetrieb radikal simplifizierte Button-Justageeinheit, der Cäsium-Ofen und die 90° -Ablenker für Cs^+ - und H^- -Strahl. Für die Speicherzelle, die Vakuumkammer der H^- -Extraktion und weitere zu Test- und Diagnosezwecken eingebaute Komponenten wurden entsprechende „altbrauchbare“ Teile aus dem Fundus des Kölner Tandembeschleunigers verwendet.

Daher wurde für die Verbindungsflansche die 2- bzw. 4 Zoll-HVEC²-Norm verwendet, was aber hinsichtlich der häufigen Umbauten insbesondere während der Experimentierphase nicht von Vorteil war. Im Gegensatz zur LASKA-Norm (siehe Anh. A.2) ist die Montage zeitaufwendig und die zwingend notwendige Zentrierung der Bauteile nicht automatisch gegeben. Zur Verbindung mit der Atomstrahlquelle, dem Lambshift-Polarimeter und anderen temporär eingesetzten Elementen mußten zudem diverse Adapterflansche gefertigt werden.

Eine Gesamtansicht der Cs-Strahlquelle mit Neutralisierer, 90° -Ablenker und Speicherzelle zeigt Abb. 4.7 (Strahlverlauf von rechts nach links). Die Vakuumkammer der Cs^+ -Quelle mit Hochspannungsisolator und angesetzter Button-Justage-Einheit ist als einziges Element verfahrbar auf der vorhandenen optischen Bank montiert und läßt sich zu Wartungszwecken leicht von den weiteren Komponenten trennen. Die nachfolgenden Bauteile sind entweder „freischwebend“ oder auf der Trägerbank der Atomstrahlquelle montiert.

²High Voltage Engineering Corporation

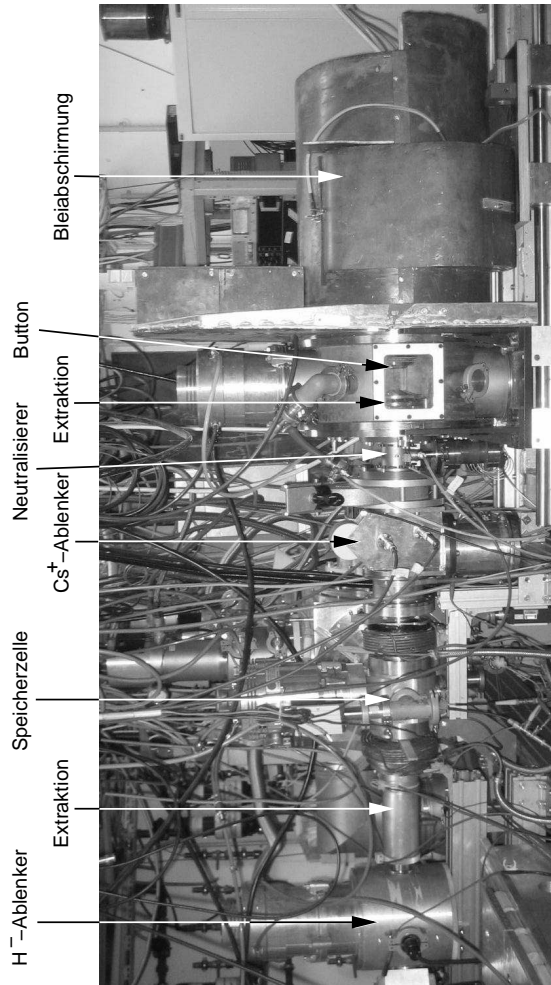


Abbildung 4.7: Gesamtansicht von Cäsiumstrahlquelle und Speicherzelle

4.3.1 Die Cs⁺-Ionenquelle

Die Vakuumkammer der Quelle besteht aus einem 19 *cm* langen Edelstahlzylinder mit zwei je 35 *cm* Ø großen Flanschen an der Vorder- und Rückseite. An der Ober- und Unterseite befinden sich DN 160 ISO-K-Klammerflansche zur Aufnahme von Turbopumpen mit einem Flanschdurchmesser von 150 *mm*. Auf jeder Seite ist ein Bleiglasfenster vorhanden, welche zur Beobachtung der Position des Buttons und des Cs⁺-Strahls von äußerstem Nutzen sind und außerdem dem Schutz vor Röntgenstrahlung dienen. Die Frontplatte mit der Strahlaustrittsöffnung von 100 *mm* Ø ist mit einem 4 Zoll-HVEC-Flansch versehen.

An der Innenseite dieser Platte sind die Extraktions- und Bremsselektrode mit Isolatoren fest montiert. Wegen des geringen Einflusses des Abstands der Elektroden auf den Strahl wurde auf eine Verfahrmöglichkeit verzichtet [Egg98].

Da die Extraktionselektrode der raumfeste Fixpunkt der Elektrodenanordnung ist und somit die Strahlachse (*z*-Achse) festlegt, muß es zur Ausrichtung des Cs⁺-Strahls möglich sein, den Button in gewissen Grenzen frei zu verfahren. Daher wurde eine Justageeinheit in Form eines Hexapods entwickelt, die über den Hochspannungsisolator an die Rückseite der Vakuumkammer angeflanscht wird (Abb. 4.8).

Die Justageeinheit besteht aus einer Anordnung von 6 über Schrittmotoren bewegte Schubspindeln³, die über Stangen mit Kugelgelenken mit einer Plattform verbunden sind. Auf der Vorderseite der Plattform ist der Button mit seiner Fußplatte sowie die ihn umgebende Elektrode montiert. Auf diese Weise läßt sich der Button bezüglich der Strahlachse um ± 2 *cm*, bezüglich der anderen Raumrichtungen um ca. ± 1 *cm* verfahren.

³Die Justageeinheit bestand ursprünglich aus 12 Spindeln, um Button und Elektrode getrennt bewegen zu können. Da dies im Strahlbetrieb nicht notwendig ist und um die Zerstörung des Buttons durch Steuerungsfehler zu vermeiden, wurde die Einheit auf 6 Spindeln rückgebaut.

Die Justageeinheit wird mit einem speziellen Steuerrechner bedient, der sich auf demselben Hochspannungspotential befindet (siehe Kap. 6.3). Bei Ausfall der Soft- oder Hardware ist es aber auch möglich, die Spindeln manuell zu bewegen – dazu muß aber der Strahlbetrieb kurzzeitig unterbrochen werden.

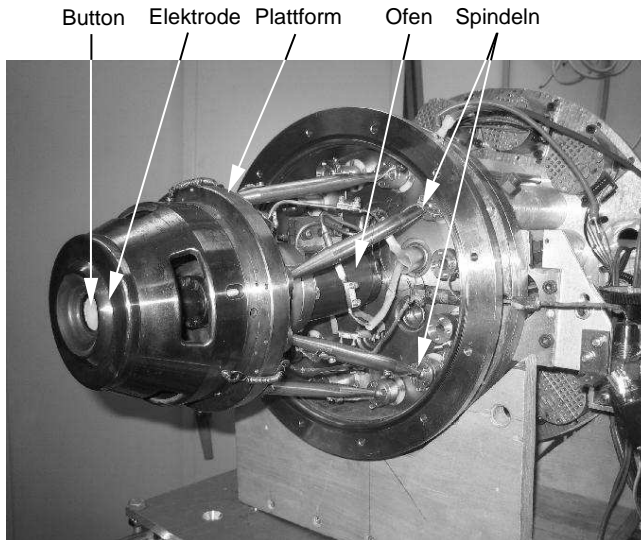


Abbildung 4.8: Button-Justageeinheit

Der Cäsiumofen ist bewußt einfach konstruiert. Er besteht aus einem zylindrischen Edelstahltopf, in dessen Deckel ein kurzes Edelstahlrohr eingelassen ist, welches über einen DN-16-CF-Flansch an der Rückseite der Plattform verschraubt ist. Topf und Deckel sind über DN-40-CF-Flansche verbunden. Die gesamte Länge der Rohrverbindung vom Ofen zum Button beträgt nur ca. 8 cm. Die Erwärmung des Ofens erfolgt über einen auf der Außenseite spiralförmig angelegten und mit einer

Schelle fixierten 1 Nc I 25-Heizdraht von Thermocoax⁴. Während die Ofentemperatur mit einem PT100-Thermoelement überwacht wird, ist die jeweilige Temperatur des Buttons aus einer pyrometrisch durchgeführten Eichmessung bekannt.

Die Befüllung des Ofens mit Cäsium ist gegenüber der Cäsium-Gaszelle des Lambshift-Polarimeters (Seite 131) etwas aufwendiger. Da Cäsium einen Schmelzpunkt von 28.4 °C hat, kann es bereits durch Körperwärme verflüssigt werden. Deshalb wird die mit Cäsium gefüllte Glasampulle in flüssigem Stickstoff eingefroren und anschließend zerschlagen. Weil bereits in diesem Moment der Wasserdampf der Luft an der Glasoberfläche gefriert, wird das Cäsium mit dem anhaftenden Glas unverzüglich in den Ofen verbracht und dieser verschlossen. Anschließend muß die Justageeinheit an die Vakuumkammer angeflanscht werden, um durch sofortiges Abpumpen den kondensierten Wasserdampf abzuführen, bevor das Cäsium hiermit reagieren kann.

Der Ofen war ursprünglich außerhalb des Vakuums montiert und mit einem – aufgrund der benötigten Flexibilität bei Bewegungen des Buttons bis zu 0.8 m langen – spiralförmigen geheizten Edelstahlrohr mit 2 mm Innendurchmesser mit der Button-Plattform verbunden. Der Vorteil, daß das Vakuum zur Reinigung und Befüllung des Ofens nicht gebrochen werden musste, wurde dadurch relativiert, daß sich das Rohr mit steigender Betriebsdauer – insbesondere an Knicken und Verbindungsstellen – zusetzte und so die Cäsium-Zufuhr zum Button unterbrochen wurde. Diese Gefahr bestand zudem regelmäßig bei der Demontage des Ofens, da dann Luft und Wasser in das niemals restlos von Cäsium zu befreiende Rohr eindringen konnte, dort zu Oxydbildung führen und eine „Keimzelle“ für einen neuen Verschluß bilden konnte.

Seit dem Einbau des Ofens in die Justageeinheit sind diese Probleme (natürlich auch aufgrund des jetzt größeren Rohrdurchmessers) nicht mehr aufgetreten. Wird die Anlage heute – z. B. zum Wechseln des

⁴Thermocoax SAS Flers, France

Cäsiums im Neutralisierer oder zur Erneuerung des Button-Heizdrahts – bis zu einer Stunde belüftet, nimmt das hinter dem Button „eingeschlossene“ Cäsium im Ofen keinen Schaden. Eine Belüftung darf aufgrund der hohen Reaktivität des Cäsiums ohnehin ausschließlich mit trockenen Gasen (Stickstoff, Argon) erfolgen.

Während des Strahlbetriebs wird die Rückseite der Vakuumkammer, der Hochspannungsisolator und die gesamte Justageeinheit mit einer verfahrenbaren zylinderförmigen Abschirmung aus Bleiplatten mit 5 mm Stärke umgeben und so die im Bereich der Buttonheizung entstehende Röntgenstrahlung vollständig abgeschirmt. Die Innenseite der Abschirmung ist zur Isolation gegenüber der Hochspannung mit ebenfalls 5 mm starken Kunststoffplatten ausgelegt, womit die Abschirmung gleichzeitig als Berührschutz dient. Da der Hochspannungsisolator aus POM besteht, ist eine Luftkühlung integriert.

Der Wolfram-Button

Das wichtigste Element des Buttons ist eine porösen Wolframscheibe von 19 mm Durchmesser und 2 mm Dicke, die in einen zylindrischen Halter aus Molybdän eingeschweißt ist (Abb. 4.9). Diese Einheit ist an ein 60 mm langes Edelstahlrohr angesetzt, welches sowohl als Halterung als auch zur Zufuhr des Cäsiumdampfes dient. Am Fuß des Rohrs ist ein DN-16-CF-Flansch montiert.

Die Wolframscheiben mit sehr homogener Porosität wurden von der Firma Plansee⁵ geliefert. Eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Oberfläche eines solchen Buttons in 4200-facher Vergrößerung zeigt Abb. 4.10, die von [Sut94b] im Rahmen von Untersuchungen zur Herstellung und Verbesserung dieser Scheiben erstellt wurde.

Da sich die Heizung früherer Buttons der Firma Spectra-Mat⁶ über einen in Keramik eingegossenen Wolframdraht als Schwachpunkt erwie-

⁵Metallwerk Plansee Vertriebs GmbH Bad Urach

⁶Spectra-Mat Inc. Watsonville CA, USA

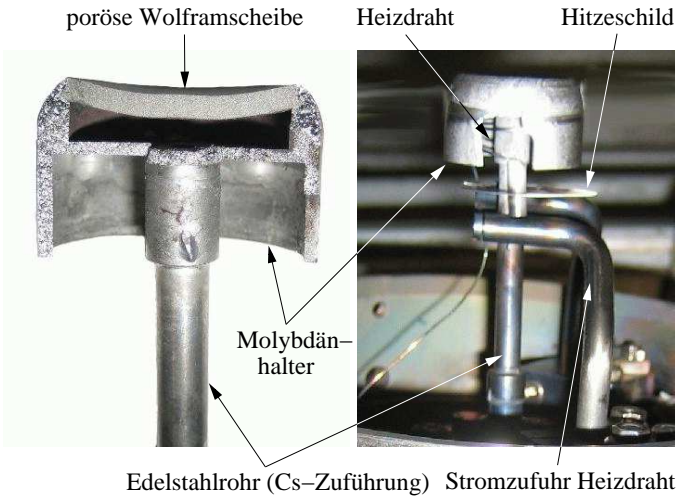


Abbildung 4.9: Button, Querschnitt (l.) und montiert (r.)

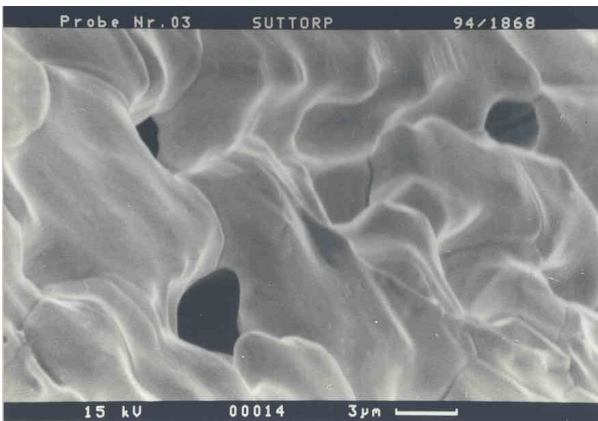


Abbildung 4.10: REM-Aufnahme der Wolfram-Oberfläche [Sut94b]

sen hat [Egg98], wird hier eine indirekte Elektronenheizung verwendet. Dabei befindet sich im rückwärtigen Hohlraum des Molybdänhalters ein ringförmiger Heizdraht aus undotiertem Wolfram (siehe auch Anh. E), der über ein Stromnetzgerät beheizt (ca. 18 A) und gegenüber dem Button auf ein negatives Potential (ca. 250 - 300 V) hochgelegt wird. Mit dieser, seit Beginn der Messungen problemlos arbeitenden Heizung lassen sich Button-Temperaturen von über 1300 °C erreichen.

4.3.2 Der Neutralisierer

Als Ladungsaustauschregion des Neutralisierers wird ein 70 mm langes Edelstahlrohr mit ca. 45 mm Durchmesser verwendet, welches an den Enden mit 2 Zoll-HVEC-Flanschen bestückt ist. Senkrecht darunter ist an einem Rohr ein Ofen montiert, der prinzipiell baugleich mit dem der Cs⁺-Quelle ist und auch entsprechend gehandhabt wird (siehe Seite 57). Zur Verringerung der Verluste an Cäsium ist das Rohr von einem Wasserkühlmantel umgeben, der konstant auf einer Temperatur von 36 °C gehalten wird. Somit kann das Cäsium an den Wänden kondensieren und in den Ofen zurückfließen.

Bei einer Ofentemperatur von ca. 185 °C läßt sich mit diesem Neutralisierer ein Dampfdruck von etwa 1.5 mbar [Tay37] und damit ein Neutralisierungsgrad $\eta_N = I_{aus}^o / I_{ein}^+$ von über 80% erreichen (hierbei ist I_{aus}^o der auslaufende neutrale und I_{ein}^+ der einlaufende positive Cs-Strom). Eine Erhöhung der Temperatur führt zwar zu einem Anstieg der Targetdicke, läßt den Neutralisierungsgrad aufgrund der zunehmenden Mehrfachstöße jedoch wieder sinken.

4.4 Messungen

Zur Betrachtung des Einflusses der Button- und Extraktionsspannung auf den Cs-Strahl wurden der Cs⁺-Strom am Button (I_{But}) sowie am Kalorimeter (I_{Kalo}) bei konstantem Buttonpotential gegen die Extraktionsspannung U_{Extr} aufgetragen (Abb. 4.11).

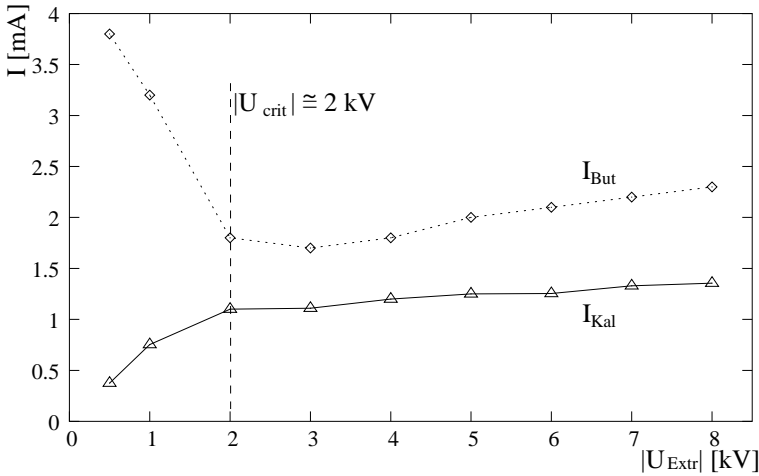


Abbildung 4.11: Cs^+ -Strom als Funktion der Extraktionsspannung ($U_{But} = 16kV$)

Unterschreitet I_{Extr} einen bestimmten Wert U_{crit} (der nur vom Extraktionsgap – d. h. vom Abstand von Button- und Extraktionselektrode – abhängt), steigt der Button-Strom stark an, während der Strom am Kalorimeter abfällt. Der Anstieg von I_{But} erklärt sich aus vom Strahlrohr zum hohen Potential des Buttons rückströmenden Elektronen, die nicht mehr durch einen negativen Potentialwall abgehalten werden. Der am Kalorimeter gemessene Strom sinkt aufgrund der Zerstörung der Raumladungskompensation wegen der dadurch entstehenden größeren Divergenz des Strahls.

Oberhalb der kritischen Spannung sind I_{But} und I_{Kalo} (nahezu) konstant, ihre Werte sind nur noch von der Temperatur des Ofens abhängig (siehe S. 51).

Die Abhängigkeit der Strahlform von Buttonpotential und Extraktionsgap läßt sich dank des Fensters in der Vakuumkammer des Buttons auch

photographisch belegen. Da der Cs⁺-Strahl oberhalb eines Drucks von $\sim 10^{-5}$ mbar intensiv blau leuchtet, konnte der Strahl nach „künstlicher Vakuumverschlechterung“ unter verschiedenen Bedingungen photographiert werden (Abb. 4.12).

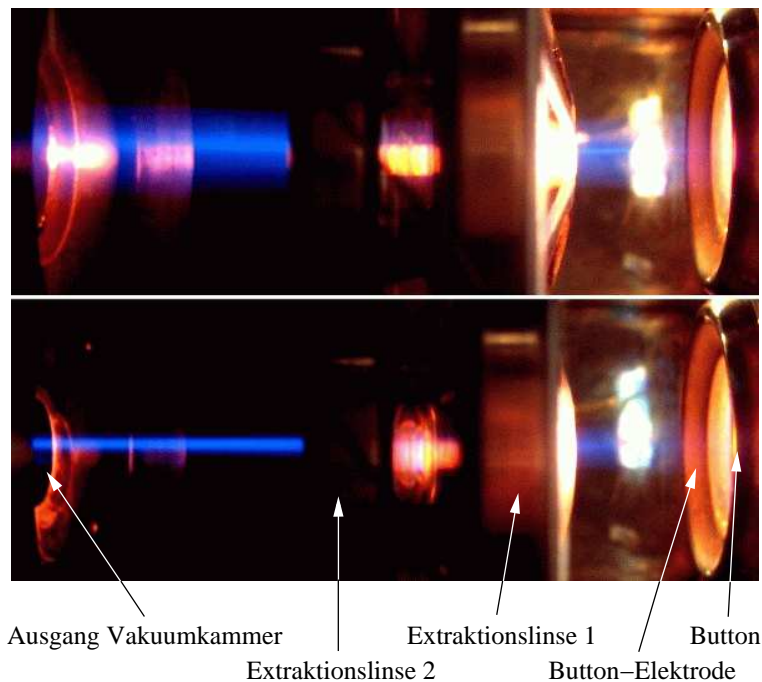


Abbildung 4.12: Cs⁺-Strahl im Bereich der Button-Kammer

Der Cs⁺-Strahl im oberen Bild wurde bei einem Buttonpotential $U_{But} = 15$ kV und mit einem Extraktionsgap von 3.5 cm aufgenommen. Unter diesen Bedingungen beträgt der Strahlstrom I_{But} ca. 0.5 mA, der im Kalorimeter nach der Ladungsaustauschregion wegen der Divergenz des Strahls praktisch nicht mehr nachgewiesen werden kann.

Nach Optimierung des Extraktionsgaps (3.0 cm) und des Buttonpotentials ($U_{But} = 20\text{ kV}$) wurde das untere Bild aufgenommen, in dem die Strahlform deutlich den Simulationsvoraussagen entspricht (siehe Abb. 4.5). Der Strahlstrom beträgt hier etwa 1 mA , wovon aufgrund der nun wirksamen Raumladungskompensation über $600\text{ }\mu\text{A}$ das Kalorimeter erreichen.

Ofen- ($T_{Ofen} = 244 \pm 1\text{ }^\circ\text{C}$) und Buttontemperatur ($T_{But} = 1160 \pm 10\text{ }^\circ\text{C}$) sowie die Extraktionsspannung ($U_{Extr} = -3\text{ kV}$) waren zum Zeitpunkt beider Aufnahmen identisch.

Abb. 4.13 zeigt ein Beispiel für das typische Verhalten des Cs^+ -Strahls im Verlauf des Aufstartens der Quelle ($U_{But} = 30\text{ kV}$).

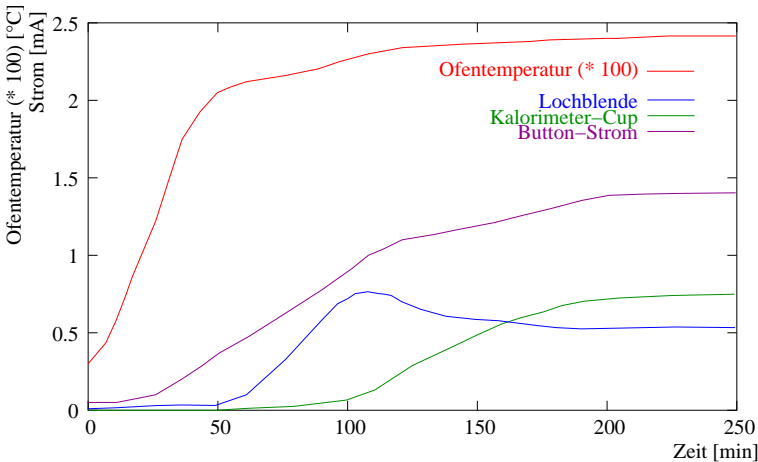


Abbildung 4.13: Abhängigkeit des Cs^+ -Strahls von der Ofentemperatur während des Aufstartens der Cs^+ -Ionenquelle

Während der Ofen manuell bis zu seinem Sollwert von 240 °C hochgeheizt wurde, wurde der Cs⁺-Strom auf der Lochblende ($r = 5 \text{ mm}$) vor der Speicherzelle, im Kalorimeter-Cup hinter der Speicherzelle sowie direkt am Button protokolliert.

Der bereits ab einer Ofentemperatur von 120 °C vom Button extrahierte Ionenstrom kann erst nach dem Erreichen einer Stärke von ca. 0.4 mA mit dem Beginn der Wirksamkeit der Raumladungskompensation und seiner dadurch verringerten Divergenz an der Lochblende nachgewiesen werden. Überschreitet die Ofentemperatur den Wert von 230 °C, passiert aufgrund der weiterhin abnehmenden Divergenz ein immer größerer Strahlanteil undetektiert die Lochblende und erreicht nach der Speicherzelle den Kalorimeter-Cup. Bei Ofentemperaturen zwischen 240 und 250 °C läuft die Cs⁺-Quelle stabil.

In diesem Beispiel ist der stabile Zustand nach 3 h 20 min erreicht. Diese Zeit läßt sich durch schnelleres Aufheizen des Ofens verkürzen. Da der Ofen aber nicht nur durch seine eigene Heizspirale, sondern auch über das Verbindungsrohr vom Button her (unkontrolliert) aufgeheizt wird, ist dafür Sorge zu tragen, daß die Temperatur von 240 °C nicht um mehr als 10 °C überschritten wird. In diesem Fall fällt der Cs⁺-Strom ab, bedingt durch die zu hohe Cs-Zufuhr zum Button und der damit anwachsenden Oberflächenbelegung, die wiederum zu einer sinkenden Abdampftrate von Cs⁺-Ionen führt (siehe Abb. 4.3).

Abschließend sind in den folgenden Tabellen die typischen Parameter der Cs⁺-Quelle und des Neutralisierers zusammengefasst.

- Cs⁺-Ionenquelle

Ofentemperatur T_{Ofen}	240 - 250 °C
Buttonpotential U_{But}	25 - 35 kV
Button-Heizstrom I_{Heiz}	18 - 18.4 A †
Heizdraht-Potential U_{Heiz}	-300 - -250 V †
Buttontemperatur T_{But}	1150 - 1250 °C
Strahlstrom I_{But}	1.2 - 1.5 mA
Extraktionsgap	30 mm
Extraktionsspannung U_{Extr}	-3 kV
Druck in der Vakuumkammer	$\sim 2.5 \cdot 10^{-6}$ mbar

† Diese Werte variieren je nach Form und exakter Positionierung des Heizdrahts (siehe auch Anhang E).

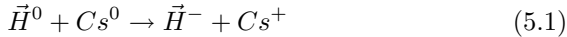
- Neutralisierer

Ofentemperatur $T_{Neutr Ofen}$	185 - 195 °C
Kühlmantel-Temperatur $T_{Neutr KM}$	36 °C
Neutralisierungsgrad η_N	$\sim 85\%$

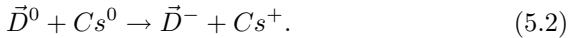
5 SAPIS

5.1 Einleitung

Sowohl das Prinzip der erstmals von Haeberli [Hae68] vorgeschlagenen Colliding-Beams-Ionenquelle als auch das von SAPIS beruhen auf der Ladungsaustauschreaktion zwischen einem neutralen thermischen Wasserstoff- bzw. Deuterium-Atomstrahl und einem neutralen Cäsiumstrahl:



bzw.



Cäsium ist für diese Reaktion sehr geeignet, weil es mit 3.87 eV die niedrigste Ionisierungsenergie aller Erdalkalielemente hat und somit sehr leicht ein Elektron abgibt.

Abb. 5.1 zeigt, daß das Maximum des Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion mit $\sigma_0 = 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ bei 0.4 keV pro Nukleon liegt, was einer Cäsium-Strahlenergie von ca. $50 - 60 \text{ keV}$ entspricht.

Betrachtet man nun den polarisierten Wasserstoffstrahl in einem Volumen V als quasi ruhendes Target der Dichte ρ_{H^0} , läßt sich durch Beschuß mit einem energiereichen Cs-Neutralstrahl der äquivalenten Stromdichte j_{Cs^0} ein H^- -Strom

$$I_{H^-} = \sigma_0 \int_V j_{Cs^0} \cdot \rho_{H^0} dV \quad (5.3)$$

erreichen. Mit $\rho_{H^0} = j_{H^0} / \bar{v}_{H^0}$ und unter Verzicht auf die explizite Volumenintegration aufgrund der Annahme des Überlapps zweier homogener

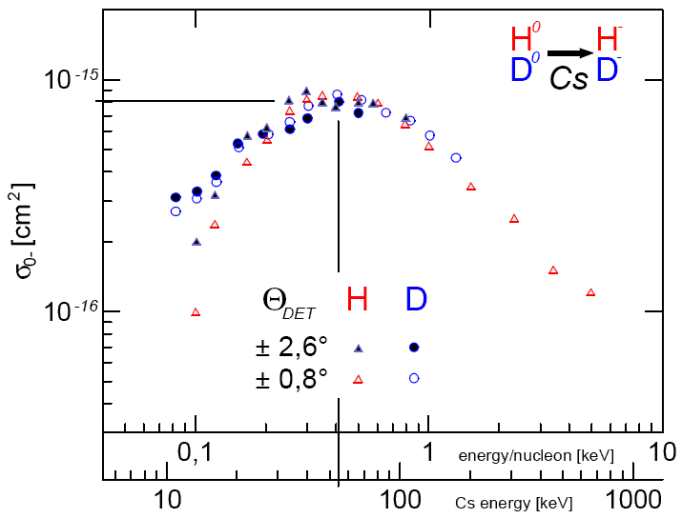


Abbildung 5.1: Wirkungsquerschnitte der Ladungsaustauschreaktionen $\vec{H}^0 + Cs^0 \rightarrow \vec{H}^- + Cs^+$ und $\vec{D}^0 + Cs^0 \rightarrow \vec{D}^- + Cs^+$ (nach [Gie81])

Strahlen im Wechselwirkungsvolumen ergibt sich dann

$$I_{H^-} = \sigma_0 \cdot j_{Cs^0} \cdot j_{H^0} \cdot L / \bar{v}_{H^0}. \quad (5.4)$$

Mit der Targetflächendichte $n = j_{H^0} \cdot L / \bar{v}_{H^0}$ steht zudem ein Gütemaß für die Wechselwirkungsregion zur Verfügung.

Diese Ladungsaustauschreaktion hat gegenüber den bisher verwendeten mehrere Vorteile. Da der Austauschprozeß einstufig ist, ist eine höhere H^- -Ausbeute zu erwarten als z. B. mit ECR-Ionisierung und nachfolgender Umladung. Die selektive Ionisierung des Wasserstoffs bzw. Deuteriums ermöglicht eine gute Polarisierungserhaltung. Da es sich zudem um eine Reaktion neutraler Atome handelt, können Atom- und Cs-Strahl

unabhängig voneinander und ohne Berücksichtigung von Raumladungseffekten optimiert werden.

5.2 Die Colliding-Beams-Quelle an COSY

Bei der Colliding-Beams-Quelle (CBS), wie sie in Abb. 5.2 schematisch dargestellt ist, wird einer polarisierten Atomstrahlquelle (Kap. 3) eine Quelle eines neutralen Cäsiumstrahls (Kap. 4) gegenübergestellt.

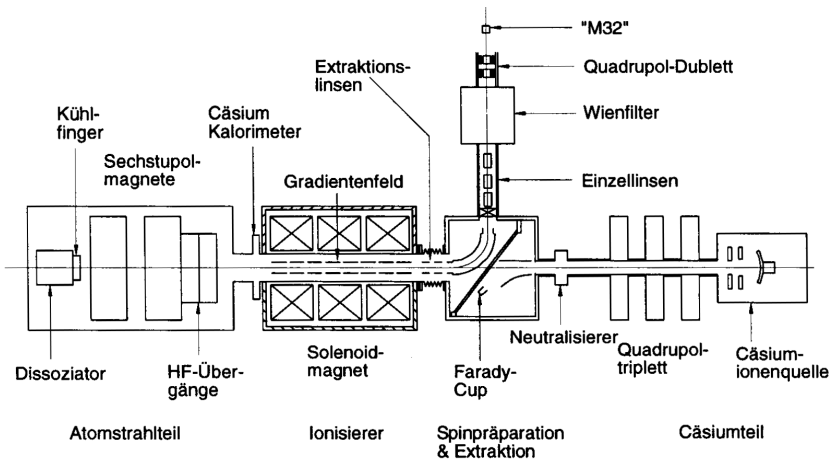


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau der CBS (von 1993) an COSY Jülich [Wei92]

Zwischen den beiden Quellen befindet sich innerhalb eines Solenoiden die Ladungsaustauschregion. Sie ist von einem elektrostatischen Gradientenfeld aus acht Ringelektroden umgeben, um den erzeugten H^- -Ionen eine Vorzugsrichtung zu geben. Um die Ionen beim Austritt aus der Region zu beschleunigen, liegt das Gradientenfeld auf einem negativen Extraktionspotential.

Mit einem 90° -Ablenker wird der polarisierte H^- -Strahl aus der Quelle extrahiert. Das nachfolgende Wienfilter wird benötigt, um den Spin so zu drehen, daß er parallel zum Magnetfeld des Zyklotrons steht.

Die in einer Kollaboration der Universitäten Bonn (Wasserstoffatomstrahlteil [Geb94]), Erlangen (Ladungsaustauschregion, Extraktion und Wienfilter [Wei92]) und Köln (Cäsiumstrahlteil [Rec94] [Lem95] [Egg98]) gebaute Quelle wurde im Jahr 1993 in Jülich installiert und seitdem kontinuierlich optimiert und um verschiedene Komponenten (Cups, Scanner) ergänzt [COS05].

Die mögliche Targetflächendichte einer CBS mit einer Ladungsaustauschregion von 30 cm Länge ist zu $n = \rho \cdot L = 5 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-3} \cdot 30\text{ cm} = 1.5 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-2}$ errechnet worden [Bel96]. Für die COSY-CBS mit einer 40 cm langen Ladungsaustauschregion ergibt sich dann für eine Teilchenzahl von $N_{H^0} = 4 \cdot 10^{16}\text{ Atomen/s}$ in einem Strahl mit 15 mm Durchmesser und einer mittleren Geschwindigkeit $v_{H^0} = 1100\text{ m/s}$:

$$n = \frac{N_{H^0} \cdot L}{\bar{v}_{H^0}} = \frac{I_{H^0} \cdot L}{A \cdot \bar{v}_{H^0}} = 1.5 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-2}. \quad (5.5)$$

Die effektive Targetflächendichte läßt sich aus den gemessen Strömen [Geb05] [Geb06] bestimmen:

$$n = \frac{I_{H^-}}{\sigma_0 \cdot I_{Cs^0}} = \frac{50\ \mu A}{6 \cdot 10^{-16}\text{ cm}^2 \cdot 7\text{ mA}} = 1.2 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-2}. \quad (5.6)$$

5.3 Das Prinzip der Speicherzelle

Da sich die Targetflächendichte einer CBS nicht durch beliebiges Verlängern der Ladungsaustauschregion erhöhen läßt, bietet sich die Verwendung einer Speicherzelle an – ein Konzept, welches bereits 1995 während des „Workshop on Polarized Beams and Polarized Gas Targets“ in Köln unabhängig voneinander von mehreren Teilnehmern vorgeschlagen wurde [Bel96] [Cle96] [Lem96] und eine Steigerung

des H^- -Stroms um mindestens eine Größenordnung erwarten läßt [Ste93].

Das Prinzip der Speicherzelle ist in Abb 5.3 dargestellt. Der polarisierte Wasserstoff-Teilchenstrahl tritt in den Fuß einer T-förmigen Rohranordnung ein und staut sich in der Mitte des durchgehenden Rohres, durch welches der neutralen Cäsiumstrahl geführt wird, auf. Nach erfolgter Ladungsaustauschreaktion müssen die entstandenen polarisierten H^- -Ionen aus der Speicherzelle extrahiert und durch Auslenkung von dem Cäsiumstrahl getrennt werden. Neben den Bezeichnungen der Längen und Durchmesser der Rohrsegmente ist die Dichteverteilung des Wasserstoffs längs der Cs-Strahlachse dargestellt, wie sie mit einer Monte-Carlo-Simulation berechnet wurde (nach [Bau00]).

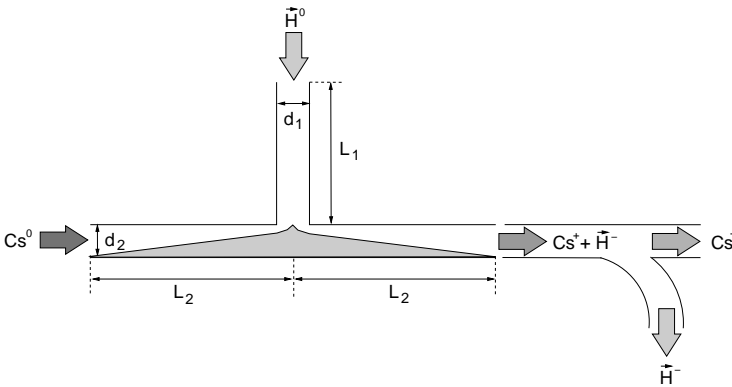


Abbildung 5.3: Prinzip von Speicherzelle und H^- -Extraktion

Die Targetflächendichte einer derartigen Speicherzelle läßt sich aus den Leitwerten der einzelnen Rohrsegmente bestimmen:

$$n = \int_L \rho_{H^0} dL \simeq \frac{N_{H^0} \cdot L}{2 \cdot C_{ges}}. \quad (5.7)$$

Hier ist N_{H^0} wiederum die Teilchenzahl pro Sekunde des polarisierten

Wasserstoffs und $L = 2 \cdot L_2$ die Gesamtlänge der Speicherzelle. Der Gesamtleitwert C_{ges} des Rohrs setzt sich aus den Leitwerten der einzelnen Segmente zusammen [Rot90]:

$$C_{ges} = 3.81 \cdot 10^3 \cdot \sqrt{\frac{T}{m}} \cdot \sum_i \frac{d_i^3}{L_i + 1.33 \cdot d_i} \left[\frac{cm^3}{s} \right], \quad (5.8)$$

wobei T die Rohrtemperatur in K , m die Masse der verwendeten Atome in amu sowie d_i und L_i die Durchmesser und Längen der Rohrsegmente in cm sind. Damit ergibt sich für eine Speicherzelle mit den Maßen $d_1 = d_2 = 1.5 \text{ cm}$, $L_1 = 10 \text{ cm}$, $L_2 = 20 \text{ cm}$ bei einer Temperatur von 293 K ein Gesamtleitwert von $C_{ges} = 3.8 \cdot 10^4 \text{ cm}^3/s$.

Die Targetflächendichte der Zelle der Länge $2 \cdot L_2$ bestimmt sich dann zu:

$$n = \frac{N_{H^0} \cdot L_2}{C_{ges}} = 2.1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}. \quad (5.9)$$

Mit den gleichen Annahmen wie bei der Colliding-Beams-Quelle ($I_{Cs^0} = 7 \text{ mA}$, $\sigma_0 = 6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$) ergibt sich dann mit (5.6) ein H^- -Strom von

$$I_{H^-} = \sigma_0 \cdot I_{Cs^0} \cdot n = 88 \text{ } \mu\text{A}. \quad (5.10)$$

Bei gleicher Länge der Ladungsaustauschregion ist der H^- -Strom gegenüber der CBS um einen Faktor 1.7 gestiegen. Diese Ausbeute läßt sich jedoch noch deutlich steigern, wenn man die d^3 -Abhängigkeit der Leitwerte beachtet. Wird bei sonst gleichen Parametern der Durchmesser der Speicherzelle halbiert, ergibt sich ein Gesamtleitwert von $C_{ges} = 4.77 \cdot 10^3 \text{ cm}^3/s$. Die damit errechnete Targetflächendichte beträgt $n = 1.67 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ und der resultierende H^- -Strom ergibt sich zu $I_{H^-} \approx 700 \text{ } \mu\text{A}$.

Diese Steigerung der Intensität ist natürlich nur dann realistisch, wenn es gelingt, den Cs-Strahl gleicher Intensität nach wie vor berührungsfrei durch die Speicherzelle zu leiten. Berührt der Cs-Strahl oder sein Halo die Innenwand der Zelle, ist eine Beschädigung der Wand durch die

Sputterwirkung auf Dauer unvermeidlich, was natürlich auch für bei der Umladung aus ihrer Flugbahn ausgelenkte Cs-Atome gilt. Ebenso können die bei Wandberührung entstehenden Sekundärelektronen das in der Zelle vorhandene elektrische Feld stören und so die Extraktion der H^- -Ionen verhindern. Weiterhin nicht geklärt sind die Auswirkungen von Cäsium- und Oxyd-Belägen auf den Zellenwänden auf die Polarisierungserhaltung und Rekombination des Wasserstoffs. Aufgrund ihrer isolierenden Eigenschaften und den damit möglichen Aufladeeffekten sind solche Beläge auf jeden Fall zu vermeiden.

Die Extraktion der H^- -Ionen geschieht – analog zur CBS – mittels einer über der Speicherzelle liegenden Potentialdifferenz in Form eines elektrischen Gradientenfelds und hinter dem Ausgang der Zelle liegenden Extraktionselektroden. Das zusätzlich vorhandene longitudinale Magnetfeld dient nicht nur als Spinführungsfeld, sondern ist wegen seiner Eigenschaft, die entstandenen Ionen auf Kreisbahnen zu zwingen und damit auf der Achse der Zelle zu halten, zur Extraktion zwingend notwendig¹. Dies wurde auch bei der CBS an COSY deutlich [Geb06].

Die Integration des Gradientenfelds in die Zelle bedingt elektrisch leitfähiges Material für die Wände und zusätzlich die Aufteilung der Zelle in einzelne Segmente. Da hierbei die Gefahr besteht, daß die zwangsläufig notwendigen Spalte zwischen den Segmenten durch lange Aufenthaltszeiten des polarisierten Wasserstoffs Quellen von Depolarisation und Rekombination sind, müssen diese mit einem isolierenden Material mit entsprechend positiven Eigenschaften für das polarisierte Gas ausgefüllt werden. Eine Alternative hierzu wäre die metallische Beschichtung der Innenwand, entweder wiederum aufgeteilt in Segmente oder in Form einer Oberfläche mit kontinuierlich zunehmenden Widerstand.

Das Wandmaterial selbst muß selbstverständlich auch die Bedingungen

¹Bei Abwesenheit dieses Magnetfeldes ist die Extraktion von H^- -Ionen aus der Speicherzelle nicht möglich.

guter Polarisierungserhaltung und geringer Rekombination erfüllen. Hinsichtlich des ersten Punktes sind bereits einige Materialien getestet worden [Pri94], darunter verschiedene Metalle und Kunststoffe sowie dünne Beschichtungen aus Vakuumölen (z. B. Fomblin-Öl) oder Silanpolymeren (Drifilm). Weiterhin erfolgversprechend sind Eisschichten, die durch Sauerstoffzugabe auf den Wandflächen entstehen [Ste95]. Hierzu ist allerdings eine Kühlung der Zelle erforderlich. Bezüglich der Rekombinationseigenschaften dieser Materialien ist wenig bekannt. Zumindest Drifilm wurde bereits verwendet, um sowohl die Rekombination als auch die Depolarisation von Wasserstoff auf den Oberflächen der HERMES-Speicherzelle zu vermindern [Bau03a] [Bau03b].

5.4 Design von Speicherzelle und Extraktion

Entsprechend den im vorangegangenen Abschnitt dargelegten Prinzipien wurde die folgende Konstruktion gewählt (Abb 5.4):

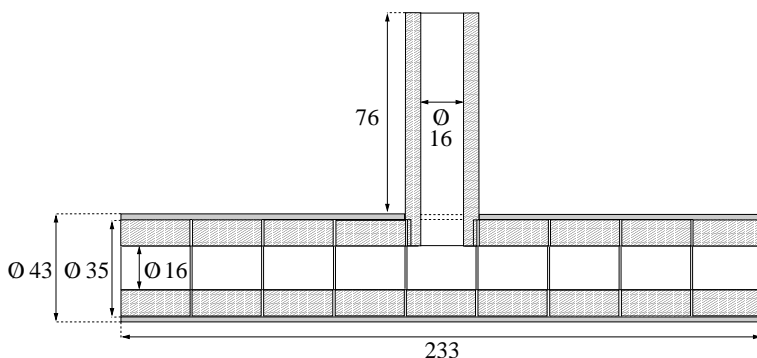


Abbildung 5.4: Die Speicherzelle (alle Maße in *mm*)

Die Längenmaße der Speicherzelle wurden durch die vorhandene Vakuumkammer bestimmt. Die Ladungsaustauschregion besteht aus

neun Rohrsegmenten aus Reinstaluminium mit je 25 mm Länge. Der Innendurchmesser von 16 mm wurde gewählt, weil der Cs-Button und die verwendeten Elektroden von Cs-Quelle und Extraktion das gleiche Maß besitzen und so durch den Einsatz zweier Kohlenstoffblenden mit 14 mm (im Verlauf der Messungen auf 12 bzw. 10 mm reduziert) Durchmesser sichergestellt werden konnte, daß die Wandflächen vom Cs-Strahl nicht berührt werden konnten. Zwischen den Segmenten sind als Isolatoren Teflonscheiben mit den gleichen Radialmaßen eingesetzt. Die Segmente und die Isolationsscheiben sind in einem Halterohr aus Teflon (Innendurchmesser 35 mm, Außendurchmesser 43 mm) fixiert, aus dem sie zu Wartungszwecken leicht entnommen werden können. Das Zuführungsrohr mit 16 mm Innendurchmesser besteht ebenfalls aus Reinstaluminium und ist in das mittlere Rohrsegment eingepaßt.

Die Segmente sind untereinander über 1.35 k Ω -Widerstände verbunden und bilden dadurch die Elektroden des statischen Gradientenfelds. Während das in Strahlrichtung erste Segment im Betrieb auf einem negativen Potential von bis zu -2 kV liegt, ist das letzte Segment geerdet.

In Abb. 5.5 ist der vollständige Aufbau von SAPIS schematisch dargestellt, bestehend aus den bereits in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Komponenten Atomstrahlquelle (ABS, Atomic Beam Source) und Cäsiumquelle (CS, Cesium Source) sowie der jetzt hinzugefügten Speicherzellen- (SC, Storage Cell) und Strahlanalyseregion (BA, Beam Analysis).

Die Speicherzelle ist in einem LASKA-Normwürfel untergebracht und in entsprechend ausgedrehten Anschlußrohren an Eingangs- und Ausgangsseite zentriert fixiert. Auf diese Rohre konnten von außen zwei Solenoidmagnete, die als Ersatzteile der Kölner Quelle LASCO vorhanden waren, aufgeschoben werden, was zudem den Vorteil hat, daß die Wasserkühlung dieser Magnete nicht in die Vakuumkammer eingeführt werden muß. Die oben erwähnten Kohlenstoffblenden befinden sich hinter dem Ablenker des Cs⁺-Strahls vor dem ersten Solenoiden.

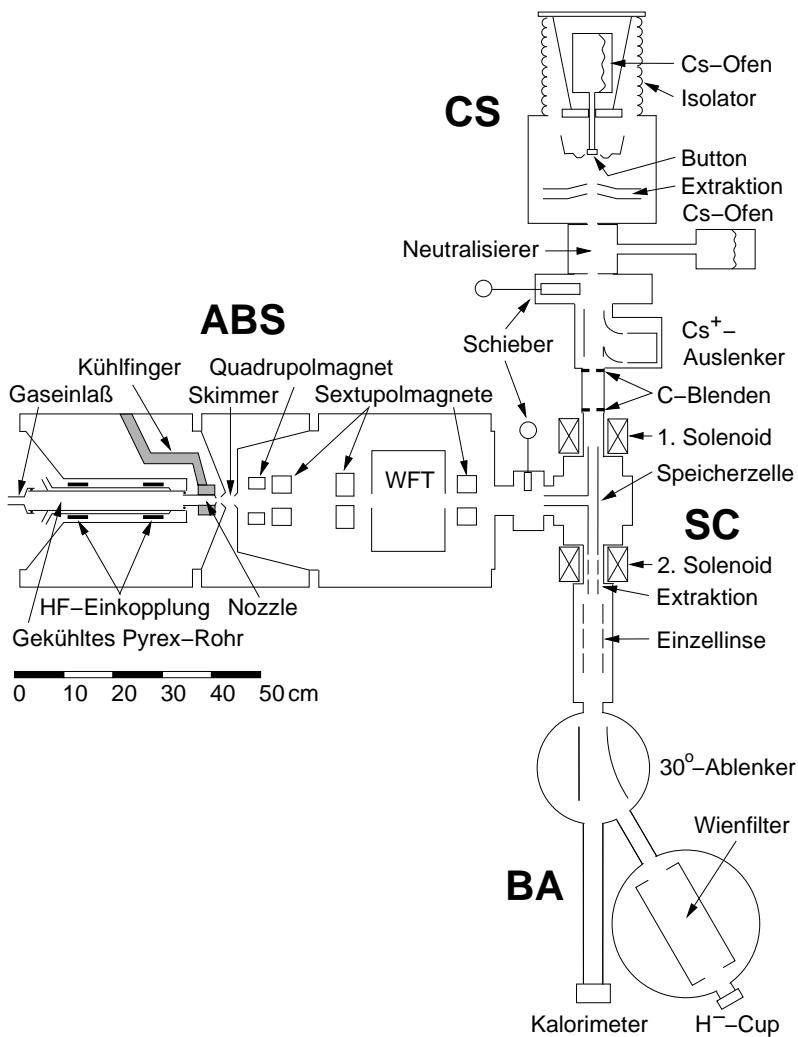


Abbildung 5.5: Schematischer Aufbau von SAPIS

Das Extraktionssystem des H^- -Strahls besteht aus zwei zylindrischen Elektroden mit 16 mm Durchmesser, wie sie auch im Ionisierer des Lambshift-Polarimeters verwendet werden. Hinter einer nachfolgenden Einzellinse werden die in der Speicherzelle erzeugten negativen Ionen durch einen 30° -Ablenker ausgefädelt. Das anschließende Wienfilter dient dann der Selektion des H^- -Strahlanteils², der im dahinter befindlichen Faradaycup nachgewiesen wird.

Der Cäsiumstrahl passiert die Strahlanalysezone ohne Ablenkung und wird im bereits in Kap. 4.2 erwähnten Kalorimeter gestoppt. Hiermit läßt sich sowohl die Stromstärke des Cs^+ -Strahls während des Aufstartens der Cs-Quelle als auch über die eigentliche Funktion als Kalorimeter die (äquivalente) Stromstärke des Neutralstrahls bestimmen, der tatsächlich die Speicherzelle durchlaufen hat.

5.5 Erwartungen

Die alles entscheidende Frage der SAPIS ist nun, welcher H^- -Strom mit den vorhandenen Parametern von Atomstrahl- und Cäsiumquelle und der gegebenen Geometrie der Speicherzelle zu erwarten ist.

Die Zahl der aus der Atomstrahlquelle in die Speicherzelle einlaufenden Wasserstoffatome ist durch die Staudruckmessungen (Kap. 3.3.2) bekannt. Da sich die Staudruckzelle am Ort der Speicherzelle befand, kann der Wert von $N_{H^0} = 7 \cdot 10^{14} \text{ Atomen/s}$ als realistisch angenommen werden. Eine Steigerung des Teilchenstroms durch Erhöhung der Gaszufuhr zu erreichen, war, wie in Kap. 3.3.2 erwähnt, nicht möglich.

Der Strom des neutralen Cs-Strahls, der tatsächlich die Speicherzelle durchläuft, ist wegen der nicht vollständigen Neutralisation und – vor

²In den Messungen ist – wie bereits bei [Rec94] – ein im Wienfilter identifizierter Peak mit einer Stromstärke von $I = 3 - 30 \text{ nA}$ aufgetreten, der definitiv in der Speicherzelle erzeugt wird und vermutlich aus ionisiertem Wasserdampf oder Bruchstücken von Kohlenwasserstoffen besteht.

allem – aufgrund der Kollimation durch die Kohlenstoffblenden geringer als der am Button gemessene Strom I_{But} . Durch die Verwendung des Kalorimeters läßt sich aber der Anteil bestimmen, der mit Sicherheit die Speicherzelle verlassen hat. Dieser Anteil wurde reproduzierbar bei einem Buttonstrom I_{But} von 1 - 1.3 mA zu 250 - 300 μA bestimmt.

Der Gesamtleitwert der Zelle berechnet sich mit (5.8) zu

$$C_{ges} = 6.35 \cdot 10^4 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1},$$

womit sich mit (5.9) und $N_{H^0} = 7 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ die Targetflächendichte zu

$$n = 1.28 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

ergibt. Unter der Annahme eines Cs-Neutralstroms von äquivalenten 270 μA bei einer Energie von 30 keV und einem Umladewirkungsquerschnitt von $\sigma_0 = 6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ folgt daraus mit (5.10) ein theoretischer H^- -Strom von

$$I_{H_{theo}^-} = 20.7 \text{ nA}.$$

Hierbei ist noch nicht berücksichtigt, daß der Überlapp des Cs-Strahls mit dem Wasserstoffgas in der Speicherzelle wegen der Kollimation an den Kohlenstoffblenden nicht vollständig ist. Dieser beträgt bei dem Innendurchmesser der Zelle von 16 mm und den verwendeten Blenden mit 12 mm Durchmesser 56 %, womit sich der zu erwartende H^- -Strom unter der Voraussetzung der vollständigen Extraktion zu

$$I_{H_{theo}^-} = 11.6 \text{ nA}$$

ergibt.

5.6 Messungen

Der tatsächlich extrahierte H^- -Strom lag bei allen Messungen (zwischen Anfang Oktober und Mitte Dezember 2006) reproduzierbar bei lediglich 1 - 1.3 nA . Daß somit nur etwa 10 % des zu erwartenden Wertes erreicht werden konnten, kann sowohl mit einer nicht vernachlässigbaren Rekombinationsrate der Wasserstoffatome an der Zellenoberfläche aus Reinstaluminium, als auch durch die möglicherweise nicht vollständige Extraktion des H^- -Strahls erklärt werden. Es ist nicht klar, wieviele Segmente bei den gegebenen elektrischen Feldgradienten und Magnetfeldern über der Zelle wirklich zum H^- -Strom beitragen. Auch die Optik des 30° -Ablenkens und des Wienfilters ist möglicherweise nicht optimal.

Als Versuch zur Verminderung der Rekombination wurden die Innenwände der Speicherzelle mit Drifilm, einer dünnen Schicht aus Methytrimethoxysilan und Dimethyldimethoxysilan, beschichtet. Dieses Material wurde bereits von [Pri94] bezüglich der Polarisierungserhaltung getestet und nach der Anleitung von [Swe88] hergestellt (siehe Anh. E.3). Vor dem Auftrag des Drifilms wurden die Innenwände der Zellen-segmente zur Schaffung reiner Oberflächen ausgedreht.

Der Innendurchmesser der Speicherzelle ist daraufhin auf 17 mm angestiegen, wodurch der theoretische Erwartungswert des H^- -Strahls auf $I_{H_{theo}^-} = 8.75 \text{ nA}$ gesunken ist³.

Im Gegensatz dazu stieg die Stromstärke des anschließend extrahierten H^- -Strahls auf etwa das Dreifache, d. h. 3.1 nA – also immerhin 35 % des theoretischen Erwartungswerts. Dies zeigt, daß Drifilm tatsächlich bessere Rekombinationseigenschaften besitzt.

Hiermit sind die Messungen und Möglichkeiten zur Verbesserung an SAPIS noch lange nicht abgeschlossen (siehe Kap. 7). Die wichtigsten

³ $C_{ges} = 7.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \Rightarrow n = 1.08 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \Rightarrow I_{H_{theo}^-} = 17.5 \text{ nA}$. Wegen des geringeren Überlapps (50 %) ergibt sich $I_{H_{theo}^-} = 8.75 \text{ nA}$.

Punkte sind nun die Verbesserung der Extraktion und die Bestimmung der Polarisation des H^- -Strahls mit dem Lambshift-Polarimeter.

Abschließend folgt wiederum eine Tabelle der wichtigen Parameter von SAPIS.

Atomstrahl-Teilchenzahl	$7 \cdot 10^{14}$ <i>Atome/s</i>
Cs-Buttonpotential	25 - 35 <i>kV</i>
Cs-Neutralstrahl in der Speicherzelle	äquiv. 250 – 300 μA
longitud. Magnetfeld in der Speicherzelle	200 - 300 <i>G</i>
Gradientenfeld	\sim - 1500 <i>V</i>
Extraktion 1. Elektrode	1500 - 2000 <i>V</i>
Extraktion 2. Elektrode	Masse
Einzellinse	950 - 1000 <i>V</i>
30°-Ablenker	\sim 280 <i>V</i>
Wienfilter B-Feld	500 <i>G</i>
Wienfilter E-Feld	\pm 320 <i>V</i>
H^- -Strom	3.1 <i>nA</i>

6 Software

In diesem Kapitel wird die Software beschrieben, die zur Steuerung diverser Komponenten der SAPIS sowie zur Datenerfassung und Auswertung benötigt wird und im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Da es für einen sicheren Betrieb der Quelle unabdingbar ist, daß jeder wichtige Parameter jederzeit kontrolliert und bei Bedarf auf Änderungen reagiert werden kann, ist es sinnvoll, daß alle Programme unter einem einheitlichen Betriebssystem zur Verfügung stehen und die Kommunikation der Programme untereinander gewährleistet ist.

Alle Programme sind in Tcl/Tk¹ – teils mit Unterprogrammen bzw. Bibliotheken in C – geschrieben und laufen unter dem frei erhältlichen Betriebssystem LINUX. Durch die Netzwerkfähigkeit der drei eingesetzten Rechner² ist sowohl die Kommunikation der Programme untereinander wie auch die Steuerung und Überwachung der Quelle von jedem beliebigen Terminal ermöglicht. Daher wurden auch für diejenigen Geräte, für welche bereits Programme vorlagen, neue Software entwickelt, da die vorhandene weder LINUX-kompatibel war noch einen Austausch der Daten ermöglichte³.

Das nachfolgende Kapitel behandelt die Programme zur Steuerung

¹Tcl = Tool command language ist eine Scriptsprache, deren Interpreter als Bibliothek von C-Prozeduren implementiert ist; eine Erweiterung von Tcl ist Tk, das Toolkit für das X Window System, welches sehr einfach die Darstellung graphischer Oberflächen ermöglicht.

²Der Einsatz eines einzelnen Rechners ist wegen der Vielzahl der Einsteckkarten und der Tatsache, daß der Steuerungsrechner der Buttonjustage auf Hochspannungspotential liegt, nicht möglich.

³z.B. Quadrupol-Massenspektrometer: Windows 3.1, Emittanzmeßgerät: C unter DOS, Gaußmeter: Basic unter DOS.

von Quellenkomponenten (Helium-Kompressor, Wärmebad und Hochfrequenzsender) und Meßinstrumenten (Quadrupol-Massenspektrometer, optisches Spektrometer, Emittanzmeßgerät und Gaußmeter). In Kap. 6.2 folgt die Beschreibung des universellen Meß- und Auswerteprogramms **OmniMess**. Auf das Programmpaket **Hexa** zur Buttonjustage der Cs^+ -Quelle wird in Kapitel 6.3 eingegangen.

6.1 Steuerungs- und Meßsoftware

Um den Programmieraufwand für die Vielzahl unterschiedlicher Anwendungen in Grenzen zu halten, wurden die nachfolgenden Pakete von Prozeduren entwickelt, auf denen alle in diesem Kapitel beschriebenen Programme basieren und die je nach Bedarf implementiert werden können. Alle Programme verwenden als Schnittstelle zum Anwender die

- Graphische Standard-Oberfläche
Die Oberfläche enthält alle gängigen Steuerbuttons zur Programmbedienung (Laden, Speichern, Hilfe, Beenden usw.) sowie ein protokollierbares Textfenster zur Ausgabe der Aktionen und Fehlermeldungen. Je nach Anwendung stehen die Eingabemöglichkeit von Steuerbefehlen (als Befehlszeile oder über Menüs), Buttons zur Ausführung oft genutzter Befehle, Schieberegler zur Eingabe von Sollwerten und Ausgabefenster für Istwerte zur Verfügung.

In der Regel befinden sich die betriebswichtigen Schalter und Anzeigen im oberen Bereich der Oberfläche. Dadurch ist der Betriebszustand des Geräts mit einem Blick abzulesen, auch wenn die Oberflächen mehrerer Programme aus „Platzmangel“ auf dem Bildschirm überlappend angeordnet werden müssen.

Abhängig von der gewünschten Anwendung werden zusätzlich die folgenden Pakete integriert:

- RS 232
Dieses Paket beinhaltet die Kommunikation über die RS232-Schnittstelle bzw. die 8-fach serielle Cyclades-Karte Cyclom Y und

Routinen zur Wandlung der Steuerbefehle sowie der Status- und Fehlermeldungen in Klartext.

- Comedi

Das Programmpaket `comedi`⁴ [Com04] und die zugehörige Bibliothek `comedilib` werden für die Kommunikation mit analogen und digitalen I/O-Meßkarten⁵ verwendet. Da im Rahmen dieser Arbeit auch eine Schnittstelle zu Tcl entwickelt wurde, stehen für alle gängigen Operationen – Initialisierung, Konfiguration sowie Senden und Lesen analoger und digitaler Werte – entsprechende Befehle zur Verfügung.

- Input/Output

enthält alle Routinen zur Überwachung und gegenseitigen Beeinflussung der Programme. Insbesondere können Istzustände und Meßwerte an `OmniMess` übergeben werden und im Alarmfall – z.B. Temperatur- oder Druckanstieg – Reaktionen auslösen (z.B. Abschaltung). Die Verwendung der Alarme ist ausführlich in Kap. 6.2 bzw. im Anhang C.2 beschrieben.

- Timer

Diese Funktion wird zum zeitgesteuerten Senden von Steuerbefehlen benötigt, beispielsweise zum zeitversetzten Aufstarten der Kryopumpen bei einem Abpumpvorgang.

- Graphische Oberfläche zur Meßwertdarstellung

Diese Oberfläche dient dem Abspeichern der Meßreihe sowie deren Darstellung inklusive der Wahl des Ausschnitts und/oder der Skalierung. Ein integriertes Achsenkreuz mit Anzeige der Koordinaten vereinfacht die Suche nach einzelnen Meßpunkten. Die Darstellung kann als Postscript-Datei gespeichert werden. Sind weitere dieser

⁴linux `control and measurement device interface`, eine Sammlung von Treibern für eine Vielzahl von Einsteckkarten zur Datenerfassung unter LINUX

⁵z.Z. werden die I/O-Karten DAQBoard 2000 von IOTech, PCLab 718 und Lab-PC+ von National Instruments Corporation verwendet

Oberflächen geöffnet, können alle dargestellten Meßwerte miteinander verknüpft werden (Addition/Subtraktion⁶). Dies vereinfacht die Diagnose bei zeitlichen Veränderungen z.B. des Strahls (Massenspektren) oder des Dissoziator-Plasmas (optische Spektren). Weiterhin kann eine „Histogramm“-Funktion integriert werden, d.h. die kontinuierliche Darstellung eines einzelnen Meßwerts (siehe Kap. 6.1.4).

Nachfolgend werden die einzelnen Geräte mit den zugehörigen Programmen kurz vorgestellt. Auf eine Darstellung des Programmcodes wird hier bewusst verzichtet. Aufruf und Bedienung der Programme sowie die Beschreibung der implementierten Funktionen finden sich im Anhang C.1.

6.1.1 Helium-Kompressor

Als Kompressor-Einheit für den Betrieb beider Kryopumpen der Atomstrahlquelle ist ein He-Coolpak 4000 von Leybold⁷ eingesetzt. Die Bedien-

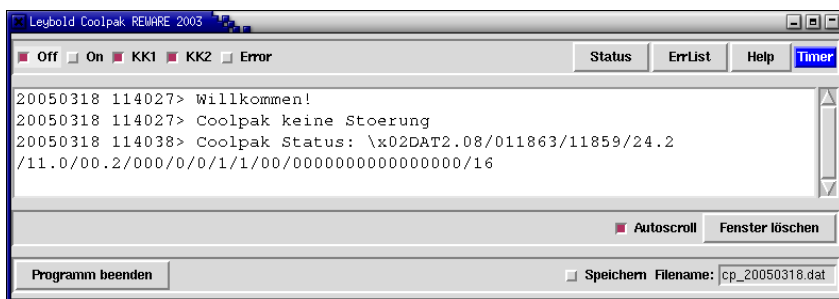


Abbildung 6.1: He_Coolpak.tcl, graphische Standard-Oberfläche

funktionen beschränken sich auf das Ein- bzw. Abschalten des Kompressors und beider Kalköpfe sowie der Überwachung des Betriebszustandes. Bei Erwärmung des Kühlwassers oder Druckverlust in der He-Leitung

⁶Weitere Funktionen können jederzeit implementiert werden

⁷Leybold Vakuum GmbH Köln

schaltet das Gerät selbsttätig ab. Die Kommunikation erfolgt über die RS232-Schnittstelle. Zum zeitgesteuerten Schalten der Kühlköpfe ist die Timer-Funktion integriert.

6.1.2 Wärmebad

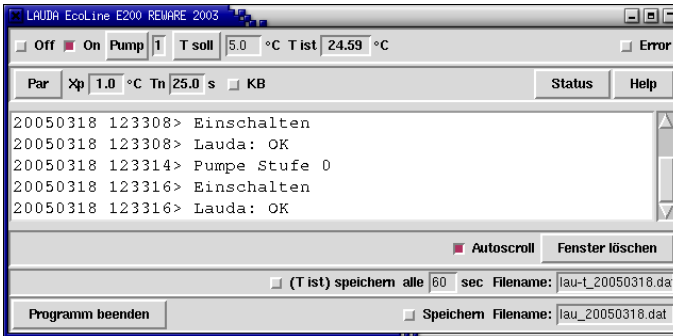


Abbildung 6.2: Lauda_E200.tcl, graphische Standard-Oberfläche

Das – ebenfalls mit RS232-Schnittstelle versehene – Wärmebad Ecoline E200 von Lauda⁸ wird für den Betrieb des Neutralisierers der Cs-Quelle benötigt. Gesteuert werden können die Pumpleistungsstufe sowie Solltemperatur und einige wichtige Regelparameter. Die Ist-Temperatur kann in frei wählbaren Intervallen abgespeichert werden.

6.1.3 Hochfrequenzsender

Als Hochfrequenzsender für den Dissoziator der Atomstrahlquelle wird eine Plasmastromversorgung PFG RF300 von Hüttinger⁹ verwendet. Bei der Festfrequenz von 13.56 MHz kann die Sendeleistung zwischen 0 und

⁸Lauda Dr. R. Wobster GmbH & Co KG Lauda-Königshofen

⁹Hüttinger Elektronik GmbH + Co KG Freiburg

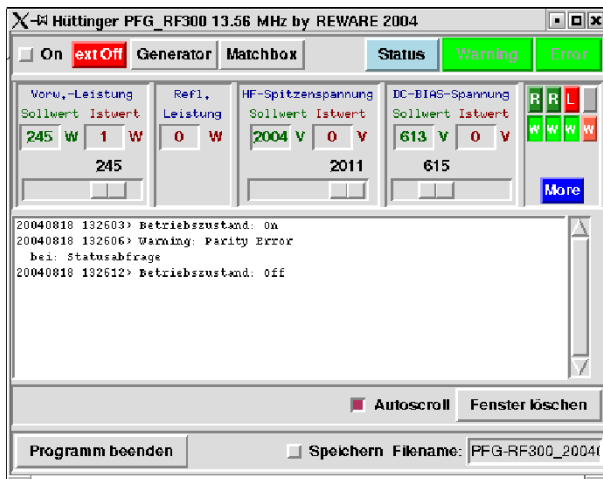


Abbildung 6.3: PFG-RF300.tcl, graphische Standard-Oberfläche

300 W variiert werden. Diese, sowie HF-Spitzenspannung und RC-Bias-Spannung, können mit Schieberegler vorgeben werden. Wichtig für den überwachten Betrieb des Generators ist die Möglichkeit der Übergabe dieser Werte an das universelle Meßprogramm *OmniMess*. Von dort kann auch die Sendeleistung aufgrund frei definierbarer Ereignisse abgeschaltet werden. Alle Operationen für den HF-Generator und die zugehörige Matchbox (das Anpassungsnetzwerk) können über Menüpunkte ausgeführt werden. Auch hier erfolgt die Verbindung mit dem Meßrechner über die RS232-Schnittstelle.

6.1.4 Quadrupol-Massenspektrometer

Zur Bestimmung der Anteile von Teilchen unterschiedlicher Massen im Strahl steht ein Cross-Beam-Quadrupol-Massenspektrometer QMG 421 von Balzers¹⁰ zur Verfügung.

¹⁰Pfeiffer Vakuum GmbH Asslar



Abbildung 6.4: QMG421 .tc1, graphische Standard-Oberfläche

Neben dem Schalten der Emission und dem Aufruf einer Messung können bis zu zehn Initialisierungsroutinen vorgegeben werden. Durch die Wahl des Massenbereichs, der Auflösung, der Messgeschwindigkeit usw. kann so schnell zwischen verschiedenen Messmodi umgeschaltet werden. Obwohl alle häufig benötigten Befehle über Menüpunkte angewählt werden können, besteht zusätzlich die Möglichkeit, Befehlssequenzen direkt zu senden. Hierfür sind allerdings genauere Kenntnisse des Geräts und des Handbuchs notwendig. Die Kommunikation mit dem Spektrometer erfolgt wiederum über die RS232-Schnittstelle.

Jedes Meßergebnis wird in einer separaten graphischen Oberfläche dargestellt (Abb. 6.5). In dieser Darstellung kann durch Setzen von linker und rechter Grenze ein Bereich gewählt, über diesen integriert oder dieser Bereich vergrößert dargestellt werden. Zeitgleich dargestellte weitere Meßergebnisse können durch Addition oder Subtraktion verknüpft werden. Sowohl die Meßwerte als auch die Darstellung des Spektrums können abgespeichert werden. Gespeicherte Meßergebnisse können jederzeit wieder eingelesen oder mit anderen Plotprogrammen (z.B. `gnuplot`) weiterverarbeitet werden.

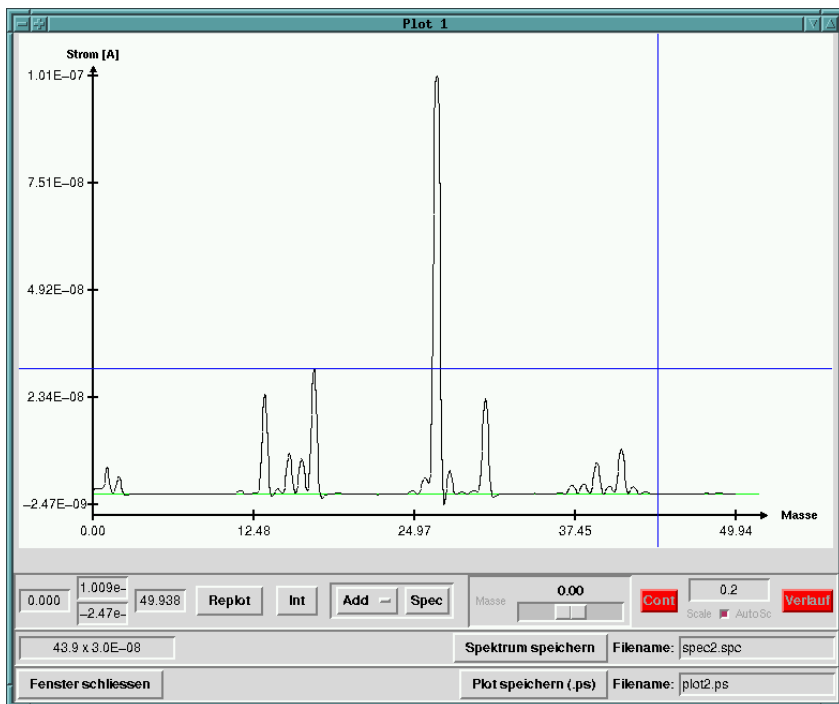


Abbildung 6.5: QMG421 . tc1, Beispiel eines Massenspektrums

Da es zu Einstellungs- und Optimierungsarbeiten häufig nützlich ist, die Veränderung des Anteils einer Masse kontinuierlich zu beobachten, ist eine Histogramm-Funktion integriert. Die entsprechende Masse wird über die Initialisierung vorgegeben und kann über einen Schieberegler entsprechend der Auflösung feinjustiert werden (siehe Anhang C.1.4, Seite 158).

6.1.5 Optisches Spektrometer

Zur Überwachung der Qualität des Dissoziator-Plasmas der Atomstrahlquelle ist ein optisches Spektrometer S2000 von Ocean Optics¹¹ eingesetzt. Hiermit lassen sich Beimischungen anderer Stoffe in der Plasma-Entladung, entstanden durch Verschmutzungen oder Lecks, bereits dann erkennen und bestimmen, wenn der visuelle Eindruck der Entladung noch einwandfrei ist.

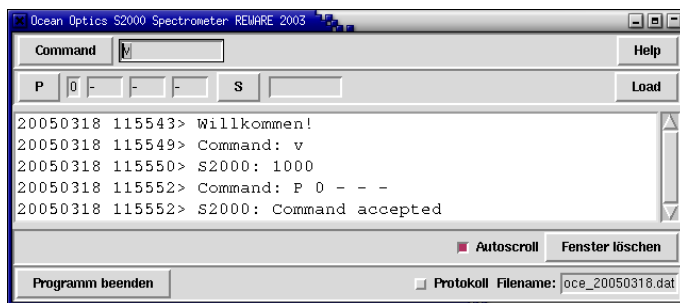


Abbildung 6.6: Ocean_S2000.tc1, graphische Standard-Oberfläche

Die Steuerung über Buttons beschränkt sich auf das Einlesen eines Spektrums sowie eine Maske zur Eingabe des wichtigen „Pixel-Mode“-Befehls. Alle anderen Kommandos können direkt eingegeben werden. Analog zur Steuerung des Quadrupol-Massenspektrometers erfolgt die Kommunikation mit dem Spektrometer über die RS232-Schnittstelle. Ebenso können die Ausgaben der Meßergebnisse in separaten Oberflächen entsprechend bearbeitet werden.

Abb. 6.7 zeigt ein Beispiel für ein optisches Spektrum der Wasserstoff-Entladung, aufgenommen unmittelbar nach dem Zünden der Entladung nach langer Belüftungszeit. Von rechts nach links sind die vier höchsten Linien eindeutig dem Wasserstoff zuzuordnen (H_{α} : 656.3 nm, H_{β} :

¹¹Ocean Optics Inc. Dunedin FL, USA

486.2 nm, H_γ : 434.0 nm, H_δ : 410.2 nm). Die anderen Linien und der erhöhte Untergrund (Banden) deuten auf Unreinheiten – Wandbeläge, Reinigungsalkohol oder Kohlenstoffe aus Pumpenölen – hin.

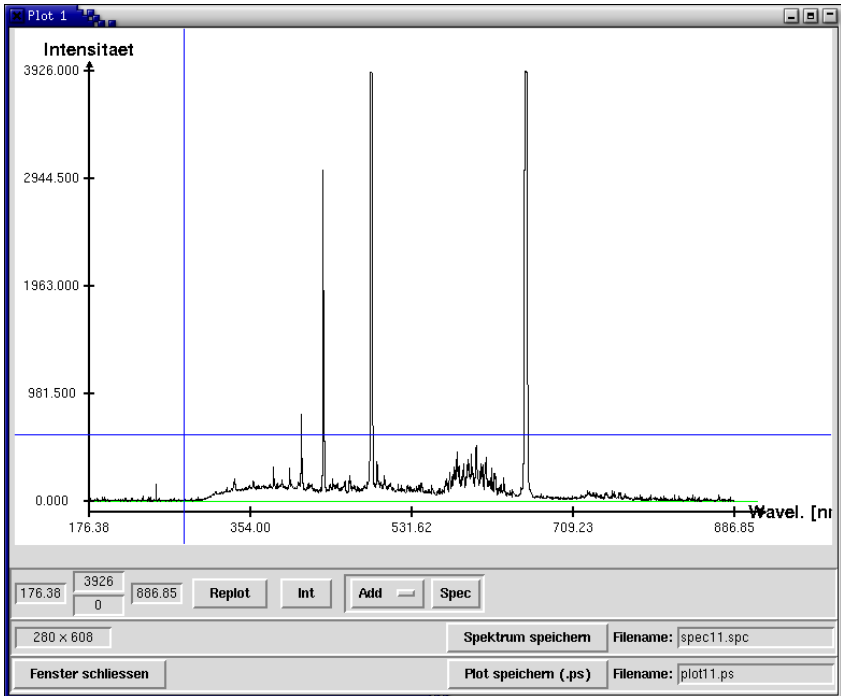


Abbildung 6.7: Ocean_S2000.tc1, Beispiel eines optischen Spektrums

Die Möglichkeiten zur Bearbeitung des Spektrums entsprechen den Funktionen bei der Darstellung der Spektren des Quadrupol-Massenspektrometers.

6.1.6 Emittanzmeßgerät

Zur Messung der Emittanz eines Ionenstrahls wurde in den neunziger Jahren des letzten Jahrhunderts in unserem Institut ein Meßgerät entwickelt, welches mit der „Schlitz-Draht-Methode“ das Bild des Strahls im zweidimensionalen geometrischen Phasenraum ermittelt [Sch93]. Das Gerät besteht aus einer Vakuumkammer, die eine motorbetriebene Mehrfachschlitzblende und einen fahrbaren Scannerdraht enthält. Die zugehörige marode Elektronik wurde im Rahmen dieser Arbeit vollständig erneuert.

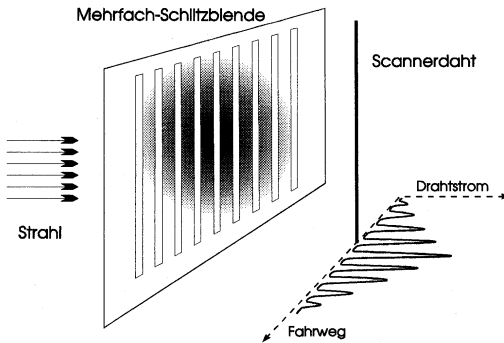


Abbildung 6.8: Meßprinzip der Schlitz-Draht-Methode

Die Schlitz-Draht-Methode reicht unter der Voraussetzung der Symmetrie des Strahls zur Bestimmung der Emittanz aus. Der Strahl wird bis auf eine kartesische Komponente (x oder y) ausgeblendet und die Divergenzverteilung mit dem Scannerdraht aufgenommen.

Die Software ermöglicht neben der Messung das Ein- und Ausfahren des Schlitzblechs in den Strahl sowie die Positionierung des Scannerdrahts. Drahtposition und Meßstrom werden kontinuierlich angezeigt (Abb. 6.9). Nach jeder Datenaufnahme bzw. dem Einladen einer gespeicherten Messung werden die Strahldaten in einer graphischen Oberfläche dargestellt

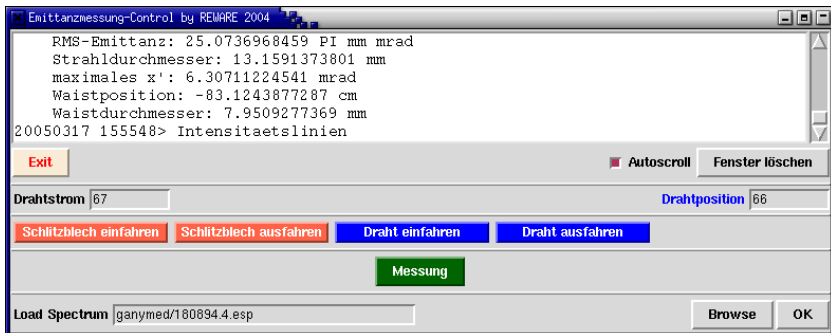


Abbildung 6.9: Emi.tcl, graphische Benutzeroberfläche

und können anschließend weiterverarbeitet werden (Abb. 6.10, links: Bestimmung der Peakanzahl, Ordnen der Peaks, Untergrundabzug). Daraufhin kann die rms-Ellipse inklusive der ε_{10} -, ε_{50} - und ε_{90} -Emittanz-Polygonzügen berechnet und dargestellt werden¹² (Abb. 6.10, rechts).

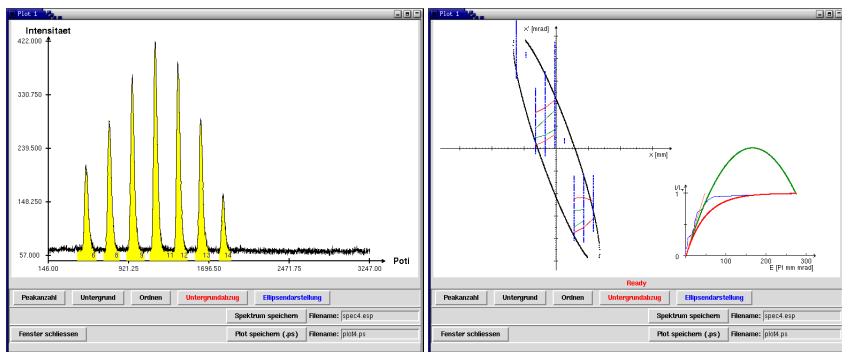


Abbildung 6.10: Emi.tcl, Messung (l.) und Berechnung (r.)

¹²Die hierzu benötigten Algorithmen sind dem C-Quellcode von Hermann und Suttrop entnommen [Her94, Sut94]

Rechts der Ellipse wird die Intensitäts-Emittanz-Charakteristik des Strahls in 5%-Schritten aufgetragen [Lej80]. Daran angefügt sind eine Ursprungsgerade und eine Exponentialfunktion. Hierdurch erhält man eine Angabe, wie groß die Emittanz für einen bestimmten Prozentsatz der Strahlintensität ist. Alle berechneten Parameter werden im Protokollfenster ausgegeben (Abb. 6.9).

6.1.7 Gaußmeter

Das Gaußmeter Magnet-Physik FH27¹³ wird zwar nicht im ständigen Betrieb der SAPIS-Apparaturen benötigt, ist jedoch ein wichtiges Werkzeug, z.B. bei der Vermessung der Magnetfelder der Multipolmagnete oder des Schwachfeldübergangs der Atomstrahlquelle. Auch bei Herstellung und Tests der Solenoiden des Ionisiereres, der Cäsium-Gaszelle und des Spinfilters des Lambshift-Polarimeters ist es unverzichtbar. Ebenso wird das Gaußmeter zur Überprüfung des Verlaufs und der Orientierung der Magnetfelder der Kölner Quelle polarisierter Ionen LASCO benötigt.

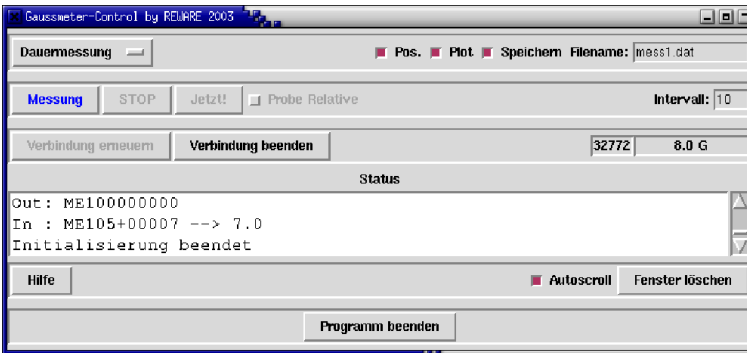


Abbildung 6.11: Gauss.tcl, graphische Benutzeroberfläche

Das Programm bietet die Möglichkeit, sowohl Dauermessungen,

¹³Magnet-Physik Dr. Steingroever GmbH Köln

Einzelmessungen als auch Messungen in bestimmten Zeitintervallen durchzuführen und zu protokollieren. Für die Hallsonden existiert ein Fahrschlitten zum Durchfahren von Magnetfeldern, dessen Sondenposition zusätzlich aufgezeichnet werden kann. Diese Position und das aktuelle Magnetfeld werden ständig angezeigt. Auf Wunsch kann das Meßergebnis geplottet und als Postscript-Datei abgespeichert werden.

Das Programm verwendet wiederum die RS232-Schnittstelle. Nur bei Benutzung des Fahrschlittens ist außerdem eine Analog-Digital-I/O-Karte erforderlich (siehe Anh. C.1.7).

6.2 OmniMess

Nach Fertigstellung der Fernsteuerung der Kölner Quelle polarisierter Ionen LASCO (Anh. D) war es naheliegend, eine gleichartige Software zum Betrieb der SAPIS-Komponenten zu verwenden. Aufgrund der vielfältigen und zusätzlichen Anforderungen war es jedoch sinnvoll, die Software – wenn auch auf der LASCO-Software basierend – vollständig neu zu entwickeln: Während die LASCO eine lauffähige Apparatur mit einer festgelegten Zahl von Netz- und Steuergeräten darstellt, sollte das Programmpaket für SAPIS bereits zu Beginn der ersten Tests funktionsfähig und jederzeit erweiterbar sein. Zusätzlich besteht die Notwendigkeit, Daten von anderen Rechnern und Meßprozessen zu lesen und zu überwachen, darauf reagieren zu können sowie spezielle Messungen (z. B. Bestimmung der Strahlpolarisation) durchführen und auswerten zu können. Die Benutzung eines Client-Server-Systems ist ebensowenig notwendig wie der „Umweg“ der Datenübertragung über das CAMAC-System; die benötigten Analog-Digital-Meß- und Steuerkarten sind direkt in den Rechnern installiert. Auch die großzügige Darstellung der Funktionen der Geräte – bei der LASCO-Fernsteuerung durchaus sinnvoll – ist hier nicht notwendig, sondern eher unübersichtlich. Letztlich sollte es für jeden Benutzer möglich sein, ohne spezielle Programmierkenntnisse neue Meß- oder Steuergeräte in die Fernsteuerung einzubinden.

Somit wurde unter der Bezeichnung **OmniMess** ein universelles Steuer-, Regel- und Meßprogramm erstellt, welches trotz seiner Vielzahl von Möglichkeiten eine sehr kompakte Benutzeroberfläche besitzt (Abb. 6.12, Beispiel für die Überwachung der Atomstahlquelle). Da sich die ausführliche Beschreibung aller Features und der Konfigurationsdatei im Anhang C.2 befindet, erfolgt hier nur eine Kurzbeschreibung der implementierten Funktionen:

- Verwendung aller Meßkarten, die von dem Programmpaket **comedi** (Kap. 6.1) unterstützt werden
- Schreib- und Lesezugriff auf analoge I/O-Kanäle (0 ... 10 V, 0 ... 5 V, -5 ... 5 V usw.), abhängig von den Möglichkeiten der Meßkarten)



Abbildung 6.12: OmniMess

- Schreib- und Lesezugriff auf digitale I/O-Kanäle
- Lesezugriff auf Meßwert-Dateien (z. B. zur Überwachung und ggf. Regelung der über die RS232-Schnittstelle gesteuerten Geräte)
- Zuweisung beliebiger Rechenoperationen zu allen Kanälen (Eichung, Umrechnung), auch unter Verknüpfung der Kanäle
- Protokollfunktion aller sowie einzelner Kanäle zur Übergabe an weitere **OmniMess**-Prozesse oder andere Plot- bzw. Überwachungsprogramme

- Alarmfunktionen zur Auslösung interner (z. B. Bildschirmanzeige mit frei wählbarem Text) und externer Reaktionen (z. B. Abschalten von Geräten, Versenden von E-Mails)
- Möglichkeit der Anzeige des Originalmeßwerts jedes Kanals (zur Eichung oder zu Kontrollzwecken)
- Anzeige von Einzelmeßwerten in wählbarer Schriftgröße
- Auswahl beliebiger Meßwerte für Spezialmessungen (Kap. 6.2.1)
- Rechnerübergreifende Meßwertüberwachung mit **Datatrans** (Anh. C.2.4)

Prinzipiell können beliebig viele Schreib- und Lesezugriffe – begrenzt nur durch die Anzahl der Kanäle der Meßkarten oder durch die Höhe der Benutzeroberfläche auf dem Bildschirm – mit einem Aufruf gestartet werden. Das Programm kann – auch mit den gleichen Lesezugriffen – mehrfach parallel aufgerufen werden.

6.2.1 Spezialmessungen

Jeder analoge Meßwert (Soll - oder Istwert) sowie die Daten von Meßwert-Dateien können für Spezialmessungen ausgewählt werden.

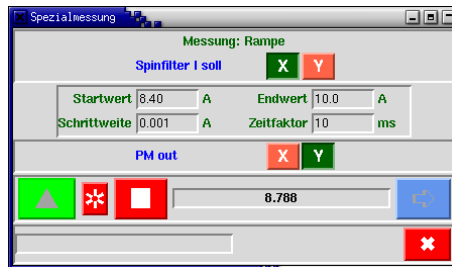


Abbildung 6.13: Spezialmessung mit OmniMess

In einer Spezialmessung kann jeder Meßwert gegen jeden anderen oder gegen die Zeit aufgetragen werden. Die wichtigste Anwendung ist somit das Durchfahren einer Rampe mit einem steuerbaren Netzgerät und die Aufzeichnung eines Meßergebnisses (Abb. 6.13: Bestimmung der Strahlpolarisation durch Messung des durch den Lock-in Amplifier bearbeiteten Photomultiplier-Stroms).

Ist die Messung beendet, wird das Ergebnis für die weitere Bearbeitung und Auswertung graphisch dargestellt (Abb. 6.14).

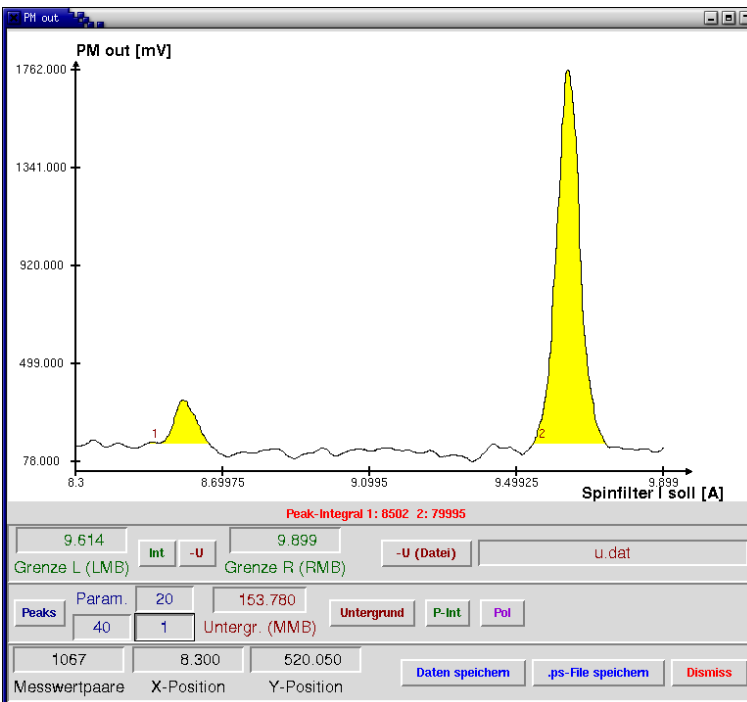


Abbildung 6.14: Darstellung und Weiterverarbeitung der Spezialmessung

Zur Auswertung stehen die folgenden Funktionen zur Verfügung:

- Integration innerhalb wählbarer Grenzen
- Untergrundabzug: manuell, rechnerisch oder Abzug einer Meßreihe
- Peaksuche
- Integration über die Peaks
- Bestimmung der Strahlpolarisation (Photomultiplier-Spektrum des Lambshift-Polarimeters)
- Speichern der Meßreihe als Datenfile und der Darstellung als Postscript-File

6.2.2 Konfiguration

Zur Wahrung der Übersichtlichkeit und Benutzerfreundlichkeit werden alle Angaben zu Meßkarten und -Kanälen, Eichfaktoren, Verknüpfungen, Überwachungsfunktionen usw. in einer Konfigurationsdatei abgelegt. Damit sind zur Einrichtung von **OmniMess** keine Programmierkenntnisse (außer den Bezeichnungen mathematischer Funktionen) erforderlich, ebensowenig muß der Quellcode diverser Programmteile modifiziert werden. Nach der Verdrahtung eines neuen Sensors, Netz- oder Meßgeräts mit einer Meßkarte sind die notwendigen Einträge (auch anhand von vorhandenen Beispielen) leicht und schnell durchzuführen.

Selbstverständlich können für unterschiedliche Anwendungen (hier z.B. die Überwachung der Atomstrahlquelle, die Steuerung des Lambshift-Polarimeters und der Cäsium-Strahlquelle) verschiedene Konfigurationsdateien erstellt werden, mit denen **OmniMess** parallel aufgerufen werden kann.

Eine vollständige Konfigurationsdatei mit Beispielen aller möglichen Funktionen wird im Anhang C.2.2 beschrieben.

6.3 Buttonjustage

Zur Positionierung des Wolfram-Buttons und der ihn umgebenden Elektrode der Cs⁺-Quelle müssen sechs (bzw. zwölf) mit Schrittmotoren betriebene Schubspindeln gesteuert werden, wofür bereits von Tenckhoff das Programmpaket **Hexa** entwickelt, aber leider nicht hinreichend betriebssicher fertiggestellt wurde¹⁴.

Bisher sind zwei lauffähige Prozeduren vorhanden, mit den es möglich ist, die gesamte Elektrodenanordnung (Button und die den Button umgebende Elektrode) gemeinsam in alle Raumrichtungen zu verfahren, zu drehen und zu kippen, sowie jede Spindel einzeln zu verfahren.

Die Software ist auf jeden Fall dahingehend zu erweitern, daß Button und Elektrode unabhängig voneinander kollisionsfrei bewegt werden können. Ebenso ist eine Berührung der Spindeln von Button und Elektrode untereinander aufgrund von Anwenderfehlern möglich. Auch das Anfahren einer definierten Nullposition¹⁵ ist zur Zeit nur reproduzierbar sichergestellt, wenn das Programm nicht zwischenzeitlich beendet wurde. Unabdingbar für einen sicheren Betrieb der Quelle ist auch die Möglichkeit, die Bewegung jederzeit anhalten zu können¹⁶. Abschließend ist – zumindest hardwareseitig – eine Endabschaltung der Spindeln zu integrieren.

Die Anleitung zur Bedienung dieser Software befindet sich im Anhang C.3. Aufgrund der speziell für die Ansteuerung der einzelnen Schrittmotoren verwendeten Einsteckkarten und der dazugehörigen Software-Bibliothek ist das Programmpaket nur auf dem Rechner hexapod.ikp.uni-koeln.de lauffähig.

¹⁴Die Fertigstellung war auch im Rahmen dieser Arbeit aus Zeitgründen unmöglich, sie würde dem Aufwand einer Diplomarbeit entsprechen.

¹⁵Eine Nullposition wird zur Zeit durch Steuern der einzelnen Spindeln und manuellen Vermessung der Spindelpositionen außerhalb der Vakuumkammer eingestellt.

¹⁶In der derzeitigen Programmversion wird eine einmal gewählte Position auch dann angefahren, wenn der entsprechende Schieberegler zwischenzeitlich erneut betätigt wird.

7 Diskussion und Ausblick

SAPIS stellt den ersten Versuch dar, eine Quelle polarisierter negativer Wasserstoff- und Deuteriumionen durch Ionisation mit einem schnellen Cs^0 -Strahl auf der Basis der Speicherzellentechnologie zu realisieren. Prinzipiell hat eine solche Quelle ein hohes Potential, was sowohl die Intensität als auch die Polarisation betrifft.

Der hier beschriebene SAPIS-Prototyp produziert zur Zeit einen H^- -Strahl mit einer Stärke von 3.1 nA^1 . Das ist beachtlich, wenn man bedenkt, daß dies etwa 35 % des theoretisch möglichen darstellt. **Das Funktionsprinzip der SAPIS mit der Ionisation durch Cs^0 ist damit erstmals realisiert.**

Absolut gesehen ist der Wert von 3.1 nA niedrig. Die Ursache ist, daß die zur Verfügung stehenden (personellen und finanziellen) Ressourcen für ein solch aufwendiges, komplexes Projekt für einen Prototyp, nicht jedoch für ein optimiertes System vorhanden waren. Letzteres würde weiteren erheblichen Aufwand an Zeit, Geld und Manpower erfordern.

Im einzelnen sind die „Schwachstellen“ folgende:

- Die Leistungsfähigkeit der Atomstrahlquelle ist mit $7 \cdot 10^{14} \text{ Atomen/s}$ gering. Moderne Atomstrahlquellen liefern heute durchaus Teilchenströme im oberen 10^{16} s^{-1} -Bereich, die leistungsfähigste ABS in Brookhaven bis zu $1.2 \cdot 10^{17}$ polarisierte *Atome/s* [Zel05].

¹Im Laufe der letzten Untersuchungen mit Deuterium wurden sogar maximale Werte von 7.4 nA nachgewiesen, begründet durch Verbesserungen an der Atomstrahlquelle und die um den Faktor $\sqrt{2}$ höhere Dichte der Deuteronen in der Speicherzelle.

- Auch der Cs-Neutralstrahl liegt mit Teilchenströmen von äquivalent etwa $270 \mu A$ unter den an anderen CB-Quellen erreichten Werten. Hier sollten durch Optimierung der Cs^+ -Extraktion und Neukonstruktion des Neutralisierers durchaus Werte von äquivalenten 5 - 10 mA erreichbar sein, wie sie die – wenn auch gepulsten – Quellen in Jülich oder Brookhaven vorweisen (s. u.).
- Schließlich bietet die Speicherzelle selbst noch ein großes Potential an Verbesserungsmöglichkeiten. Durch Verminderung des Durchmessers und Verlängerung der Ladungsaustauschregion lassen sich, wie in Kap. 5.3 beschrieben, Steigerungen im H^- -Ertrag von bis zu einer Größenordnung erreichen. Dieser Wert kann durch Kühlung der Zelle auf $100 K$ um den Faktor $\sqrt{3}$ gesteigert werden. Weiterhin konnte das Wandmaterial der Zelle – bis auf die Drifilm-Beschichtung – bislang nicht weiter erforscht werden.

Unter diesen Bedingungen läßt sich der H^- -Strom einer realistisch optimierten SAPIs berechnen, wobei sich durch die entsprechende Maßnahmen die folgenden multiplikativen Faktoren ergeben:

Maßnahme	Faktor
Teilchenzahl der ABS: $N_{H^0} = 1.2 \cdot 10^{17} s^{-1}$	$3 \cdot 10^2$
Cs ⁰ -Strahl in der Speicherzelle $I_{Cs^0} = \text{äquiv. } 5 mA$	20
Cs-Energie 50 - 60 $keV \Rightarrow$ max. Umladequerschnitt	1.3
Verringerung des Durchmessers der Zelle auf 10 mm	5
Verdoppelung der Länge der Zelle	2
Kühlung der Zellenwände auf 100 K	$\sqrt{3}$
Π	$1.35 \cdot 10^5$

Damit ergibt sich unter Vorraussetzung der vollständigen Extraktion ein H^- -Strom von

$$I_{H_{theo}^-} = 3.1 nA \cdot 1.35 \cdot 10^5 \approx 420 \mu A.$$

Diesen Wert kann man mit anderen Colliding-Beams-Quellen (Jülich [Geb05] [Geb06], Madison [Hae82], Brookhaven [Ale86] und Seattle [Gos90]), ebenso wie mit der mit ECR-Ionisation arbeitenden Münchener Quelle [Her05], vergleichen. Die Tabelle zeigt eine Übersicht über die wichtigen Parameter dieser Quellen:

Quelle	I_{H^-} [μA]	I_{Cs^0} [äquiv. mA]	I_{Cs^+} [mA]	Pulsdauer [ms]
COSY Jülich	50	7	10	20
UWI Madison	3.1		2.4	∞
BNL Brookhaven	30 - 40	5	10	0.5
UW Seattle	1		2	∞
München	15			∞

Selbst die im gepulsten Betrieb arbeitende CBS an COSY wird mit diesem Wert um einen Faktor 8.4 übertroffen. Dieser Faktor erhöht sich bezüglich der im DC-Modus betriebenen Quellen auf über 130 bis 420. Eine komplette Pulsung von SAPIS könnte darüber hinaus eine weitere Erhöhung um einen Faktor 10 erbringen.

Somit zeigt dieses Ergebnis bereits ohne die Kenntnis der Polarisation des H^- -Strahls, daß die weitere Forschung an einer derartigen Quelle nach dem Prinzip der Speicherzelle sinnvoll und aussichtsreich ist.

Die Bestimmung der Polarisation des extrahierten Strahls wurde zunächst mit dem Lambshift-Polarimeter versucht. Aufgrund der dabei notwendigen Umladung der H^- - bzw. D^- -Ionen zu H^+ bzw. D^+ an He oder N_2 ergaben sich jedoch nur Ströme im pA -Bereich, die trotz Lock-in-Technik nicht zur Erzeugung eines verwertbaren Signals ausreichen.

Auch der Versuch, die Polarisation mittels der Reaktion $D(\vec{d},p)^3H$ bei einer Energie von 40 keV zu messen, ergab wegen der zu geringen Zählrate ein negatives Resultat.

Wenn auch die Polarisationsmessung daher noch aussteht, so ist doch mit Erfahrungen mit Target-Speicherzellen wie an HERMES [Bau03a] zu erwarten, daß sich die Depolarisation an Drifilm in Grenzen hält. Der Einfluß des Cäsiums ist bisher unerforscht, sollte aber bei guter Strahlführung gering sein.

Um eine SAPIS, ausgehend vom vorgestellten Prototyp, zu optimieren, sind folgende Modifikationen erforderlich:

- Die Pumpleistung der ABS ist nicht ausreichend; besonders an der Spitze der Nozzle ist der Pumpquerschnitt durch den sehr klobigen Kühlfinger eingeschränkt. Dieses Problem kann durch Neudesign im Zusammenhang mit dem Einbau eines leistungsstärkeren Kaltkopfes für die Nozzle-Kühlung behoben werden.

Ein Grund für die geringe Teilchenzahl ist vermutlich im Dissoziator zu suchen. Neben dem Austausch der kapazitiven durch die vorherrschend gebräuchliche induktive Leistungseinkopplung sollte es möglich sein, die Entladung zu beobachten. Auch die Kühlungen des Dissoziatorrohrs und der Nozzle (s. o.) sind nicht leistungsstark genug.

Die Atomstrahlquelle leidet vor allem am unausgereiften Design ihrer Vakuumkammern. Da die Kammern zueinander nicht selbstzentrierend sind, ist eine Veränderung an den Positionen von Nozzle, Skimmern und Multipolmagneten fast jedesmal mit einer vollständigen Neujustierung dieser Komponenten verbunden. Insbesondere die Halterung der Skimmer in den Zwischenringen der Kammern ist unglücklich ausgeführt und eine Positionsänderung im eingebauten Zustand oft unmöglich. Eine Justiermöglichkeit der Skimmer von außen wäre oft sehr zeiter sparend gewesen.

Somit ist ein Neudesign der Vakuumkammern erforderlich, wobei sich ein selbstzentrierendes System nach dem LASKA-Prinzip [LAS73] anbietet. Dieses hat sich nicht nur beim Aufbau des Lambshift-Polarimeters (Kap. A.2), sondern auch auf der Kölner

Quelle polarisierter Ionen LASCO seit Jahren bewährt.

- Die Cs^+ -Quelle ist prinzipiell ausgereift und funktionsfähig. Der Neutralisierer jedoch ist aufgrund seiner zylindrischen Kammer ungeeignet, da ein nicht zu vernachlässigender Teil des an den Wänden kondensierenden Cäsiums in der Kammer verbleibt und nicht in den Ofen zurückfließt. Hier ist der Austausch durch eine beidseitig konische Kammer sinnvoll. Auch die Befüllung des Neutralisierers mit Cäsium läßt sich bedeutend eleganter mit einem Knackmechanismus für die Cäsiumampullen durchführen, wie er in der Cäsiumzelle des Lambshift-Polarimeters seit Jahren problemlos funktioniert.
- Da ein erhebliches Verbesserungspotential in der Wechselwirkungsregion mit der Speicherzelle besteht, sind dort folgende Maßnahmen bzw. Tests notwendig:
 - Konstruktion und Test einer dünneren und längeren Zelle
 - Kühlung der Zelle mit LN_2
 - stärkeres, homogeneres und längeres Solenoid-Magnetfeld um die Zelle
 - evtl. Modifikationen des elektrischen Feldgradienten
 - Vergrößerung der Vakuumkammer mit besserer Pumpleistung
 - Kühlung der Kohlenstoffblenden zur Kollimierung des Cäsiumstrahls zur Verringerung der vakuumschädlichen Wärmestrahlung

Nach einer Polarisationsmessung sind gegebenenfalls weitere Modifikationen der Speicherzelle (Magnetfeld, Beschichtung) erforderlich.

A Das Lambshift-Polarimeter

A.1 Messung der Polarisation

Die Messung der Polarisation eines atomaren Wasserstoff- oder Deuteriumstrahls wird mit dem Lambshift-Polarimeter in einem mehrstufigen Prozeß durchgeführt (Abb. A.1).

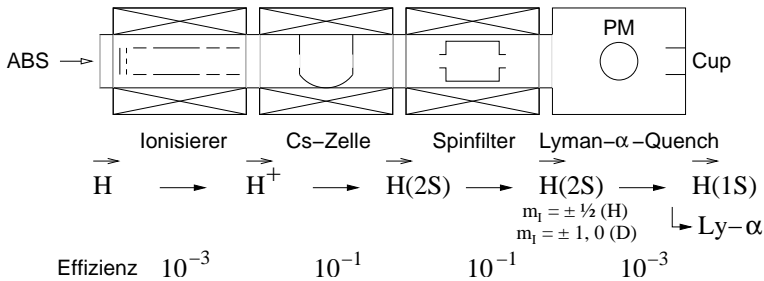


Abbildung A.1: Schematische Darstellung des Lambshift-Polarimeters und seines zugrundeliegenden Funktionsprinzips

Die Idee des Lambshift-Polarimeters stammt von Brolley, Lawrence und Ohlsen [Bro71], die ein Polarimeter zur Bestimmung der Kernspinpolarisation geladener Teilchen niedriger Energie benötigten, welches auch zur Eichung von Polarimetern für Niederenergieexperimente dient. Als vielversprechendes Verfahren für positiv geladene Wasserstoff-, Deuterium- und Tritiumionen bei Energien zwischen 0 und 500 keV erschien ihnen das Lambshift-Polarimeter geeignet.

Diese Idee setzten Clegg und Lemieux im Jahr 1990 um und testeten

das Lambshift-Polarimeter an der polarisierten Ionenquelle des TUNL-Labors [Cle90]. Das Verfahren zeichnete sich als schnelle und elegante Methode zur Bestimmung der relativen Hyperfeinzustandsbesetzung eines ionisierten Wasserstoff- oder Deuteriumstrahls aus. Damit dient es auch als Monitor zur Überwachung eines polarisierten Strahls. Bei Signalraten von $\sim 10^8 \frac{\text{Photonen}}{s}$ [Lem93] konnten Clegg und Lemieux innerhalb von 10 s die Besetzung der einzelnen Kernspinkomponenten eines 1 mA starken positiven Ionenstrahls aufzeichnen, aus der sofort die Polarisation abgelesen werden konnte.

Bis 2002 entwickelte Engels [Eng02] ein Lambshift-Polarimeter, daß durch Vorschalten eines Glavish-Ionisierers (s. u.) zusätzlich die Polarisation neutraler H- und D-Strahlen mit hoher Empfindlichkeit messen kann. Dieses wird erfolgreich an COSY Jülich eingesetzt.

A.1.1 Der Ionisierer

Erstes Element des Polarimeters ist ein Elektronenstoß-Ionisierer zur Ionisation des neutralen Wasserstoff- oder Deuteriumstrahls. Eingesetzt wird ein Ionisierer vom Glavish-Typ [Gla68], der es – obwohl einem ECR-Ionisierer in der Effizienz um bis zu zwei Größenordnungen unterlegen – ermöglicht, durch Variation seines starken Magnetfeldes einzelne Hyperfeinstruktur-Zustände mit gleichem Kernspin zu unterscheiden (Anh. A.1.6).

Theorie und Funktionsweise des Ionisierers sind ausführlich in [Emm00] abgehandelt.

A.1.2 Das Wienfilter

Prinzipiell nicht notwendig – aber sinnvoll – ist anschließend der Einbau eines Wienfilters (in Abb. A.1 nicht dargestellt). Seine Funktion als Massen- bzw. Geschwindigkeitsseparator ermöglicht einerseits eine deutliche Senkung des Untergrunds, andererseits aber auch die Analyse des eingehenden Strahls. Zusätzlich ist es mit dem Wienfilter möglich,

die Richtung der Polarisation zu drehen, was nach einer Ablenkung des Ionenstrahls zwingend erforderlich ist.

Durchläuft ein Proton das zu seiner Bewegungsrichtung senkrecht stehende Magnetfeld im Wienfilter, wird es aufgrund der Lorentzkraft F_L auf eine Kreisbahn mit der Zyklotron-Frequenz eB/m_p gezwungen.

Der Spin des Protons bewirkt ein magnetisches Moment:

$$\vec{\mu}_p = g_p \mu_K \vec{S}/\hbar. \quad (\text{A.1})$$

Hier ist $g_p = 5.5858$ das gyromagnetische Verhältnis des Protons, $\mu_K = e\hbar/(2m_p)$ das Kernmagneton und \vec{S} der Spin. Ein zu $\vec{\mu}_p$ parallel stehendes Magnetfeld zwingt den Spin daher zur Präzession mit der Larmorfrequenz

$$\omega_L = \mu_p B/\hbar = \frac{1}{2\hbar} g_p \mu_K B \quad (\text{A.2})$$

um die Achse des Magnetfelds. Der Präzessionswinkel β_L ist abhängig von der Aufenthaltszeit Δt des Protons im Wienfilter, also von seiner Geschwindigkeit v_p :

$$\beta_L = \omega_L \Delta t = \frac{\omega_L}{v_p} = \frac{1}{2\hbar} g_p \mu_K B \frac{1}{v_p}. \quad (\text{A.3})$$

Zur Separation der Geschwindigkeiten im Wienfilter dient das Magnetfeld und das senkrecht dazu stehende elektrische Feld. Um das Wienfilter auf der Strahlachse passieren zu können, muß die Lorentzkraft für die gewünschte Ionensorte gleich der Kraft F_C sein, die das elektrische Feld auf die Ionen ausübt:

$$q \cdot v \cdot B = F_L = F_C = q \cdot E \quad (\text{A.4})$$

woraus folgt

$$v = \frac{E}{B}. \quad (\text{A.5})$$

Um ein vollständiges Ionenspektrum zu betrachten, wird das elektrische Feld bei konstantem Magnetfeld variiert (oder umgekehrt). Diese

Möglichkeit ist zu bevorzugen, um Auswirkungen von Hystereseeffekten der Magnetspulen auf die Messungen zu vermeiden.

Zum Verständnis solcher Ionenspektren betrachtet man die Energie der Ionen (bei 550 eV ist der Umladewirkungsquerschnitt in metastabile Atome ($2S_{1/2}$) für Wasserstoff im Cäsiumdampf maximal):

$$E_{kin} = \frac{m_{Ion}}{2} \cdot v^2 = q \cdot U = 550eV. \quad (A.6)$$

Da die Anordnung der elektrischen Platten im Wienfilter einem Kondensator mit Plattenabstand d entspricht, gilt für die angelegte Spannung $U_{Wien} = d \cdot E$. Somit ergibt sich mit (A.5) und (A.6):

$$\frac{U_{Wien}}{d \cdot B} = \sqrt{\frac{2 \cdot 550eV}{m_{Ion}}}. \quad (A.7)$$

Führt man abschließend die Werte, die für alle Ionensorten gleich sind, in eine Konstante c über, so ergibt sich die einfache Gleichung:

$$U_{Wien} = \sqrt{\frac{c}{m_{Ion}}}. \quad (A.8)$$

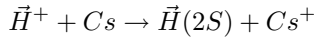
Wird also ein Ionen- bzw. Massenspektrum aufgenommen, indem man den am Faradaycup gemessenen Strom gegen die Wienfilterspannung U_{Wien} aufträgt, folgt aus (A.8), daß die Peaks, die der Ionensorte mit der geringsten Masse entsprechen, bei der höchsten Spannung auftreten:

$$\dots < U_{Wien}(H_2^+) = \sqrt{\frac{c}{m_{H_2^+}}} < U_{Wien}(H^+) = \sqrt{\frac{c}{m_{H^+}}}.$$

Werden die Spektren mit linear ansteigender Wienfilterspannung aufgenommen, ergibt sich die Lage der Peaks somit derart, daß für eine unbekannte Masse der Quotient aus Wienfilterspannung und der für H^+ nach Quadrierung den Massenwert ergibt (hierbei ist für H^+ der Wert 1 vorausgesetzt). Somit lassen sich über derartige Spektren auch unbekannte Elemente im Ionenstrahl identifizieren.

A.1.3 Die Cäsium-Gazelle

Da ein Spinfilter nur mit metastabilen Atomen arbeitet, müssen diese durch die Ladungsaustauschreaktion



mit Cäsiumatomen erzeugt werden. Diese Reaktion liefert bei einer Targetdicke von $5 \cdot 10^{-3} \text{ Torr cm}$ eine Ausbeute an metastabilen $2S_{1/2}$ -Atomen zwischen 10 und 15 % [Sch99]. Diese Komponente besitzt eine mittlere Lebensdauer von $\tau = 0.14 \text{ s}$. Die ebenfalls erzeugte $2P_{1/2}$ -Komponente ist sehr kurzlebig ($\tau = 1.6 \text{ ns}$) und zerfällt vor Erreichen des Spinfilters in den Grundzustand. Zur Erhaltung einer definierten Kernspinpolarisation findet die Umladung in einem starken Magnetfeld statt.

A.1.4 Das Spinfilter

Das Spinfilter [Tru94] [Wes03] ist die wichtigste Komponente des Lambshift-Polarimeters, da in ihm die Selektion der einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten des metastabilen Strahls stattfindet.

Während die metastabilen Wasserstoff-Atome das Spinfilter durchqueren und sich in einem longitudinalen homogenen Magnetfeld von 535 G befinden, sind die β -Komponenten des $2S_{1/2}$ - und die e-Komponenten des $2P_{1/2}$ -Zustands energetisch entartet (Abb. 2.6). Bei gleichzeitiger Anwesenheit eines transversalen elektrischen Feldes können diese Zustände koppeln und die Lebensdauer der β -Zustände wird herabgesetzt (Kap. 2.2.3, Abb. 2.7). Ein zusätzlich eingestrahktes Hochfrequenzfeld von 1.60975 GHz ermöglicht nun die Kopplung der α - an die β - und e-Komponenten, wodurch die Lebensdauer der α -Komponenten erheblich verkürzt wird und somit alle vier Zeeman-Zustände in den Grundzustand gequenchet werden. Ist die Kopplung einer α - an die entsprechende β -Komponente sehr stark, führt dies zur Oszillation der Atome zwischen diesen Zuständen und nur sehr wenige Atome gehen über den $2P_{1/2}$ -Zustand in den $2S_{1/2}$ -Grundzustand über. Eine Übersicht über die verschiedenen Kopplungen und deren Stärke ist in Abb A.2 dargestellt.

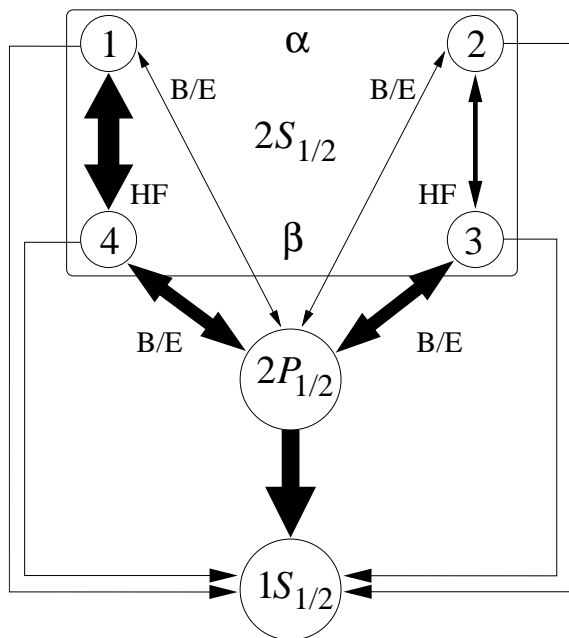


Abbildung A.2: Kopplungen der Hyperfeinstrukturkomponenten des $2S_{1/2}$ -Zustands des Wasserstoffs (B-Feld 535 G, E-Feld 10 V/cm, HF: 1.60975 GHz). Die Dicke der Pfeile entspricht der Stärke der Kopplungen. (nach [Eng02])

Die Abbildung zeigt deutlich den Unterschied in der Stärke der Kopplungen zwischen $\alpha 1$ und $\beta 4$ bzw. $\alpha 2$ und $\beta 3$. Letztere muß jedoch stark genug sein, alle $\alpha 2$ -Atome in den Grundzustand zerfallen zu lassen. Außerhalb des Einflußbereichs der Hochfrequenz werden die Atome des $\beta 4$ -Zustands durch das elektrische Feld in den Grundzustand gequench, sodaß nur die Atome im Zustand $\alpha 1$ das Spinfilter verlassen.

Für den Kreuzungspunkt der $\beta 3$ - mit der $e 2$ -Komponente (Magnetfeld

605 G, Abb. 2.6) gilt das hier beschriebene Verfahren analog. Die gleiche Hochfrequenz von 1.60975 GHz sorgt nun aber für die Kopplung der $\alpha 2$ - mit den $\beta 4$ -Zuständen sowie der Entvölkerung des $\alpha 1$ -Zustands.

Das Spinfilter ermöglicht also die Selektion metastabiler Atome der einzelnen Zeeman-Komponenten $\alpha 1$ oder $\alpha 2$ durch die Wahl des angelegten longitudinalen homogenen Magnetfeldes. Die jeweils anderen Zustände werden in den Grundzustand gequenchet. Somit läßt sich die Polarisation eines Strahls bestimmen, wenn das Magnetfeld über den Bereich von ca. 520 G bis 620 G durchfahren wird und der selektierte Strahl detektiert wird (Anh. A.1.5 und A.2.4). Die so aufgenommenen Spektren liefern das Verhältnis der $\alpha 1$ - und $\alpha 2$ -Komponenten des Strahls und können – nach Verarbeitung durch den Lock-in-Amplifier (Anh. A.1.8) – unmittelbar zur Polarisationsbestimmung genutzt werden (Anh. A.2.5).

A.1.5 Die Lyman-Alpha-Detektion

Der letzte Schritt zur Messung der Polarisation ist der Nachweis der durch das Spinfilter transmittierten metastabilen Atome [Ley00], welcher mittels Stark-Effekt-Quenching durchgeführt wird. Durchlaufen die metastabilen Atome ein elektrisches Feld von 100 V/cm, wird ihre Lebensdauer auf ca. 35 ns herabgesetzt, nach der sie unter Emission von Photonen der Wellenlänge 121.5 nm in den Grundzustand übergehen. Diese Photonen können mit einem geeigneten Photomultiplier detektiert werden (Anh. A.2.4).

A.1.6 Die Polarisierungserhaltung

Um aus dem Verhältnis der Zeeman-Komponenten α_1 und α_2 des metastabilen Strahls, welches aus dem Spektrum des Polarimeters gewonnen wird, die Besetzungszahlen der Zustände des primären Atomstrahls zu bestimmen, müssen die Magnetfelder des Ionisierers und der Cäsium-Gaszelle berücksichtigt werden. Im Ionisierer werden aus einem Atomstrahl des Zustands ① (Kap. 2.2.1) ausschließlich Protonen mit dem Kernspin $m_I = +1/2$ erzeugt (siehe Abb. A.3). Durch das schnelle Abstreifen des Hüllenelektrons wird der Kernspin nicht beeinflusst. Das Magnetfeld des Ionisierers legt die Quantisierungsachse fest.

Die Stärke dieses Magnetfeldes spielt aber dann eine entscheidende Rolle, wenn der primäre Strahl aus Atomen des Zustands ② besteht. Nach (2.26) ist die Wahrscheinlichkeit, im Ionisierer die Zustände $|-1/2, 1/2\rangle$ bzw. $|1/2, -1/2\rangle$ vorzufinden, abhängig vom angelegten Magnetfeld, womit sich auch das Verhältnis der erzeugten Protonen mit dem Kernspin $m_I = +1/2$ bzw. $-1/2$ ändert. Nur in einem unendlich starken Magnetfeld hätten alle Protonen den Kernspin $m_I = -1/2$, und die Polarisation des Strahls ergäbe sich zu $p_z = -1$.

In der Cäsium-Gaszelle entstehen durch den Elektroneneinfang metastabile Atome des $2S_{1/2}$ -Zustands (Anh. A.1.3). Die Magnetquantenzahl des Elektrons ist aber nicht festgelegt, da die Möglichkeiten $s = \pm 1/2$ im Cäsiumgas mit gleicher Wahrscheinlichkeit vorliegen. Beim Einfang eines Elektrons mit $s = 1/2$ entsteht der metastabile α_1 -Zustand (①, $|m_J = 1/2, m_I = 1/2\rangle$). Der Zustand $|m_J = -1/2, m_I = 1/2\rangle$, der gleich oft entsteht, ist jedoch nur im unendlich starken Magnetfeld als β_4 (④) festgelegt. In einem schwachen Magnetfeld ($B < B_c = 63.4 \text{ G}$) ist der Zustand nicht eindeutig, da die Kombination $|-1/2, 1/2\rangle$ in den Zuständen α_1 und β_4 vorhanden ist.

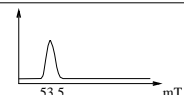
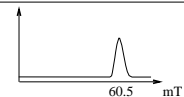
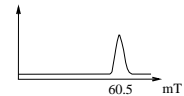
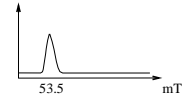
ABS \vec{H}	Ionisierer \vec{H}^+	Cs-Zelle $\vec{H}(2S)$	Spinfilter $\vec{H}(2S)$	Spektrum des PM im Quenchfeld gegen B-Feld im Spinfilter $\vec{H}(1S) \rightarrow Ly-\alpha$
$\uparrow\uparrow \hat{=} \textcircled{1} \hat{=} \uparrow\uparrow$ IJ	\uparrow	$\uparrow\uparrow \alpha \textcircled{1}$ $\uparrow\downarrow \beta \textcircled{4}$	$\uparrow\uparrow \alpha \textcircled{1}$	
$\downarrow\downarrow \hat{=} \textcircled{2} \hat{=} \uparrow\downarrow + \downarrow\downarrow$	\downarrow	$\downarrow\downarrow \alpha \textcircled{2}$ $\downarrow\downarrow \beta \textcircled{3}$	$\downarrow\downarrow \alpha \textcircled{2}$	
$\downarrow\downarrow \hat{=} \textcircled{3} \hat{=} \downarrow\downarrow$	\downarrow	$\downarrow\downarrow \alpha \textcircled{2}$ $\downarrow\downarrow \beta \textcircled{3}$	$\downarrow\downarrow \alpha \textcircled{2}$	
$\uparrow\downarrow \hat{=} \textcircled{4} \hat{=} \downarrow\uparrow - \downarrow\uparrow$	\uparrow	$\uparrow\uparrow \alpha \textcircled{1}$ $\uparrow\downarrow \beta \textcircled{4}$	$\uparrow\uparrow \alpha \textcircled{1}$	
$B=\infty$ $B=0$	$B=\infty$	$B=\infty$	$B=B(t)$	$E=100 \text{ V/cm}$

Abbildung A.3: Einfluß der Magnetfelder von Ionisierer und Cäsium-Gaszelle auf die Polarisationsmessung der einzelnen Zeeman-Komponenten [Eng02]

Liegt in der Cäsium-Gaszelle ein unendlich starkes Magnetfeld an, so entsteht im Spektrum des Photomultipliers (Anh. A.2.5) nur ein Peak am Ort des Spinfilter-Magnetfelds von 535 G (Zustand ①). Ein zweiter Peak halber Intensität bei 605 G (Zustand ②) erscheint nur, wenn das Magnetfeld der Cäsium-Gaszelle abgeschaltet wird. Damit ist das Verhältnis der Peaks und somit die gemessene Polarisation von Magnetfeld der Ladungsaustauschregion abhängig.

Da es de facto unmöglich ist, in Ionisierer und Cäsium-Gaszelle unendlich starke Magnetfelder zu erzeugen, müssen – mit Kenntnis der wahren Magnetfelder – zur Polarisationsbestimmung Korrekturfaktoren

berücksichtigt werden, auf die in Kap. A.1.7 eingegangen wird.

Eine Möglichkeit zur Unterscheidung der einzelnen Zeeman-Zustände liefert zusätzlich die Variation des Magnetfelds im Ionisierer. Erscheint im Spektrum nur ein Peak bei 605 G, wenn im Ionisierer ein starkes Feld vorherrscht, so besteht der Atomstrahl aus den Komponenten ② und ③. Ändert sich das Verhältnis beider Peaks im Spektrum nicht, wenn das Magnetfeld im Ionisierer unter die kritische Feldstärke abgeschwächt wird, sind alle Atome des Strahls im Zustand ③. Wenn gleichzeitig die gemessene Polarisation absinkt, liegt im Strahl nur die Komponente ② vor [Eng02].

A.1.7 Korrekturfaktoren der Polarisationsmessung

Wie oben bereits erwähnt, werden zur exakten Bestimmung der Polarisation Korrekturfaktoren benötigt, die von Engels im Rahmen seiner Dissertation ermittelt worden sind [Eng02]. Da sie dort ausführlich beschrieben sind, beschränke ich mich hier auf eine Zusammenfassung.

Der Ionisierer

Die Einflüsse der Magnetfelder auf die Polarisationsmessung sind bereits in Anh. A.1.6 beschrieben worden. Die Polarisation eines Atomstrahls im Zeeman-Zustand ① ist vom Magnetfeld unabhängig, womit sich $k_{IonIB}(\text{①}) = 1$ ergibt. Für den Zustand ② läßt sich der Korrekturfaktor direkt aus dem Spulenstrom I_B berechnen, der zum Erzeugen des Magnetfeldes dient:

$$k_{IonIB}(\text{②}) = \frac{\sqrt{1 + (I_B/I_{B_c})^2}}{I_B/I_{B_c}}, \quad I_{B_c} = (6.82 \pm 0.08)A \quad (\text{A.9})$$

Der Ionisierer ist für einen Dauerbetrieb mit maximal $I_B = 18A$ ausgelegt, womit sich der Korrekturfaktor zu $k_{IonIB}(\text{②}) = (1.070 \pm 0.001)$ errechnet.

Restgas

Der Restgas-Untergrund in den Photomultiplier-Spektren entstammt den Protonen, die der Ionisierer aus molekularen Wasserstoff, Wasser oder Kohlenwasserstoffen (C_nH_m) selbst produziert. Dieser Untergrund ist in der Regel unpolarisiert und erhöht die Intensität beider Peaks im Spektrum gleichermaßen, was die gemessene Polarisation verkleinert. Mit den Peakgehalten des Strahls $N_{Strahl} = N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$ und des Restgases N_{Restg} ergibt sich der Korrekturfaktor zu

$$k_{Restg} = \frac{1}{1 - \frac{N_{Restg}}{N_{Strahl}}} \quad (\text{A.10})$$

und ist unabhängig von den Besetzungszahlen der einzelne Zeeman-Zustände im Strahl. Zusätzlich wird der Faktor nach längerer Pumpzeit geringer. Obwohl er bei einem Verhältnis der Photomultiplier-Signale von 100/1 (mit/ohne Atomstrahl) einen Wert von unter 1.01 erreicht, sollte er dennoch vor jeder Meßreihe überprüft werden.

Der strahlabhängige Untergrund

Es ist unvermeidbar, daß einzelne Atome des Strahls Elektroden oder Wandflächen im Inneren des Ionisierers treffen und dort zu Molekülen rekombinieren. Da der so erzeugte H_2 -Untergrund in dem hier eingesetzten Ionisierer konstruktionsbedingt nur unzureichend abgepumpt werden kann, baut sich ein hoher H_2 -Partialdruck auf, aus dem wiederum unpolarisierte Protonen erzeugt werden können. Diese verringern – wie bereits oben erwähnt – die gemessene Polarisation.

Zur Bestimmung des Korrekturfaktors dient die Messung der H_2^+ - und H^+ -Ionenströme mit dem Wienfilter in Abhängigkeit vom H_2 -Partialdruck (Abb. A.4). Die Steigungen beider Geraden führen unmittelbar auf das Verhältnis der Anzahl produzierter Ionen:

$$H^+ / H_2^+ = 0.095 \pm 0.008 \quad (\text{A.11})$$

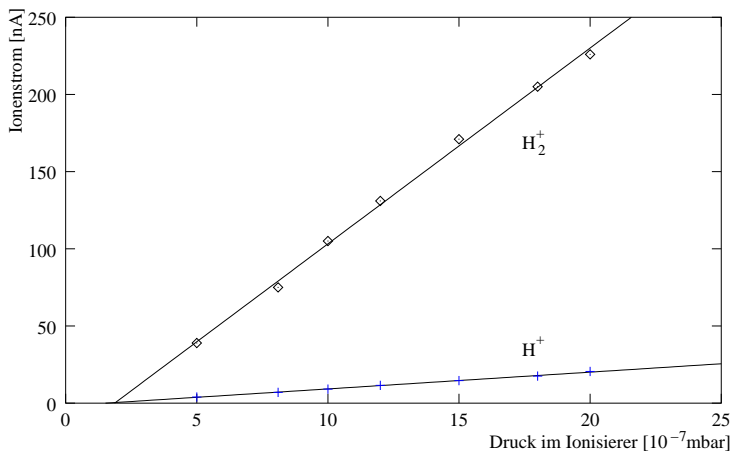


Abbildung A.4: Anstieg der H_2^+ - und H^+ -Ionenströme bei Erhöhung des H_2 -Partialdrucks

Für den Untergrundanteil der H^+ -Ionen gilt dann:

$$c = \frac{I_{H_2^+} \cdot (0.095 \pm 0.008)}{I_{H^+}}. \quad (\text{A.12})$$

Hier ist jedoch zu beachten, daß dieser Wert sowohl von der Fokussierung als auch von den Potentialen im Ionisierer beeinflusst wird. Auch wird vorausgesetzt, daß dieser Untergrund unpolarisiert ist. Diese Annahme ist wohl berechtigt, da es nach [Pri94] bekannt ist, daß Atome ihre Polarisation nach ca. 150 Stößen an Edelstahl zu 75 % verlieren und die mittlere Anzahl der Wandstöße im Ionisierer deutlich höher ist.

Mit einem Wasserstoff-Atomstrahl im Zeeman-Zustand $\textcircled{1}$ ($I_{H^+} = (1.72 \pm 0.01) \mu A$, $I_{H_2^+} = (1.58 \pm 0.01) \mu A$) wurde der Korrekturfaktor zu

$$k_{Rekomb} = \frac{1}{1 - c} = 1.095 \pm 0.008 \quad (\text{A.13})$$

bestimmt.

Eine Verringerung dieses Korrekturfaktors ist durch die Verbesserung des Vakuums im Ionisierer möglich. Versuche mit einer Getterpumpe wurden bereits bei dessen Inbetriebnahme durchgeführt [Emm00]. Eine Getterpumpe mit hoher Pumpleistung läßt sich in diesen Ionisierer jedoch aufgrund der räumlichen Enge in Innern nicht installieren.

Das Wienfilter

Nach einer elektrischen Ablenkung des Ionenstrahls ist das Wienfilter zur Korrektur der Spinrichtung notwendig, da sich der Spin der Protonen in Magnetfeldern nach deren Achse ausrichtet und das Polarimeter nur die Projektion der Polarisation p_z auf die Strahlachse messen kann. Ist β der Winkel zwischen Strahlachse und Polarisationsvektor \vec{p}_z , gilt nach Anh. A.1.2 für die gemessene Polarisation p_{Ly} :

$$p_{Ly}(B) = \cos \beta p_z = \cos \left(\frac{1}{2\hbar} g_p \mu_K B \frac{1}{v_p} \right) p_z = \cos \beta(v_p, B) p_z. \quad (\text{A.14})$$

Liegt also eine Ablenkung um 90° vor, beträgt auch der Winkel β bereits 90° . Somit ergibt sich der Korrekturfaktor des Wienfilters zu:

$$k_{WF} = \frac{1}{\cos \beta(v_p, B) - 90^\circ} = \frac{1}{\sin \beta(v_p, B)}. \quad (\text{A.15})$$

k_{WF} hängt also von der Geschwindigkeit der Protonen und vom Magnetfeld des Wienfilters – bzw. vom Strom I_{WF} , der dieses Feld erzeugt – ab. Für den Fall $v_p = 4.7 \cdot 10^5 \text{ m/s}$, $I_{WF} = (1.61 \pm 0.002) \text{ A}$ hat [Eng02] den Faktor zu $k_{WF} = 1.008 \pm 0.002$ bestimmt.

Die Cäsium-Gaszelle

Im Gegensatz zu den bisher behandelten Korrekturfaktoren ist dieser Faktor nicht nur vom Magnetfeld in der Gaszelle, sondern zusätzlich von der gemessenen Polarisation p_{Ly} abhängig. Unter Berücksichtigung

der Wahrscheinlichkeiten der Produktion einer bestimmten metastabilen Komponente folgt für den Korrekturfaktor:

$$k_{Cs} = \frac{2}{(1+a) - p_{Ly}(1-a)}. \quad (\text{A.16})$$

Analog zu Kap. 2.2.1 gilt wieder $a = x/\sqrt{1+x^2}$, $x = B/B_c$. Nur im unendlich starken Magnetfeld wäre somit die Polarisation der Protonen gleich der gemessenen Polarisation. Bei Anwesenheit eines sehr schwachen Magnetfeldes würde theoretisch maximal ein Drittel der wahren Polarisation gemessen. In der Praxis geht die Polarisation ohne magnetisches Führungsfeld allerdings völlig verloren.

Die kritische Feldstärke der metastabilen Wasserstoffatome beträgt $63.4 G$. Um dieses Feld in der Cäsium-Gaszelle zu erzeugen, ist ein Spulenstrom von $(2.61 \pm 0.05) A \equiv I_{Cs(krit)}$ notwendig. Da an die Spulen ein Strom von $20 A \approx 8 \cdot I_{Cs(krit)}$ angelegt werden kann, errechnet sich der Korrekturfaktor zu $k_{Cs} = 1.0054 \pm 0.0004$.

Das Spinfilter

Bei Polarisationsmessungen mit unpolarisiertem Wasserstoff-Restgas hat sich gezeigt, daß der Inhalt des $\alpha 1$ -Peaks stets geringfügig größer ist als der des $\alpha 2$ -Peaks, was an der etwas besseren Transmission der entsprechenden metastabilen Atome im Spinfilter liegt. Eine relative Schwankung des Magnetfelds von $\pm 0.05\%$ entspricht einer absoluten Änderung von $0.26 G$ ($\alpha 1$) bzw. $0.3 G$ ($\alpha 2$). Da die Inhomogenität des Magnetfelds direkt in die Transmissionswahrscheinlichkeit der Metastabilen eingeht, ist die Bevorzugung des $\alpha 1$ -Peaks zu erwarten.

Die Teilchen der beiden Zustände $\alpha 1$ und $\alpha 2$ werden somit mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten $t_{\alpha 1} \neq t_{\alpha 2}$ durch das Spinfilter transmittiert. Für einen unpolarisierten metastabilen Strahl ergibt sich im Mittel eine Polarisation von $\bar{p}_{Ly(unpol)} = 0.0044 \pm 0.002$. Für das Trans-

missionsverhältnis T folgt damit:

$$T = \frac{t_{\alpha 1}}{t_{\alpha 2}} = \frac{1 + \bar{P}_{Ly}}{1 - \bar{P}_{Ly}} = 1.009 \pm 0.003 \quad (\text{A.17})$$

Der Korrekturfaktor des Spinfilters lautet somit:

$$k_{SF}(T, p_{Ly}) = \frac{(1 + T) + (1 - T)/p_{Ly}}{p_{Ly}(1 - T) + (1 + T)} \quad (\text{A.18})$$

Für einen realistischen Meßwert der Polarisation von $p_{Ly} = 0.800 \pm 0.002$ beträgt der Faktor $k_{SF} = 0.998 \pm 0.002$. Die Polarisation der Metastabilen beträgt damit $p_{Meta} = k_{SF} \cdot p_{Ly} = 0.798 \pm 0.002$.

Die Berechnung der Polarisation

In Tabelle A.1 sind die zuvor beschriebenen Korrekturfaktoren zusammengefaßt.

Faktor	Herkunft	abhängig von	Größenordnung
k_{IonIB}	endliches Magnetfeld im Ionisierer	Magnetfeld	① 1 ② 1.070 ± 0.001
k_{Restg}	Restgas $H_2O / H_2 / C_m H_n$	Partialdruck	1.005 ± 0.002
k_{Rekomb}	H_2 aus rekombinierten Atomen	$H_2^+ \Leftrightarrow H^+$ Ionenstrom (1:1.5)	1.095 ± 0.008
k_{WF}	Inhomogenität des Wienfilter-Magnetfelds	Energie der Protonen bzw. Deuteronen, Magnetfeld	1.008 ± 0.002
k_{Cs}	endliches Magnetfeld in der Cäsium-Zelle	Magnetfeld, gemess. Polarisation	1.0054 ± 0.0004
k_{SF}	versch. Transmission der Zeeman-Komponenten im Spinfilter	Verhältnis der Transmissionen, gemess. Polarisation	① 0.997 ± 0.002 ② 1.003 ± 0.002

Tabelle A.1: Korrekturfaktoren der Polarisationsmessung (Größenordnungen aus [Eng03])

Diese Faktoren ermöglichen die direkte Berechnung der Polarisation für jeden Zeeman-Zustand. Da die Faktoren k_{Cs} und k_{SF} von der gemessenen Polarisation p_{Ly} abhängen, muß diese zuerst mit k_{SF} multipliziert werden. Hieraus ergibt sich die Polarisation p_{Meta} der Metastabilen hinter der Cäsium-Gaszelle. Die Polarisation der Protonen p_p ergibt sich dann aus der Multiplikation mit k_{Cs} . Die Polarisation p_z des Atomstrahls ergibt sich nun aus der Multiplikation aller anderen Faktoren mit p_p :

$$\begin{aligned} p_z &= k_{IoniB} \cdot k_{Restg} \cdot k_{Rekomb} \cdot k_{WF} \cdot p_p \\ &= k_{IoniB} \cdot k_{Restg} \cdot k_{Rekomb} \cdot k_{WF} \cdot (k_{Cs(pMeta)} \cdot (k_{SF(pLy)} \cdot p_{Ly})) \end{aligned}$$

Da die Faktoren k_{SF} und k_{Cs} unter Normalbedingungen im Vergleich zu den anderen Faktoren relativ klein sind, ist es in der Regel ausreichend, p_z mit

$$\begin{aligned} p_z &= k_{IoniB} \cdot k_{Restg} \cdot k_{Rekomb} \cdot k_{WF} \cdot k_{Cs} \cdot k_{SF} \cdot p_{Ly} \\ &\Rightarrow p_z(\textcircled{1} \text{ bzw. } \textcircled{2}) = K(\textcircled{1} \text{ bzw. } \textcircled{2}) \cdot p_{Ly} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

zu bestimmen. Aus Tabelle A.1 ergibt sich für die beiden Zustände:

$$K(\textcircled{1}) = 1.113 \pm 0.010 \qquad K(\textcircled{2}) = 1.196 \pm 0.010.$$

A.1.8 Der Lock-in-Amplifier

Wenn die vom Photomultiplier erzeugten Spektren aufgrund eines hohen Untergrundanteils (hier hauptsächlich durch die schlechten Vakuumverhältnisse im Ionisierer bedingt) nicht unmittelbar zur Bestimmung der Strahlpolarisation herangezogen werden können, müssen sie mit einem Lock-in-Amplifier verarbeitet werden. Dieser Verstärker ist durch den Einsatz eines Choppers, der den (polarisierten) Strahl vor dem Eintritt in das Lambshift-Polarimeter periodisch unterbricht, in der Lage, den nicht strahlabhängigen Untergrundanteil der Spektren praktisch vollständig zu verwerfen, da dieser keine Zeitstruktur besitzt

Lock-in-Amplifier nutzen zur Bestimmung des zu messenden Signals meist die nachfolgend unter Betrachtung des Blockschaltbilds (Abb. A.5)

beschriebene „phase-sensitive detection“-Methode, mit der sich für jedes Eingangssignal ein bestimmter Zusammenhang zwischen den Ausgangsparametern ergibt.

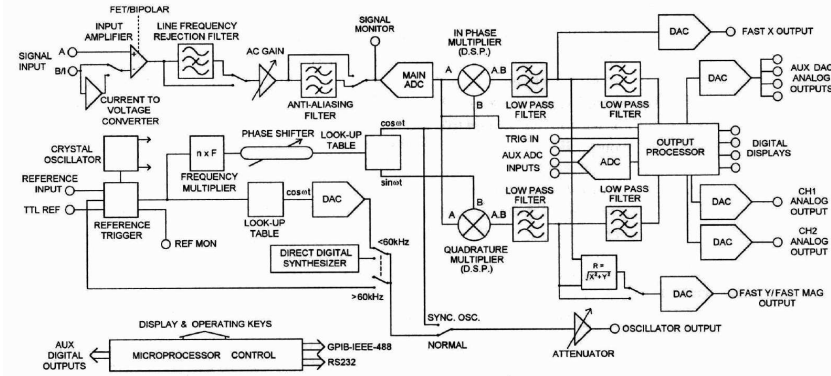


Abbildung A.5: Blockschaltbild des Lock-in Amplifiers [EGG98]

Entspricht das Eingangssignal (Signal Input B/I) der allgemeinen Form

$$I_{sig}(t) = I_{sig} \sin(\omega_{sig} t + \theta_{sig}) \quad (A.20)$$

(I_{sig} Amplitude, ω_{sig} Frequenz, θ_{sig} Phase), wird dieses intern in ein Spannungssignal

$$U_{sig}(t) = U_{sig} \sin(\omega_{sig} t + \theta_{sig}) \quad (A.21)$$

überführt. Im „virtual reference“-Modus generiert der Verstärker mittels „phase-locked-loop“ eine Referenzfrequenz ω_L , deren zugehörige Referenzspannung sich analog zu (A.21) als $U_L(t) = U_L \sin(\omega_L t + \theta_L)$ darstellen läßt. Beide Spannungssignale werden nun vom „phase-sensitive detector“ zu einem Ausgangssignal multipliziert:

$$U_{psd}(t) = U_{sig} U_L \sin(\omega_{sig} t + \theta_{sig}) \sin(\omega_L t + \theta_L). \quad (A.22)$$

Hieraus folgt schließlich:

$$\begin{aligned}
 U_{psd}(t) = & \frac{1}{2} U_{sig} U_L \cos((\omega_{sig} - \omega_L) t + \theta_{sig} - \theta_L) \\
 & - \frac{1}{2} U_{sig} U_L \cos((\omega_{sig} + \omega_L) t + \theta_{sig} + \theta_L)
 \end{aligned} \tag{A.23}$$

Das Ausgangssignal der „phase-sensitive detection“ besteht somit aus einem AC-Signal der Differenzfrequenz $(\omega_{sig} - \omega_L)$ und einem der Summenfrequenz $(\omega_{sig} + \omega_L)$, die im Allgemeinen im Tiefpaß des Lock-in Amplifiers herausgefiltert werden. Nur wenn die die Signalfrequenz mit der Referenzfrequenz übereinstimmt, verbleibt ein zum Eingangssignal proportionales DC-Signal:

$$U_{psd} = \frac{1}{2} U_{sig} U_L \cos(\theta_{sig} - \theta_L). \tag{A.24}$$

Ebensowenig dürfen die Phasen beider Signale zeitlich variieren, da (A.24) dann kein DC-Signal mehr beschreiben würde.

Definiert man nun $\theta := \theta_{sig} - \theta_L$ als die Phasendifferenz zwischen Eingangs- und Referenzsignal und betrachtet das „phase-sensitive detection“-Signal proportional zu $U_{sig} \cos \theta$, zeigt sich, daß durch Variation von θ_L der Fall $\theta \equiv 0$ eintreten kann und somit U_{sig} gemessen wird (für $\theta = 90^\circ$ erhält man kein Ausgangssignal).

Würde der Verstärker nur einen digital signal processor (DSP) besitzen, wäre $U_{psd1} = U_{psd} = C U_{sig} \cos \theta$ bereits das Ausgangssignal (in der Konstanten C sind die übrigen Faktoren aus (A.24) enthalten). Es existiert jedoch ein zweiter DSP, der dieselbe Rechnung wie in (A.22) mit einem um 90° verschobenen Referenzsignal $U'(t)_L = U'_L \sin(\omega'_L t + \theta'_L + 90^\circ)$ durchführt, woraus sich analog zu (A.23) ergibt:

$$\begin{aligned}
 U_{psd2}(t) = & \frac{1}{2} U_{sig} U'_L \cos((\omega_{sig} - \omega'_L) t + \theta_{sig} - \theta'_L - 90^\circ) \\
 & - \frac{1}{2} U_{sig} U'_L \cos((\omega_{sig} + \omega'_L) t + \theta_{sig} + \theta'_L + 90^\circ)
 \end{aligned} \tag{A.25}$$

Hiermit folgt wieder ein DC-Signal der Form

$$U_{psd2} = \frac{1}{2} U_{sig} U'_L \sin(\theta_{sig} - \theta'_L). \quad (\text{A.26})$$

Die erneute Definition der Phasendifferenz $\theta := \theta_{sig} - \theta'_L$ führt somit zu $U_{psd2} = C' U_{sig} \sin \theta$. Mit den Bezeichnungen $X = C U_{sig} \cos \theta$ und $Y = C' U_{sig} \sin \theta$ erhält man nun eine Darstellung des Signals als Vektor in ebenen Polarkoordinaten relativ zum Referenzsignal. Hierbei nennt man X die „in-phase“- und Y die „quadrature“-Komponente. Verschwindet nun die Phasendifferenz θ , wird $X \sim U_{sig}$ und $Y = 0$. Die Länge des Signalvektors ergibt sich dann zu $R = \sqrt{X^2 + Y^2} = X$.

A.2 Design der Komponenten

Das Lambshift-Polarimeter wurde im Institut für Kernphysik der Universität zu Köln von Engels [Eng02] entwickelt und seitdem erfolgreich in Jülich an der ANKE¹-Atomstrahlquelle eingesetzt. Einzelne Komponenten wurden seitdem in Jülich dupliziert und konnten so für dieses Polarimeter rückgeführt werden (Elektronenstoß-Ionisierer [Emm00], Lyman-Alpha-Detektor [Ley00]). Die Cäsium-Gaszelle entstammt den LASKA²-Restbeständen der polarisierten Karlsruher Quelle. Die zugehörigen Solenoiden wurden im Rahmen dieser Arbeit gefertigt. Für das Spinfilter wurde nicht der vorhandene Solenoid von Trützschler [Tru94] übernommen, sondern ein wesentlich kürzerer und in seinem Magnetfeld homogenerer Solenoid eingesetzt, der von Weske im Rahmen ihrer Diplomarbeit entwickelt und hergestellt wurde [Wes03]. Eine neue Resonanzkammer für dieses Spinfilter wurde in der feinmechanischen Werkstatt unseres Instituts gefertigt.

Abb. A.6 zeigt die Gesamtansicht des Lambshift-Polarimeters (ohne Wienfilter, Strahlverlauf von rechts nach links). Alle Komponenten entsprechen der LASKA-Norm ([LAS73]) und sind auf einer zugehörigen optischen Bank installiert. Daher sind alle Apparaturen nach einmaliger Justierung leicht zu verschieben, auszutauschen und dennoch stets selbstzentrierend. Dies ist bei den relativ häufigen Umbau- und Wartungsarbeiten (Cäsium-Austausch, Reinigung oder Heizfadenwechsel des Ionisierers) von nicht zu unterschätzender Bedeutung.

Auf den nächsten Seiten werden die einzelnen Komponenten mit ihren wichtigen Parametern vorgestellt. Die vollständigen Angaben zur Herstellung und Vermessung der Geräte sind den entsprechenden Arbeiten zu entnehmen, auf die in den einzelnen Kapiteln verwiesen wird. Abschließend wird auf das Verfahren der Aufnahme und Auswertung der Daten eingegangen (Anh. A.2.5).

¹Apparat zum Studium von Nukleon- und Kaon-Ejektilen

²Lambshift Source Karlsruhe

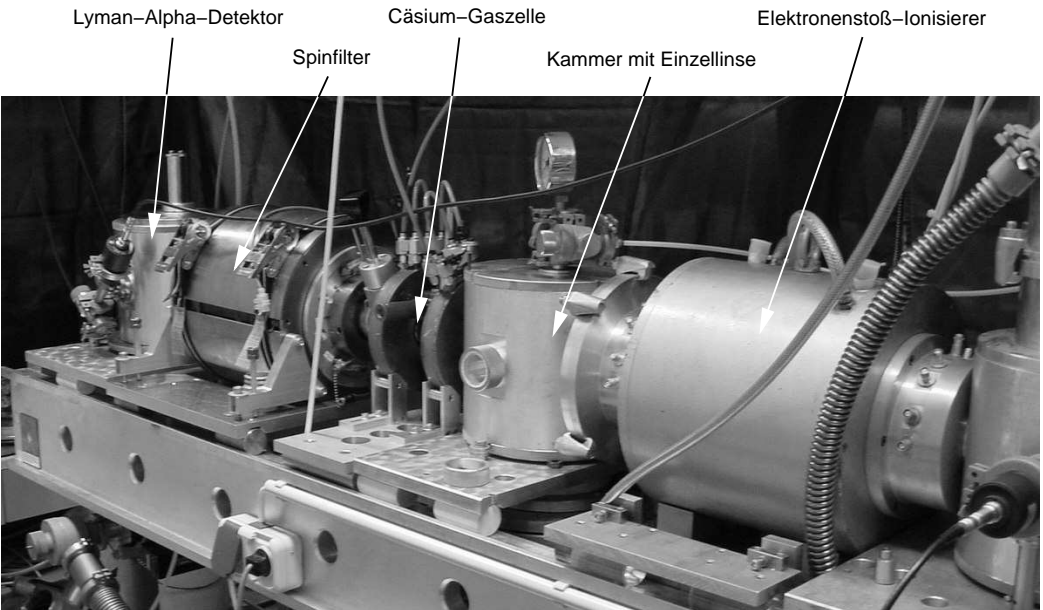


Abbildung A.6: Gesamtansicht des Lyman- α -Polarimeters

A.2.1 Der Ionisierer

Der auf dem Glavish-Prinzip [Gla68] basierende Elektronenstoß-Ionisierer wurde im Rahmen meiner Diplomarbeit [Emm00] erstellt. Von einem Heizdraht emittierte Elektronen werden durch die Gitterlinse E1 in das Ionisationsvolumen beschleunigt, welches durch die Zylinderelektrode E3 auf ein Potential von etwa 500 V festgelegt wird. Durch den auf Masse liegenden Heizdraht und die Elektrode E4 wird eine Potentialfalle gebildet und somit die Elektronendichte im Ionisationsvolumen erhöht. Der Aufbau befindet sich im Inneren eines Solenoiden, der im Dauerbetrieb bei einem Spulenstrom von 18 A ein Magnetfeld von ca. 1650 G erzeugt. Kurzzeitig kann dieser Wert auf bis zu 1900 G erhöht werden (Abb. A.8).

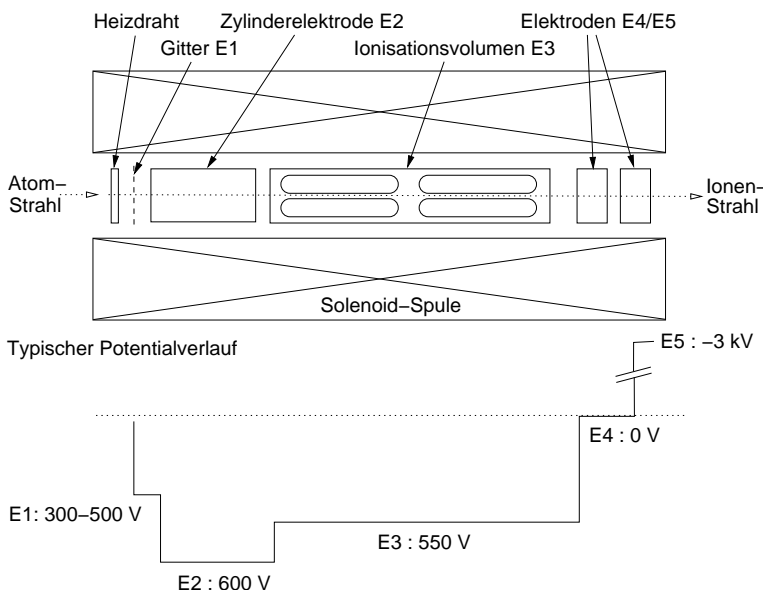


Abbildung A.7: Aufbau und Potentialverlauf des Glavish-Ionisierers

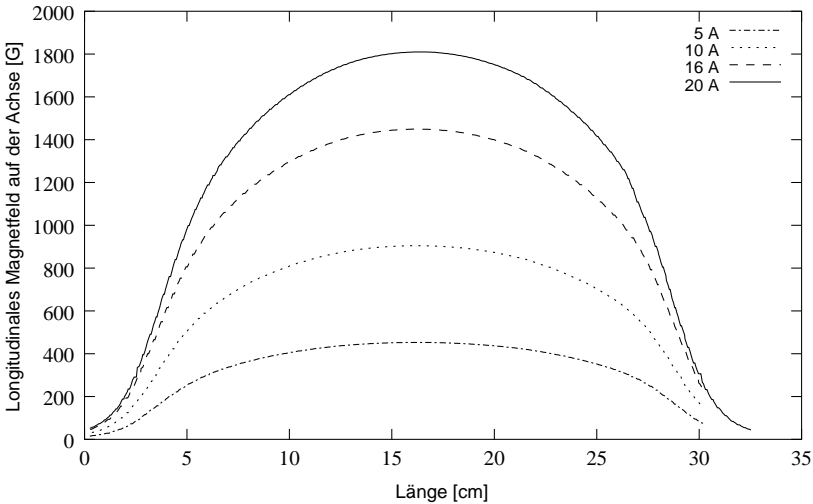


Abbildung A.8: Magnetfeld auf der Strahlachse des Ionisierers bei Spulenströmen von 5 - 20 A

Im Ionisationsvolumen werden die Elektronen der Strahlatome durch die freien Elektronen in der Potentialfalle abgestreift. Die Wahrscheinlichkeit dieses Vorgangs wird zudem durch das Magnetfeld erheblich erhöht, da die Elektronen auf Spiralbahnen gezwungen werden und hierdurch die Elektronendichte weiter ansteigt. Außerdem sorgt das Magnetfeld für die Entkopplung von Kern- und Hüllenspin, wodurch eine Beeinflussung der Polarisation durch Elektronenstöße verhindert wird.

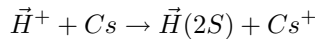
Die auf einem höheren positiven Potential als E3 liegende Zylinderelektrode E2 hindert die im Ionisierer entstandenen Protonen daran, den Ionisierer in die falsche Richtung zu verlassen. Die Protonen bilden daher einen gerichteten Strahl, was durch die Elektrode E5 am Ausgang durch ein negatives Potential von ca. -3 kV unterstützt wird. Da der so produzierte Ionenstrahl divergent ist, ist hinter dem Ionisierer eine Einzellinse installiert.

Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts der Elektronenstoß-Ionisation $H + e^- \rightarrow H^+ + 2e^-$ von bis zu $6 \cdot 10^{-17} \text{cm}^2$ [Kim05] liegt die Effizienz des Ionisierers mit 10^{-3} [Emm00] in der typischen Größenordnung der Glavish-Ionisierer. Sie kann durch Erhöhung der Potentiale von E2 und E3 auf bis zu $5 \cdot 10^{-3}$ gesteigert werden. In diesem Fall zündet ein Plasma im Bereich des Ionisationsvolumens, welches bei konstanten Teilchenflüssen in den Ionisierer eine dauerhaft hohe Effizienz gewährleistet, bei Änderungen des Drucks oder des Heizdraht-Stroms jedoch erlischt.

Da bei der Ionisation nicht zwischen Strahl und Restgas unterschieden werden kann – ein Restgasdruck von 10^{-6}mbar hat bereits einen Ionenstrom von ca. $1 \mu\text{A}$ zur Folge –, werden parallel unpolarisierte Protonen aus H_2 , H_2O und vorhandenen Kohlenwasserstoffen ($\text{C}_n \text{H}_m$) produziert. Während Ionen anderer Elemente in der Polarisationsmessung nicht störend auftreten bzw. nur als linearer Untergrund erscheinen, kann der Einfluß dieser Protonen je nach Basisdruck erheblich sein (siehe auch Anh. A.2.5).

A.2.2 Die Cäsium-Gaszelle

Da das Spinfilter nur mit metastabilen Atomen arbeiten kann, müssen diese durch die Ladungsaustauschreaktion



mit Cäsiumatomen erzeugt werden. Diese Reaktion liefert bei einer Targetflächendichte von etwa $10^{14} \text{Atomen/cm}^2$ eine Ausbeute an metastabilen $2S_{1/2}$ -Atomen zwischen 10 und 15%. Der Wirkungsquerschnitt der Umladereaktion ist bei der Protonenenergie von 550eV (Deuterium: 1100eV) mit $6 \cdot 10^{-15} \text{cm}^2$ maximal [Pra74].

Die Cäsium-Gaszelle (Abb. A.9) besteht aus einem Edelstahl-Topf, in dem metallisches Cäsium auf $160 \text{ }^\circ\text{C}$ erhitzt wird. Damit wird ein Dampfdruck von ca. $1.5 \cdot 10^{-2} \text{mbar}$ erzeugt, der die obengenannte Targetflächendichte ermöglicht. Die aufsteigenden Atome kreuzen die

Bahnen des H^+ -Strahls und erreichen die Oberseite des Topfs, der auf einer Temperatur von $60\text{ }^\circ\text{C}$ gehalten wird. Dort kondensiert das Cäsium und tropft auf den Boden zurück. Da nur sehr wenig Cäsium über die Strahlöffnungen entweicht, sind Betriebszeiten von bis zu 3 Wochen im Dauerbetrieb möglich.

Bestückt wird die Gaszelle mit Cäsium-Ampullen in Form von Reagenzglasern, die im Vakuum durch einen speziellen Mechanismus aufgebrochen werden, wodurch das Cäsium zu keiner Zeit mit Luft oder Wasser in Berührung kommt. Die einem Jet-Target ähnliche Zelle ist in baugleicher Form seit den 1970er Jahren in der Kölner Quelle polarisierter Ionen LASCO im Einsatz.

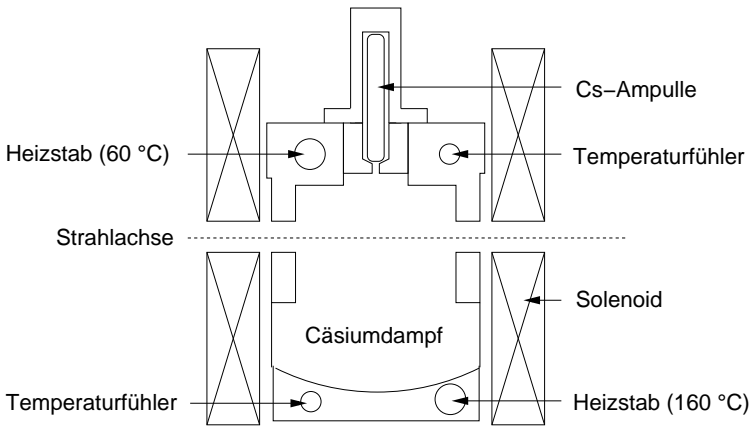


Abbildung A.9: Prinzipieller Aufbau der Cäsium-Gaszelle

Zur Erhaltung der Kernpolarisation erzeugen zwei wassergekühlte Solenoiden am Ein- und Ausgang der Gaszelle ein Magnetfeld von bis zu 500 G , was ungefähr dem achtfachen der kritischen Feldstärke entspricht (Anh. A.1.7). Dieses Feld zwingt gleichzeitig die Protonen im

Zelleninneren auf Spiralbahnen, was zwar die Stoßwahrscheinlichkeit mit den Cäsium-Atomen erhöht, durch Mehrfachstöße aber die Effizienz der Metastabilen-Produktion verringert. Ein Maximum der Metastabilen-Produktion findet sich unter diesen Bedingungen bei einer Heiztemperatur von $136\text{ }^{\circ}\text{C}$ [Eng02], was – bedingt durch den niedrigeren Cäsium-Dampfdruck – die Betriebszeit mit einer Cäsium-Füllung nicht unwesentlich erhöht.

A.2.3 Das Spinfilter

In Anh. A.1.4 wurde erläutert, daß zur Selektion metastabiler Atome bestimmter Hyperfeinstruktur-Zustände ein homogenes longitudinales Magnetfeld, ein transversales elektrisches Feld und ein Hochfrequenzfeld der Frequenz 1.60975 GHz benötigt wird.

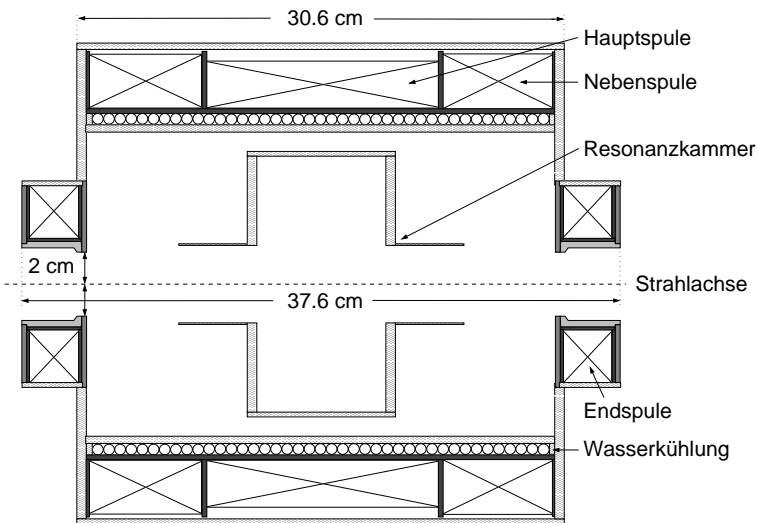


Abbildung A.10: Schematischer Aufbau des Spinfilters mit Angabe der wichtigsten Dimensionen

Zur Erzeugung des Magnetfelds wird der von Weske [Wes03] entwickelte Solenoid eingesetzt (Abb. A.10), der insgesamt fünf Spulen besitzt und mit einem einzelnen (20 A, 65 V)-Netzgerät betrieben werden kann. Der Vorteil dieser Solenoidanordnung gegenüber der bereits vorhandenen von Trützscher [Tru94] liegt außerdem in der wesentlich geringeren Länge der Gesamtkonstruktion und der um einen Faktor 10 höheren Homogenität des Feldes ($\pm 0.04\text{ G}$ gegenüber $\pm 0.4\text{ G}$, Abb. A.11).

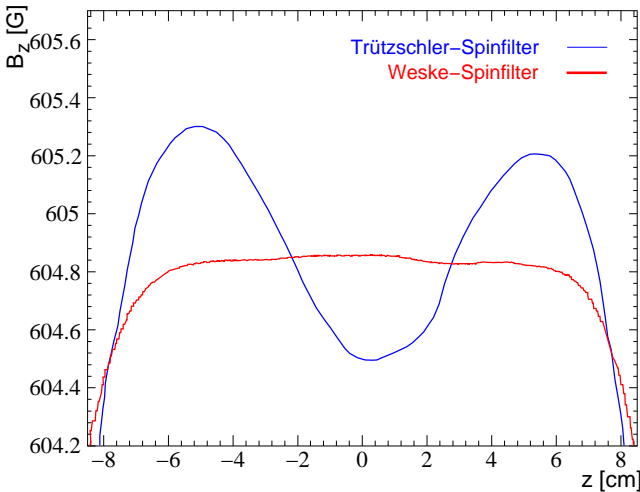


Abbildung A.11: Vergleich der longitudinalen Magnetfelder auf der Strahlachse im Spinfilter über den Bereich der Resonanzkammer

Da sich auch die Abweichungen für alle benötigten Magnetfelder (535 und 605 G für Wasserstoff, 565, 575 und 585 G für Deuterium) in der gleichen Größenordnung befinden, sollte der Unterschied in der Transmission der Zustände α_1 und α_2 hinreichend gering sein. Eine vorhandene Abweichung in der Transmission dieser Zustände wird durch die Polarisationsbestimmung eines unpolarisierten Strahls ermittelt und muß bei den Messungen des polarisierten Strahls berücksichtigt werden.

Die Resonanzkammer

Das Hochfrequenzfeld und das elektrische Feld werden in einer Resonanzkammer (Cavity) erzeugt, die sich innerhalb der Solenoidanordnung befindet (Abb. A.12). Die Resonanzkammer hat die Form eines Hohlzylinders mit $\sim 15\text{ cm}$ Außendurchmesser³ und einer Länge von ebenfalls $\sim 9\text{ cm}$. An den Enden sind jeweils kleine Hohlzylinder mit $\sim 5\text{ cm}$ Innendurchmesser und einer Länge von $\sim 5\text{ cm}$ angebracht. Die Resonanzkammer besteht aus Kupfer und ist in vier elektrisch voneinander getrennte Quadranten unterteilt, wobei sich die Quadranten des elektrischen und des HF-Feldes jeweils gegenüberliegen. In Abb. A.12 ist die Resonanzkammer mit den wichtigsten Bemaßungen dargestellt.

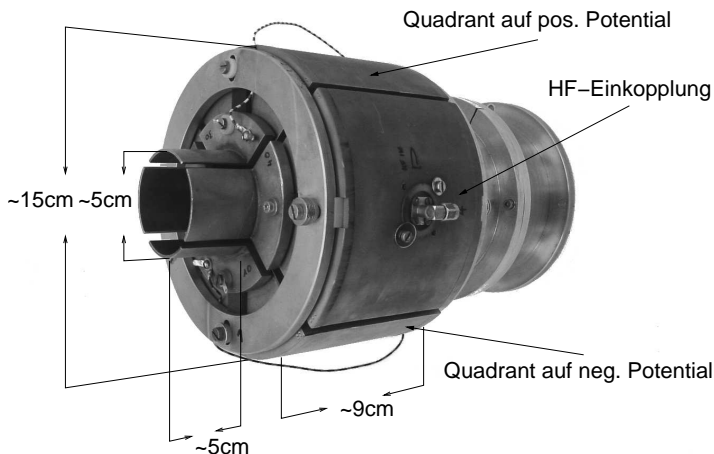


Abbildung A.12: Resonanzkammer des Spinfilters

Zwei Quadranten dienen der Erzeugung des elektrischen Feldes und werden dazu auf entgegengesetztes Potential gelegt. Typische Span-

³Nach [Mei92] beträgt der Innendurchmesser für die Frequenz $1.60975\text{ GHz} \cong \lambda = 18.6\text{ cm}$: $d = \lambda/1.31 = 14.2\text{ cm}$.

nungswerte für den Betrieb des Spinfilters liegen bei $\sim 180\text{ V}$ (große Quadranten) bzw. $\sim 140\text{ V}$ (kleine Quadranten). Über die verbleibenden (geerdeten) Quadranten wird das HF-Feld mittels einer Sendeschleife von ca. 2.5 cm^2 in der Strahlebene in die Resonanzkammer eingekoppelt. Zur Kontrolle der Frequenz und Amplitude wird am gegenüberliegenden Quadranten mit einer 0.5 cm^2 großen Empfangsschleife ein Teil der eingekoppelten Leistung abgegriffen. Zur exakten Einstellung der Resonanzfrequenz der Kammer lassen sich die Quadranten in gewissen Grenzen radial verschieben und justieren. In der Resonanzkammer bildet sich eine TM_{010} -Mode aus, d.h. nur longitudinale elektrische Felder und azimutale magnetische Felder erzeugen die Resonanz.

Der Gütefaktor der Resonanzkammer wird bestimmt, indem die eingekoppelte Frequenz bei konstanter Leistung variiert und die ausgekoppelte Leistung als Funktion dieser Frequenz aufgetragen wird (Abb. A.13).

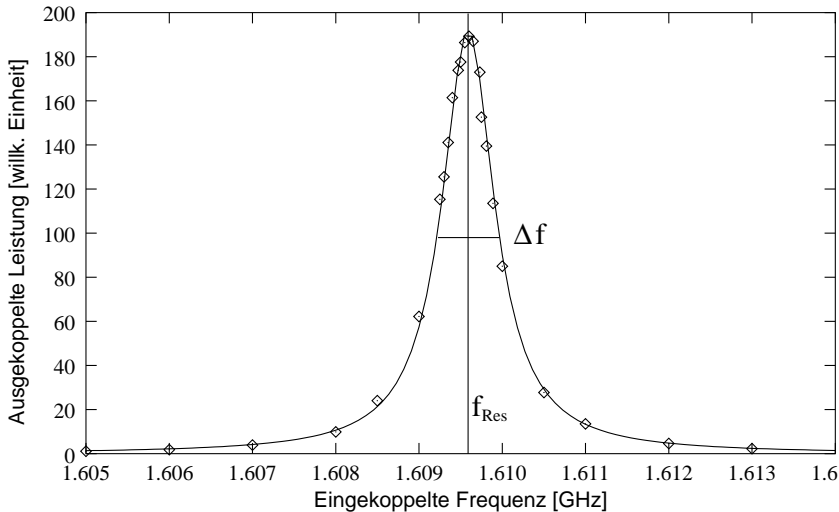


Abbildung A.13: Beispiel einer Resonanzkurve der Resonanzkammer

Aus der so aufgenommenen Resonanzkurve der Kammer läßt sich mit $Q = f_{Res}/\Delta f$ der Gütefaktor bestimmen. Liegt dieser Faktor im Bereich um ~ 2000 , sind die Bedingungen für die eingekoppelte Hochfrequenz (Anh. A.1.4) erfüllt [Eng02]. Wird der Gütefaktor wesentlich geringer, steigen die Halbwertsbreiten der Resonanzkurven so weit an, daß die Zeeman-Zustände nicht mehr eindeutig getrennt werden können.

Die hier verwendete Resonanzkammer ist – im Gegensatz zu der in Jülich verwendeten – weder poliert noch vergoldet. Da aber die Schlitzbreite zwischen den Quadranten deutlich verringert wurde, erreicht der Gütefaktor trotzdem Werte zwischen $Q = 820$ (bei 10 mW eingekoppelter Leistung) und 1160 (3.2 mW). Sowohl beim Betrieb der polarisierten Quelle LAS-CO als auch bei den Messungen mit dem Lambshift-Polarimeter (Anh. A.2.5) hat sich gezeigt, daß diese Werte in der Praxis vollkommen ausreichen, da in jedem Fall die drei Hyperfeinstruktur-Zustände des Deuteriums problemlos getrennt werden konnten.

A.2.4 Der Lyman-Alpha-Detektor

Der Nachweis der durch das Spinfilter transmittierten metastabilen Atome erfolgt durch Stark-Effekt-Quenching und der Detektion der so entstandenen Lyman- α -Photonen mittels Photomultiplier.

Für den Quenchprozeß wird eine „Quenchlinse“ verwendet, die nach dem Vorbild einer elektrischen Einzellinse ein fast longitudinales elektrisches Feld erzeugt, indem zwischen zwei geerdeten Zylinderelektroden eine weitere Zylinderelektrode auf ein Potential von ca. 400 V gelegt wird (Abb. A.14). Dieses elektrische Feld von ca. 100 V/cm reduziert die Lebensdauer der metastabilen Atome auf etwa 35 ns , sodaß bei einer kinetischen Energie von 1 keV zwei Drittel der Atome auf einer Strecke von 1.5 cm unter Emission von Lyman- α -Photonen ($\lambda = 121.5\text{ nm}$) in den Grundzustand übergehen.

Die Photonen werden in einem Photomultiplier Electron Tubes 9403 [Dör96] mit einer Photokathode aus CsJ und einem Eintrittsfenster aus

MgF detektiert. Durch die Grenzwellenlängen von CsJ ($\lambda_{Gr} < 220 \text{ nm}$) und MgF ($\lambda_{Gr} > 110 \text{ nm}$) ist dieser Multiplier speziell für die hier benötigte Wellenlänge geeignet.

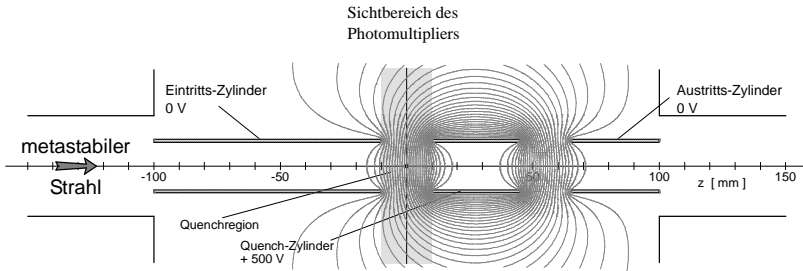


Abbildung A.14: Aufbau der Quenchlinse. Die Potentiallinien entstammen einer MAFIA-Simulation (Potential 500 V).

Die Quenchlinse ist von einem schwarz eingefärbten POM⁴-Zylinder umgeben, der eine Sichtöffnung für den Photomultiplier im Bereich der Quenchregion aufweist und größtenteils verhindert, daß Licht aus anderen Quenchprozessen (z. B. im Spinfilter) oder vom Heizdraht des Ionisierers detektiert wird und den Untergrund der Messung zusätzlich anhebt. Aus diesem Grund befindet sich auch der Faraday-Cup des Polarimeters, in dem durch die gestoppten Wasserstoff- oder Deuteriumatome Photonen erzeugt werden können, in einem Rohr außerhalb der Vakuumkammer.

Für den Multiplier wurde anstelle der bisherigen unhandlichen Konstruktion [Ley00] eine flexible Halterung entwickelt, die es ermöglicht, den Multiplier in allen Raumrichtungen optimal über der Quenchregion zu justieren (Abb. A.15).

⁴Polyoxymethylen

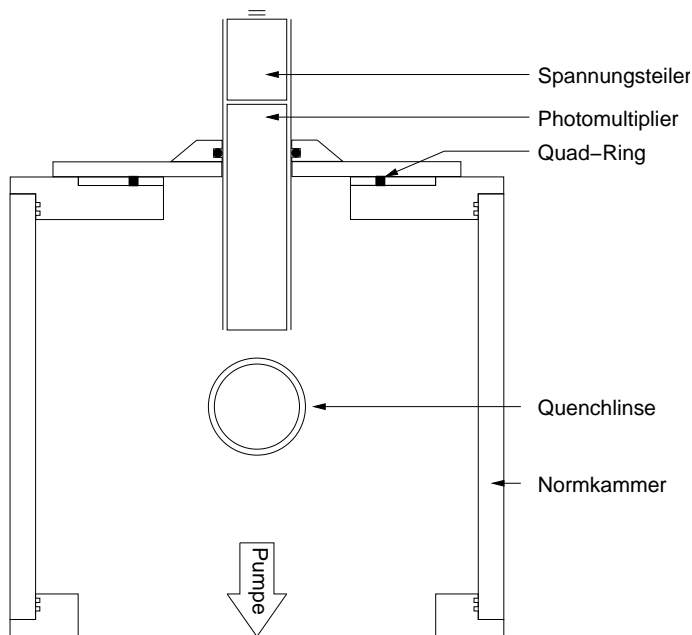


Abbildung A.15: Aufbau des Lyman-Alpha-Detektors

A.2.5 Datenaufnahme und Auswertung

Zur Bestimmung der Strahlpolarisation wird das Magnetfeld des Spin-filters im Bereich von unter 535 G bis über 605 G durchfahren und das Ausgangssignal des Photomultipliers – in der Regel nach Durchlaufen des Lock-in Amplifiers – aufgezeichnet. Aus den Inhalten der in den so erzeugten Spektren erhaltenen Peaks (2 Peaks bei 535 und 605 G bei Wasserstoff; 3 Peaks bei 565, 575 und 585 G bei Deuterium) kann nach Untergrundabzug und Anwendung der entsprechenden Korrekturfaktoren (Anh. A.1.7) unmittelbar die Polarisation berechnet werden.

Die vollständige Messung wird mit der Option „Spezialmessung“ des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programms **OmniMess** (Kap. 6.2.1) durchgeführt. Mit dem integrierten Rampengenerator wird die analoge Schnittstelle des Netzgeräts zur Stromversorgung des Spinfiltersolenoiden angesteuert, dessen Rückmeldewert der Stromstärke als Abszisse der Messung verwendet wird. Dies ist aufgrund der hohen Regelgenauigkeit (besser 10^{-4}) des verwendeten Netzgeräts und der Unabhängigkeit von der Linearität eines externen Rampengenerators problemlos möglich. Parallel hierzu wird das Ausgangssignal des Lock-in Amplifiers eingelesen und gegen die Stromstärke aufgetragen.

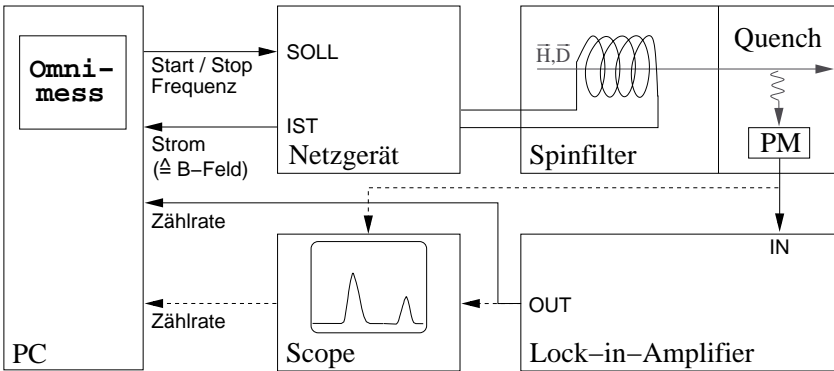


Abbildung A.16: Schema der Datenaufnahme

Abb. A.17 zeigt ein Spektrum des Photomultipliers eines polarisierten Deuteriumstrahls vor und nach der Verarbeitung mit dem Lock-in Amplifier und macht deutlich, daß die Verwendung dieses Hilfsmittels bei den hier gegebenen Verhältnissen zwingend notwendig ist. Da über 90 Prozent der Meßwerte des oberen Spektrums dem Untergrund entstammen, den der Ionisierer aus dem unpolarisierten Restgas erzeugt, ist der polarisierte strahlabhängige Anteil – zusätzlich erschwert durch das Eigenrauschen des Photomultipliers – praktisch nicht nachweisbar. Die Bestimmung der Polarisation ergibt für dieses Spektrum den Wert $p_{zz} = 0.034 \pm 0.05$.

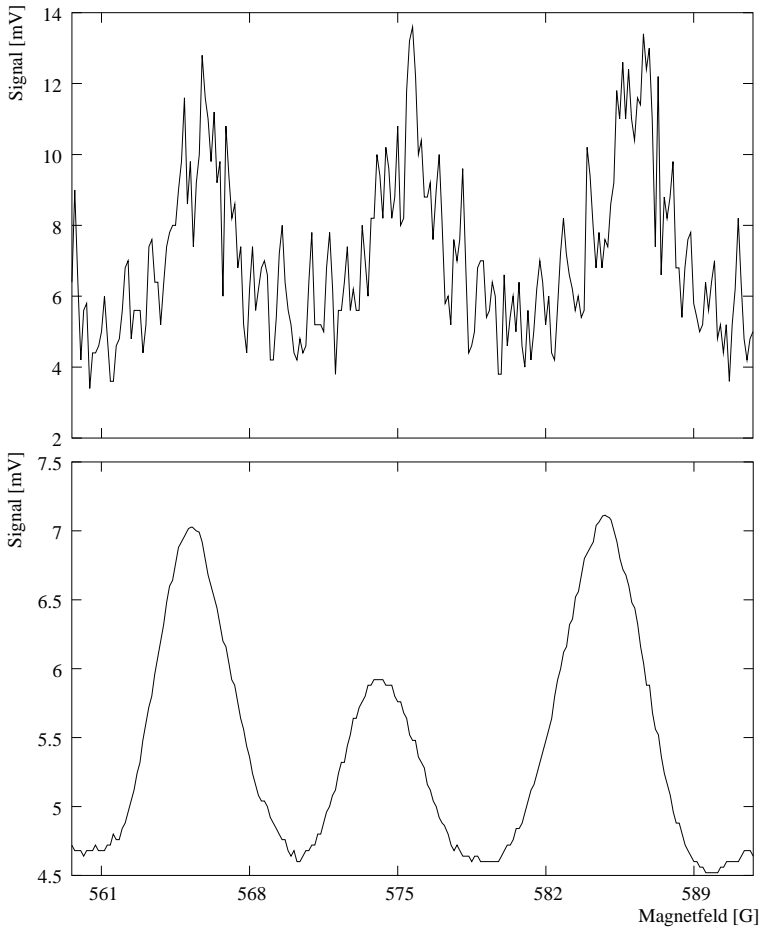


Abbildung A.17: Spektrum eines polarisierten Deuterium-Strahls aus dem Photomultiplier (oben) und nach der Verarbeitung mit dem Lock-in Amplifier (unten)

Das untere Spektrum wurde unter Verwendung des Lock-in Amplifiers aufgenommen. Der dazu benötigte Chopper wurde im Bereich der Multipolmagnete der Atomstrahlquelle installiert und unterbrach den Atomstrahl mit einer Frequenz von $\sim 260 \text{ Hz}$. Da das so erzeugte Spektrum nur Zählraten des Atomstrahlanteils enthält, kann nach einem einfachen geraden Untergrundabzug direkt die (Tensor-)Polarisation bestimmt werden, die sich hier zu $p_{zz} = 0.42 \pm 0.02$ ergibt.

B Die Multipolmagnete der Atomstrahlquelle

In Tabelle B.1 sind die wichtigsten Daten der vorhandenen Magnete der Atomstrahlquelle zusammengefaßt. Der Sextupol S5 wurde am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln entwickelt [Ten03] und von Vakuumschmelze gefertigt. Die verbleibenden Magnete wurden in Gatchina für COSY-Jülich hergestellt, konnten dort aber nicht eingesetzt werden, da ihre Polspitzenfelder nicht den Anforderungen entsprachen und zudem zeitlich nachlassen.

Magnet	d_a [mm]	d_{iV} [mm]	d_{iR} [mm]	B_{Ps} [G]	Bemerkung
Sextupol S1	69.6	9.0	13.2	7500	gekapselt
Sextupol S2	69.6	9.0	13.2	8100	gekapselt
Sextupol S3	57.2	9.0	13.2	8200	gekapselt
Sextupol S4	57.2	9.8	13.4	9400	teilw. gekapselt
Sextupol S5	110.0	15.0	15.0	16000	beschichtet
Quadrupol Q1	69.4	27.0	27.0	8200	

Tabelle B.1: Daten der Magnete der Atomstrahlquelle

- d_a Außendurchmesser (incl. Gehäuse)
- d_{iV} Innendurchmesser auf der Vorderseite
- d_{iR} Innendurchmesser auf der Rückseite
- B_{Ps} Polspitzenfeld

Die Werte der Polspitzenfelder entstammen manuellen Magnetfeldmessungen radial durch die Innenräume der Magnete (Stand: Dezember

2004). Der Magnet S5 wurde im August 2005 bei COSY Jülich mit einer rechnergesteuerten Fahrerinrichtung vermessen. Die im Institut vorhandene Fahrerinrichtung zur Bestimmung von Magnetfeldern ist für transversale Hallsonden aufgrund ihres langen Bremswegs ungeeignet (Bruchgefahr).

Bei den Messungen ist zu beachten, daß die Träger der Meßsonden eine endliche Dicke aufweisen und die Sonden einseitig darauf angebracht sind. Da es somit unmöglich ist, bei einer Messung die Sonde gleich nah an beide Segmente eines Polpaares zu führen, wurden diese Messungen zweimal durchgeführt, wobei der Magnet nach der ersten Messung um 180° gedreht wurde. Die angegebenen Polspitzenfelder entstammen Fits dieser Messungen. Der Fehler ist mit ca. ± 100 G anzusetzen.

Da die Sextupole S1 bis S4 gekapselt sind, ist der Abstand der gegenüberliegenden Polspitzen nicht exakt bekannt. Die angegebenen Polspitzenfelder sind daher so nah wie möglich an der Kapselung gemessen.

Die nachfolgenden Abbildungen enthalten für jeden Magneten eine Darstellung seines Äußeren und die Ansichten der Feldverläufe auf der Vorder- und Rückseite, dargestellt mit der Folie „Magna View Film“ von Edmund Scientific [Edm04]. Mit dieser Folie ist es sehr einfach möglich, die Feldverläufe eines Magneten zu betrachten und auch Fehler aufzudecken (siehe dazu speziell die Magnete S1 und S2). Magnete und Feldverläufe sind zueinander maßstäblich dargestellt.

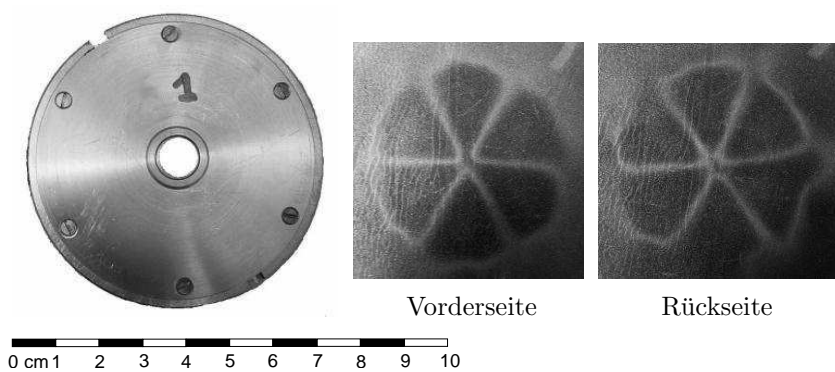


Abbildung B.1: Sextupolmagnet S1, Ansicht und Feldverlauf

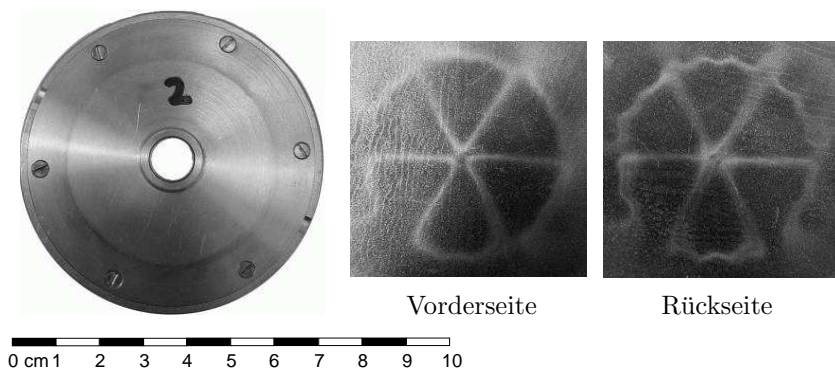


Abbildung B.2: Sextupolmagnet S2, Ansicht und Feldverlauf

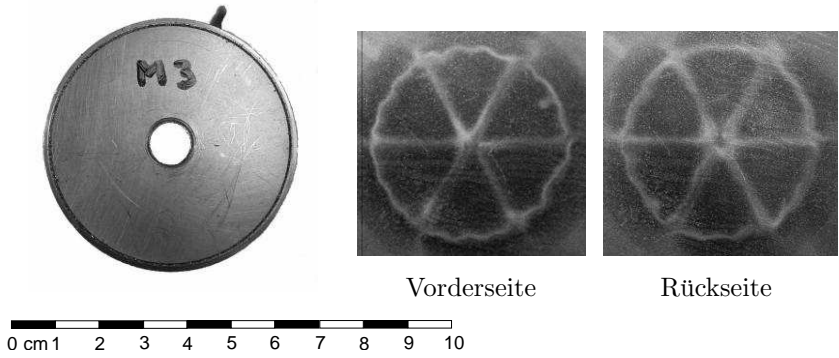


Abbildung B.3: Sextupolmagnet S3, Ansicht und Feldverlauf

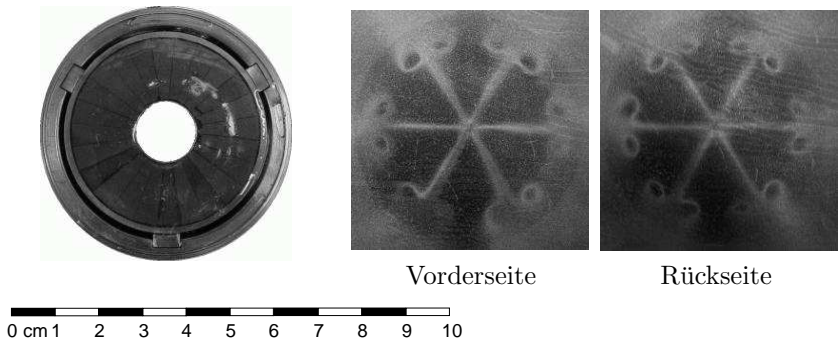


Abbildung B.4: Sextupolmagnet S4, Ansicht und Feldverlauf

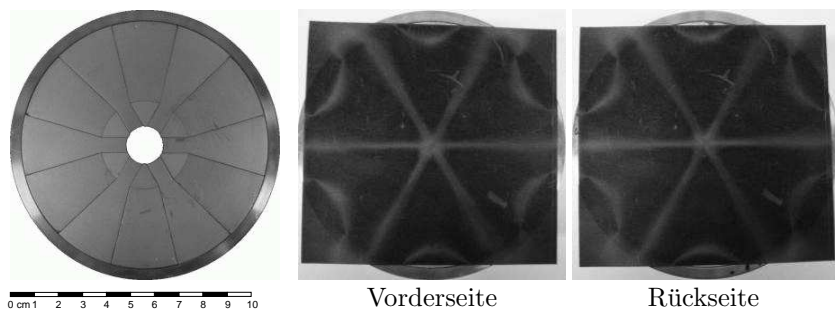


Abbildung B.5: Sextupolmagnet S5, Ansicht und Feldverlauf

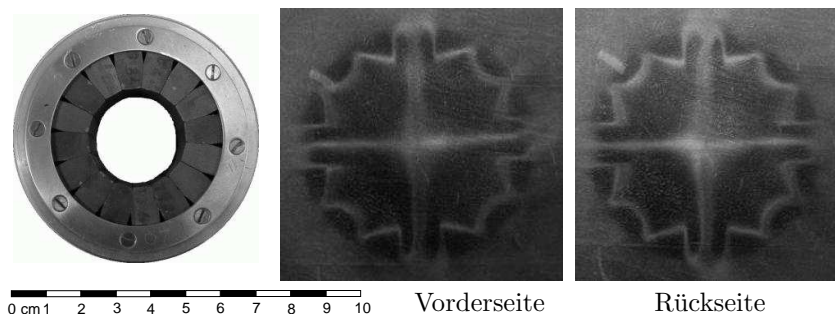


Abbildung B.6: Quadrupolmagnet Q1, Ansicht und Feldverlauf

C Funktionsumfang der Steuerungs- und Meßprogramme

C.1 Steuerungs- und Meßsoftware

Zur Steuerungs-Software gehören die Programme für den Helium-Kompressor, den Hochfrequenzsender und das Wärmebad. Die Meßsoftware beinhaltet die Programme für das Quadrupol-Massenspektrometer, das optische Spektrometer und das Gaußmeter. Alle Programme basieren auf den gleichen Programmpaketen (Kap. 6.1), beinhalten aber auch zusätzliche Unterprogramme für spezielle Funktionen des jeweiligen Gerätes.

Alle Programme, die zur Kommunikation die Cyclades Cyclom Y 8-fach serielle Einsteckkarte verwenden (Kanäle `ttyC0` - `ttyC7`), sind auch auf Linux-Rechnern mit (Standard-) serieller Schnittstelle `ttyS1` (COM2) lauffähig. Dazu ist lediglich im Quelltext die Zeile

```
set fd [open /dev/ttyCx r+]
```

durch

```
set fd [open /dev/ttyS1 r+]
```

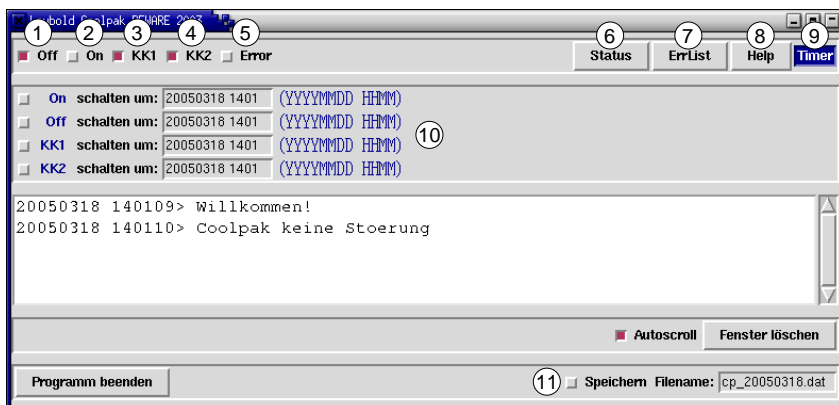
zu ersetzen.¹

¹im Programmcode der Steuerung des Gaußmeters ist die Zeile „`set serport ttyC7`“ entsprechend anzupassen

C.1.1 Helium-Kompressor Leybold Coolpak 4000

Rechner	csgun.ikp.uni-koeln.de
Aufruf	Fernsteuerung/He.Coolpak (Link) Tcl/He_Coolpak_1.2.tcl
Parameter	keine
benötigte Pakete	keine
benötigte Hardware	Cyclades Cyclom Y 8-fach serielle Karte Kanal: ttyCO
Konfigurationsdatei	keine
aktuelle Version	1.2

Funktionsumfang

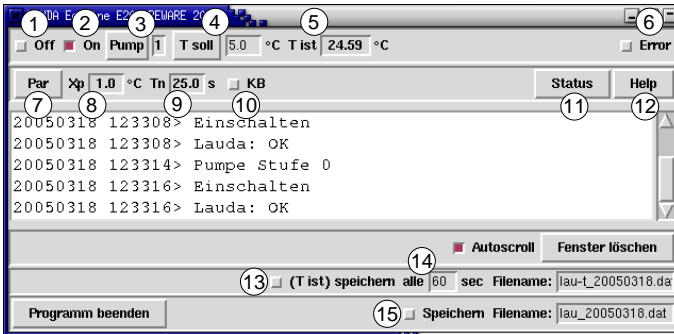


1	Kompressor abschalten	2	Kompressor einschalten
3	Kaltkopf 1 separat schalten	4	Kaltkopf 2 separat schalten
5	Fehleranzeige	6	Abfrage Status
7	Abfrage Fehlerliste	8	Aufruf Hilfeseite
9	Timer-Fenster öffnen	10	Anwahl Timerfunktionen
11	Anwahl Protokoll		

C.1.2 Wärmebad Lauda Ecoline E200

Rechner csgun.ikp.uni-koeln.de
 Aufruf Fernsteuerung/Lauda_E200 (Link)
 Tc1/Lauda_E200_1.0.tc1
 Parameter keine
 benötigte Pakete keine
 benötigte Hardware Cyclades Cyclom Y 8-fach serielle Karte
 Kanal: ttyC2
 Konfigurationsdatei keine
 aktuelle Version 1.0

Funktionsumfang

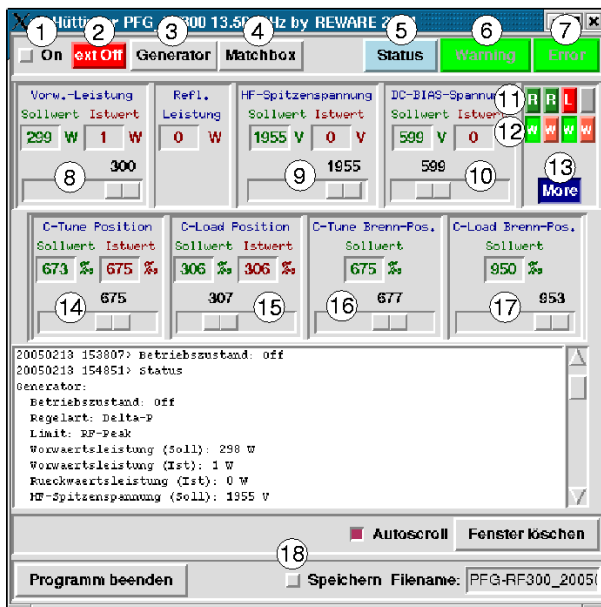


1	Wärmebad abschalten	2	Wärmebad einschalten
3	Pumpstufe wählen	4	Vorgabe Soll-Temperatur
5	Anzeige Ist-Temperatur	6	Fehleranzeige
7	Parameter setzen	8	Anzeige Parameter Xp
9	Anzeige Parameter Tn	10	Gerätetastatur sperren/freigeben
11	Abfrage Status	12	Aufruf Hilfeseite
13	Ist-Temperatur speichern	14	Speicherintervall Ist-Temperatur
15	Anwahl Protokoll		

C.1.3 Hochfrequenzsender Hüttinger PFG-RF300

Rechner	csgun.ikp.uni-koeln.de
Aufruf	Fernsteuerung/PFG-RF300 (Link) Tcl/PFG-RF300.tcl
Parameter	keine
benötigte Pakete	keine
benötigte Hardware	Cyclades Cyclom Y 8-fach serielle Karte Kanal: ttyC1
Konfigurationsdatei	pfg_off.dat (siehe <i>Bemerkung zu 2</i>)
aktuelle Version	1.0

Funktionsumfang



1	Sender schalten	2	externe Abschaltung
3	Auswahlmenü Generator	4	Auswahlmenü Matchbox
5	Abfrage Status	6	Warnung quittieren / Reset
7	Fehler quittieren / Reset	8	Vorgabe Vorwärtsleistung
9	Vorgabe HF-Spitzenspannung	10	Vorgabe DC-BIAS-Spannung
11	Anzeige Regelart / Limit	12	Meßwert-Files erzeugen
13	C-Tune/Load-Fenster öffnen	14	Vorgabe C-Tune-Position
15	Vorgabe C-Load-Position	16	Vorgabe C-Tune-Brenn-Position
17	Vorgabe C-Load-Brenn-Position	18	Anwahl Protokoll

- *Bemerkung zu 2 (externe Abschaltung)*

Ist der Button „ext Off“ angewählt, wird die Sendeleistung ein- bzw. abgeschaltet, wenn sich im gleichen Unterverzeichnis die Datei `pfg_off.dat` befindet. Diese Datei muß zum Einschalten das Zeichen 1 und zum Abschalten das Zeichen 0 enthalten. Somit kann die Leistung z.B. von `OmniMess` (Kap. C.2) überwacht und geschaltet werden (siehe auch: *Bemerkung zu 12*).

- *Bemerkung zu 11 (Anzeige der Regelart)*

Anzeige der über die Menüpunkte (3, 4) gewählten Regelart von Vorwärtsleistung, reflektierter Leistung, HF-Spitzenspannung und DC-BIAS-Spannung.

- *Bemerkung zu 12 (Erzeugung Meßwert-Files)*

Zur Überwachung durch `OmniMess` kann bei Anwahl (Button grün) ein zum entsprechenden Parameter zugehöriges File² mit dem aktuellen Ist-Wert erzeugt werden.

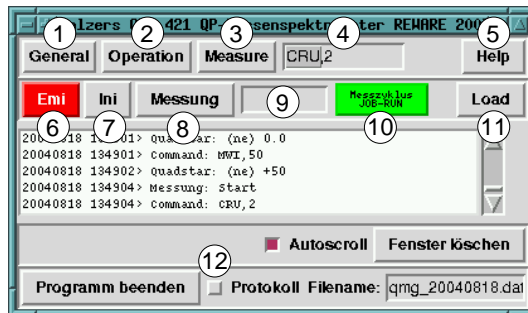
Parameter	File
Vorwärtsleistung	<code>pfg_pv.dat</code>
reflektierte Leistung	<code>pfg_pr.dat</code>
HF-Spitzenspannung	<code>pfg_rf.dat</code>
DC-BIAS-Spannung	<code>pfg_dc.dat</code>

²Zum rechnerübergreifenden Transfer von `pfg_off.dat` und dieser Files dient das Programm `datatrans.tcl` (Kap. C.2.4).

C.1.4 Quadrupol-Massenspektrometer Balzers QMG 421

Rechner	csgun.ikp.uni-koeln.de
Aufruf	Fernsteuerung/QMG421 (Link) Tcl/QMG_421.tcl
Parameter	keine
benötigte Pakete	keine
benötigte Hardware	Cyclades Cyclom Y 8-fach serielle Karte Kanal: ttyC4
Konfigurationsdatei	qmg_ini.dat (ab Vers. 1.0, siehe <i>Bemerkung</i>)
aktuelle Version	0.17

Funktionsumfang



1	Menu <i>General</i>	2	Menu <i>Operation</i>
3	Menu <i>Measure</i>	4	direkte Befehlseingabe
5	Aufruf HilfeSeite	6	Emission schalten
7	Initialisierung wählen	8	Messung starten
9	Fortschrittsanzeige Messung	10	Anzeige Status Messung
11	gespeichertes Spektrum einlesen	12	Anwahl Protokoll

- *Bemerkung zur Konfigurationsdatei*

Die bisher noch im Programmkopf befindlichen Initialisierungssequenzen sollen in eine eigene Konfigurationsdatei ausgelagert werden. Zum Hinzufügung neuer Sequenzen muß z. Z. noch der Programmcode selbst geändert werden.

Eine Einheit der Initialisierungsroutinen besteht aus jeweils zwei Zeilen. Die erste Zeile enthält die Kommandosequenz und die zweite Zeile eine entsprechende Beschreibung. Bis zu zehn Sequenzen können eingegeben werden. Die nachfolgende Liste enthält einige Beispiele:

```
set ini(1) '‘ARA,-11 CFU,0 CYM,0 CYS,1 SPC,0 MMO,1 MSD,6 MST,0 \
           MFM,0 MWI,100’'
set inib(1) '‘Massen 0-100, 1/16 Schrittweite, Speed 50 ms’'
set ini(2) '‘SPC,0 CYS,1 CFU,0 CYM,0 AMO,1 ARL,-12 AFI,0 MRE,1 \
           MMO,1 MSD,12 MST,2 MFM,0 MWI,3’'
set inib(2) '‘Massen 0-3, 1/64 Sw., Speed 5 s, AUTO-D bis e-12’'
set ini(3) '‘MMO,3 MFM,1 MWI,1’'
set inib(3) '‘Histogramm Masse 1’'
```

- *Bemerkung zu 1 - 4 (Menüs und Direkteingabe)*

In den Menüpunkten sind alle Befehle im Klartext benannt und enthalten zusätzlich die Bezeichnung des Befehls für die Direkteingabe. Wird ein Befehl direkt gesendet, ist sein Parameter (sofern benötigt) durch Komma getrennt anzufügen (Beispiele siehe vorstehende Liste). Falsche Befehle und Parameter werden als unsinnig quittiert.

Die nachfolgende Tabelle stellt den Inhalt der Menüs und ihre Struktur dar. Bei der Vielzahl der zur Verfügung stehenden Befehle ist selbstverständlich Vorsicht geboten! Ohne Kenntnis des Geräts und des Handbuchs sollten sowenig Parameter wie möglich verändert werden. Jeder Menüpunkt bietet zudem die Möglichkeit der Abfrage des aktuellen Zustands. In der Regel ist das Gerät durch die Kommandosequenzen der Initialisierungen bereits gut konfiguriert.

Menu	Submenu 1	Submenu 2
General →	Status Steuergerät Fehlermeldungen lesen Warnungen lesen Setup →	Analysatortyp Massenbereich Ionendetektionsverfahren HF-Ionenquellentyp Systemerweiterungen Signalquelle SEV-Hochspannung Test Quadrupol-Controller Test Digital-Signal-Prozessor Simulation Spektrum Modulbestückung
	Test →	
	Baudrate	
Operation →	Filamentwahl Emissionsstromanzeige Degas-Dauer Degas-Emissionsstrom Ionenquelle Mode Emissionsstrom	
Measure →	Setup →	Selekt. Kanal für Parameter Meßzyklus Betriebsart Meßzyklus Ablauf Meßzyklen Anzahl Meßzyklus erster Kanal Meßzyklus letzter Kanal Meßzyklen Steuerung Meßzyklus Umlaufzeit Peakoptimierung Suchlauf Schwelle Peakprozessor Stützwerte Mittelwertbildung Log. Darstellungsformat Anzeigeneich Ionenzählbetrieb Meßbereichsumschaltungs-Modus Elektrometer-Meßbereich

	kleinster Meßbereich bei AUTO-D
	Analogfilter-Einstellung
Integrator →	Integrator-Steuerung
	Integrator-Start
	Abschalt-Schwellenwert
	Digital Output Bitnummer
	Bitnummer
	Untergrund-Messwert
	Integratorwert
	Integrationszeit
Measure →	Massendurchlaufs-Betriebsart
	Startmasse
	Breite Massendurchlauf
	Meßgeschwindigkeit
	Massenskala Auflösung

Funktionsumfang der Oberfläche zur Meßwertdarstellung

1	aktuelle Grenzen	2	Spektrum neu plotten
3	Spektrum integrieren	4	Verknüpfungsoperation wählen
5	Spektrum zur Verknüpfung wählen	6	Feinjustage Masse
7	kontinuierliche Messung	8	Vorgabe Skalierung
9	kontinuierliche Darstellung	10	Cursor-Position
11	Daten speichern	12	Plot als Postscript speichern

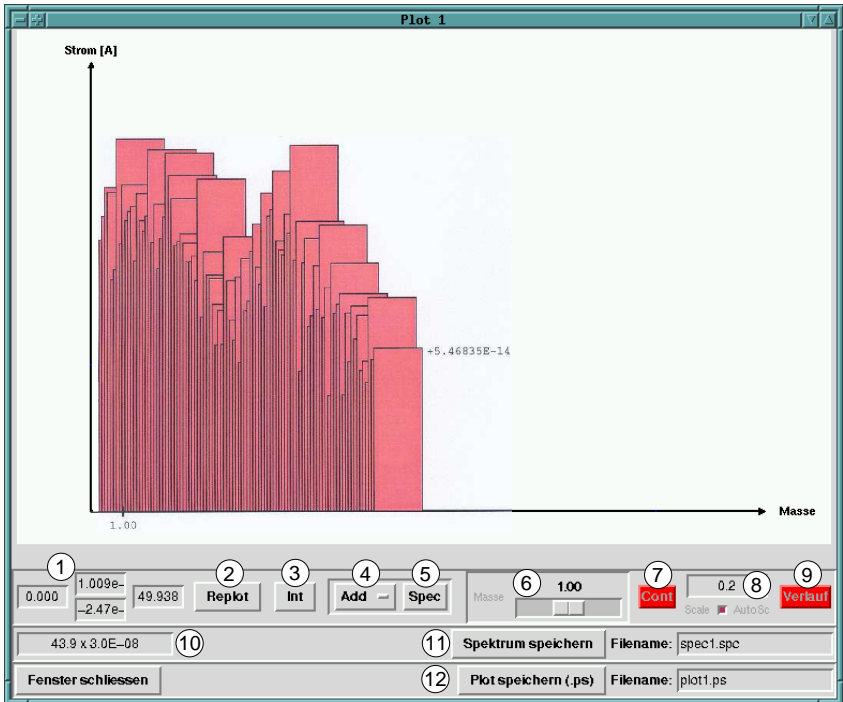
• *Bemerkung zu 1 - 3 (Grenzen / Replot / Integration)*

Die nachfolgenden Tastenkombinationen setzen die Grenzen des Spektrums neu. Innerhalb dieser Grenzen kann das Spektrum neu dargestellt werden (2, Replot) oder integriert werden (3, Int).

CTRL+Q	Strom-Achse, obere Grenze
CTRL+A	Strom-Achse, untere Grenze
CTRL+Y (Z)	Massen-Achse, linke Grenze
CTRL+X	Massen-Achse, rechte Grenze

• *Bemerkung zu 6 - 9 (Histogramm)*

Ist die Histogramm-Funktion angewählt (Messung einer einzelnen Masse), kann die Messung kontinuierlich wiederholt werden (7, Cont). Die Skalierung der Strom-Achse kann dabei vorgegeben werden oder automatisch eingestellt werden (8). Um den Meßwert fortlaufend darzustellen, ist der Button „Verlauf“ anzuwählen (9, Beispiel in der Darstellung). Zur exakten Feinjstuge der Masse dient der Schieberegler (6).

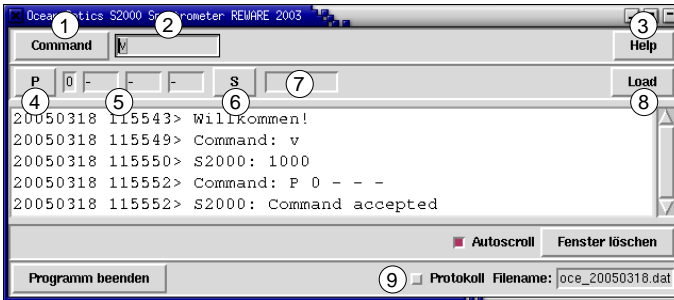


Die Abbildung zeigt den Verlauf einer Messung mit eingeschalteter Histogramm-Funktion.

C.1.5 Optisches Spektrometer Ocean Optics S2000

- Rechner csgun.ikp.uni-koeln.de
- Aufruf Fernsteuerung/Ocean_S2000 (Link)
Tcl/Ocean_S2000_1.0.tcl
- Parameter keine
- benötigte Pakete keine
- benötigte Hardware Cyclades Cyclom Y 8-fach serielle Karte
Kanal: ttyC3
- Konfigurationsdatei keine
- aktuelle Version 1.0

Funktionsumfang



1	Befehl senden	2	direkte Befehlseingabe
3	Aufruf Hilfeseite	4	Pixel-Mode-Befehl senden
5	Eingabemaske Pixel-Mode	6	Spektrum einlesen
7	Fortschrittsanzeige Messung	8	gespeichertes Spektrum einlesen
9	Anwahl Protokoll		

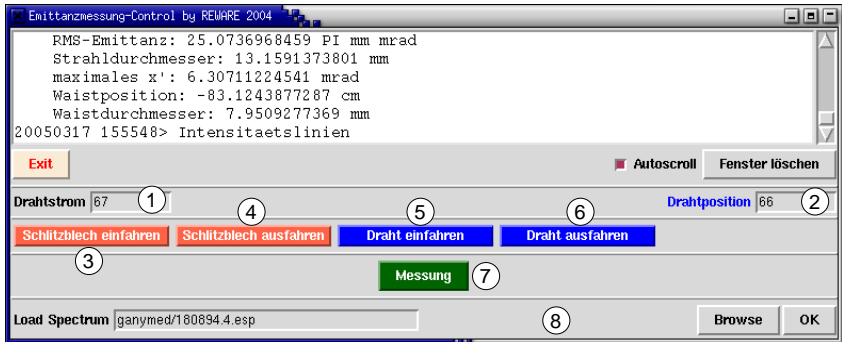
Funktionsumfang der Oberfläche zur Meßwertdarstellung

Der Funktionsumfang ist (ausschließlich der Histogramm-Funktionen) identisch mit dem des Programms `QMG_421.tcl` (Anh. C.1.4).

C.1.6 Emittanzmeßgerät

Rechner	csgun.ikp.uni-koeln.de
Aufruf	Emittanz/emi_24.tcl
Parameter	keine
benötigte Pakete	comedi 0.1
benötigte Hardware	Lab PC+ I/O-Karte (siehe <i>Bemerkung</i>)
Konfigurationsdatei	keine
aktuelle Version	0.24

Funktionsumfang



1	Anzeige Drahtstrom	2	Anzeige Drahtposition
3	Schlitzblech einfahren	4	Schlitzblech ausfahren
5	Scannerdraht einfahren	6	Scannerdraht ausfahren
7	Messung starten	8	gespeichertes Spektrum laden

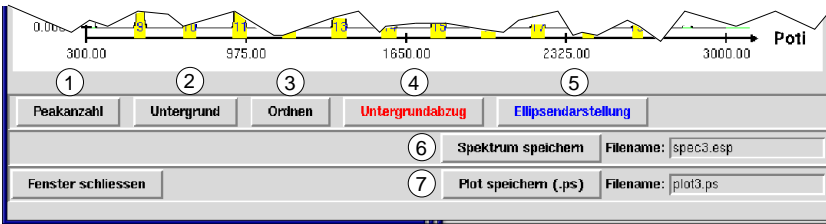
• *Bemerkung zur Hardware*

Die Lab PC+ - Karte ist für das Emittanzmeßgerät folgendermaßen belegt:

Kanal	Art	Funktion
PA2	digital	Schlitzblech in Richtung 1 fahren
PA3	digital	Schlitzblech in Richtung 2 fahren
PA4	digital	Scannerdraht in Richtung 1 fahren
PA5	digital	Scannerdraht in Richtung 2 fahren
ACH0	analog	Drahtstrom
ACH1	analog	Position des Scanner-Drahts

Zum Test aller Steuerfunktionen des Emittanz-Meßgeräts existiert für das Programm *OmniMess* (Anh. C.2) die Konfigurationsdatei *emi.rew*.

Funktionsumfang der Oberfläche zur Meßwertdarstellung



1	Peakanzahl bestimmen	2	Untergrund bestimmen
3	Peaks ordnen	4	Untergrundabzug
5	Ber. rms-Ellipse und Charakteristik	6	Daten speichern
7	Plot als Postscript speichern		

• *Bemerkung zu 1 - 5*

Zur vollständigen Bestimmung der Emittanz werden diese Aktionen in dieser Reihenfolge durchgeführt.

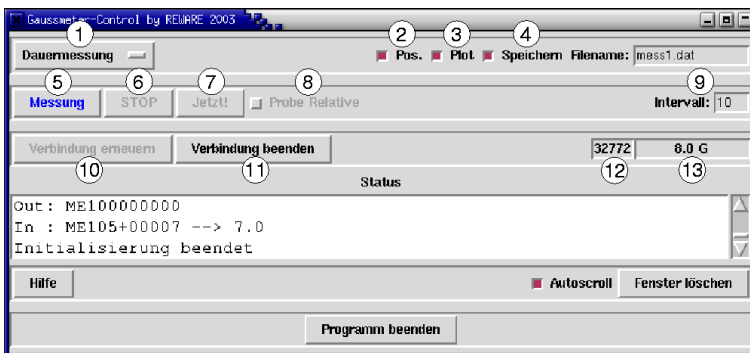
• *Bemerkung zu 7 (Plot speichern)*

Es wird die aktuelle Darstellung abgespeichert.

C.1.7 Gaußmeter Magnet-Physik FH27

Rechner	csgun.ikp.uni-koeln.de
Aufruf	Fernsteuerung/Gaussmeter (Link) Tcl/gauss_csgun.tcl
Parameter	keine
benötigte Pakete	comedi 0.1
benötigte Hardware	Lab PC+ I/O-Karte, Kanal 7 (s. <i>Bemerkung</i>) Cyclades Cyclom Y 8-fach serielle Karte Kanal: ttyC7
Konfigurationsdatei	keine
aktuelle Version	2.0

Funktionsumfang



1	Meßmethode wählen	2	Position der Sonde mitschreiben
3	Meßwerte plotten	4	Meßwerte speichern
5	Messung starten	6	Messung beenden
7	Einzelmessung durchführen	8	Relativmessung wählen
9	Intervall für Zeitmessung (sec)	10	RS232-Verbindung erneuern
11	RS232-Verbindung beenden	12	Position Hallsonde
13	aktueller Meßwert		

- *Bemerkung zur Hardware*

Es wird nur ein ADC-Kanal zum Einlesen des Potentiometerwertes des Fahrschlittens benötigt. Wird an der Lab PC+ - Karte ein anderer Kanal benutzt, ist im Programmcode die Zeile „set pclabkanal 7“ anzupassen. Das Programm ist auch mit einer PC-Lab 718 I/O - Karte lauffähig.

Die physikalische Anwesenheit des Fahrschlittens bzw. des Positionspotentiometers wird nicht überprüft. Das Gaußmeter kann auch ohne diese Apparatur eingesetzt werden, die lineare Darstellung der aufgenommenen Meßwerte bei einer Dauermessung ist dann jedoch nicht gesichert möglich.

- *Bemerkung zu 1 (Meßmethode)*

Dauermessung: kontinuierliche Aufnahme von Meßwerten

Einzelmessung: Aufnahme eines Meßwerts bei Anwahl des Buttons (7)

Zeitmessung: Aufnahme eines Meßwerts alle x Sekunden (9)

- *Bemerkung zu 8 (Probe Relative)*

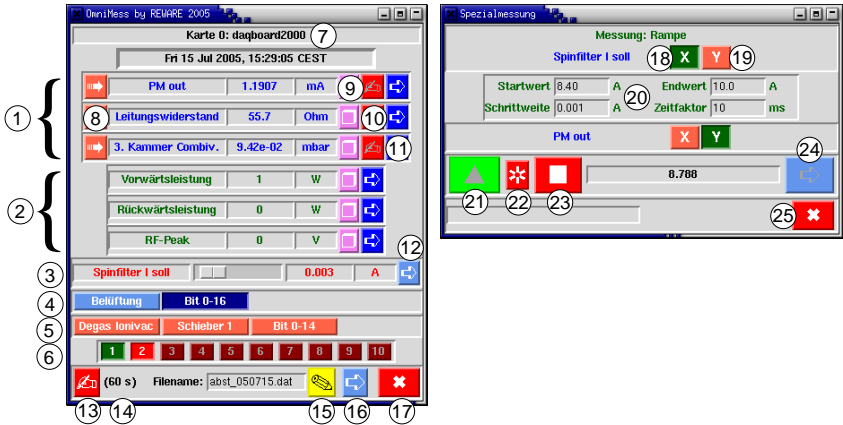
Das Gaußmeter führt standardmäßig eine absolute Messung durch (max. Auflösung 0.1 G). Die relative Messung ist bis zu einem Faktor 100 genauer, aber ungeeignet bei Messungen über große Feldänderungen. Zur Anwahl der relativen Messung ist die Verbindung mit dem Gaußmeter zu beenden und anschließend zu erneuern (11, 10).

C.2 OmniMess

C.2.1 Hauptprogramm und Spezialmessung

Rechner	sappis.ikp.uni-koeln.de csgun.ikp.uni-koeln.de lambshift.ikp.uni-koeln.de
Aufruf	OmniMess (Link) Mess/mess.tcl
Parameter	Konfigurationsdatei (wahlfrei)
benötigte Pakete	comedi 0.1
benötigte Hardware	alle von comedi 0.1 unterstützte I/O-Karten (DAQBoard 2000, PCLab 718, Lab PC+ usw.)
Konfigurationsdatei	jede .rew-Datei (siehe Anh. C.2.2)
aktuelle Version	3.1

Funktionsumfang



Die Auswahl der Meßkarte(n) sowie der analogen und digitalen Meß- und Steuerwerte und einige andere Parameter werden über eine Konfi-

gurationsdatei (Anh. C.2.2) vorgegeben. Dementsprechend variiert das Aussehen der graphischen Benutzeroberflächen. Wird die Funktion eines Parameters durch die Konfigurationsdatei beeinflusst, ist sie in den nachstehenden Tabellen mit einem † und dem (den) entsprechenden Kennbuchstaben markiert.

<i>Hauptprogramm</i>	
1	analoge Lese-Kanäle † b) – i)
2	Meßwert-Dateien † v) – z)
3	analoge Sende-Kanäle † k) – p)
4	digitale Lese-Kanäle † r) – s)
5	digitale Sende-Kanäle † t) – u)
6	Alarme (grün: aktiv / rot: ausgelöst) † aa) – ad)
7	Anzeige der gewählten Meßkarte(n) † a)
8	Anwahl Ausgabe des Originalwerts der Meßkarte
9	Großdarstellung des Meßwerts † ag)
10	Ausgabe des Meßwerts in Datei † j)
11	Auswahl Meßwert für Spezialmessung
12	Aufruf Spezialmessung (Sende-Kanal als x-Achse)
13	Protokoll aktivieren
14	Speicherintervall für Protokoll † af)
15	Plot u. Auswertung der Protokolldatei (s. Anh. C.2.3)
16	Aufruf Spezialmessung (Zeit-Kanal als x-Achse)
17	Programm beenden
<i>Spezialmessung</i>	
18	Meßwert als x-Achse wählen
19	Meßwert als y-Achse wählen
20	Meßbereichsparameter † q)
21	Rampen- oder Zeitmessung starten
22	Loop-Messung aktivieren (Dauermessung)
23	Messung beenden
24	Plot u. Auswertung der Spezialmessung (s. Anh. C.2.3)
25	Spezialmessung beenden

C.2.2 Konfigurationsdatei

Nachfolgend wird nun die Konfigurationsdatei für die in der Abbildung dargestellte Konfiguration ausführlich beschrieben. Anhand dieses

Beispiels, in dem alle möglichen Anwendungen ausgeführt sind, sollte sich jede gewünschte Konfiguration leicht erstellen lassen.

Kommentarzeilen beginnen mit einem Doppelkreuzzeichen (#). Für eine korrekte Konfiguration sind nur die Zeilen ohne führendes # erforderlich. Die Reihenfolge der Einträge ist wahlfrei. Fehlen zwingend notwendige Einträge, wird während des Programmstarts eine Fehlermeldung ausgegeben. *Kursiv* dargestellte Texte dienen der Erläuterung und sind nicht Bestandteil der Konfigurationsdatei.

a) Wahl der Meßkarte(n). Angabe der Nummer des zugehörigen comedi-Treibers (hier: DAQBoard 2000).

```
# 0: DAQB2000 1: LABPC+
```

```
# Syntax: karte 'Karte ...' (z.B. karte '1 0 2')
```

```
karte '0'
```

b) Wahl der analogen Lese-Kanäle. Angabe der Meßkarte und des belegten Eingangskanals. Die Reihenfolge der Kanalangaben bestimmt die Anordnung in der Benutzeroberfläche. Einträge zu nicht oben gewählten Meßkarten werden ignoriert.

```
# Syntax: kanaele 'Karte-Kanal ...' (z.B. kanaele '0-1 1-7')
```

```
kanaele '0-23 0-9 0-20'
```

c) Namen der analogen Lese-Kanäle. Kanäle ohne Eintrag erhalten als Namen die Kanalnummer.

```
# Syntax: nameKarte-Kanal 'Name' (z.B. name1-0 'Ionivac')
```

```
name0-9 'Leitungswiderstand'
```

```
name0-23 'PM out'
```

```
name0-20 '3. Kammer Combiv.'
```

d) Zuweisung von Eich-/Umrechnungsformeln zu den analogen Lese-Kanälen. Alle mathematischen Tcl/Tk-Anweisungen können verwendet werden (Die Verwendung von Variablen wird im Anschluß erläutert.). Ohne Angabe einer Formel wird der Originalwert der Meßkarte ausgegeben.

```
# Syntax: formelKarte-Kanal 'f(x)' \
          (z.B. formel1-0 'x*0.0324-$vari(2)')
# Combivac Leybold IT23 f. Sensor IR090
formel0-20 '2.4*pow(10,((x - 7.75)/0.75))'
# Photomultiplier
formel0-23 '(x * -0.00005609565 + 4.55673077)''
# Leitungswiderstand
formel0-9 '-(x * 0.0003065783 -10.11808717)/$vari(23)*1000''
```

e) Zuweisung von geeichten/umgerechneten Meßwerten der analogen Lese-Kanäle zu Variablen³.

```
# Syntax: variKarte-Kanal 'Name' (z.B. vari1-0 'vari(3)')
vari0-23 'vari(23)''
```

f) Zuweisung von Original-Meßwerten der analogen Lese-Kanäle zu Variablen.

```
# Syntax: varibKarte-Kanal 'Name' (z.B. varib1-0 'varib(3)')
varib0-9 'varib(9)''
varib0-23 'varib(23)''
```

g) Angezeigte Nachkommastellen der analogen Lese-Kanäle. Kanäle ohne Angabe erhalten „0“. Nicht anwenden bei Verwendung eines Ausgabeformats (nachfolgend)!

```
# Syntax: nksKarte-Kanal 'Anzahl' (z.B. nks1-0 '2')
nks0-9 '1''
```

h) Ausgabeformat der analogen Lese-Kanäle. Die Einträge müssen dem Tcl-Befehl `format` entsprechen (siehe z.B. [Wel97], Seite 46 f.).

```
# Syntax: agfKarte-Kanal 'Muster' (z.B. agf1-0 '%2.3f')'
```

³Alle hier und nachfolgend definierten Variablen können in Eich- und Umrechnungsformeln sowie Alarmbedingungen verwendet werden. Jeweils bis zu 30 Zuweisungen (z.B. `vari(1)`-`vari(30)`) sind möglich. Alle nicht zugewiesenen Variablen sind „1“. Die Benennungen der Variablen (z.B. `vari(7)`, `varib(7)`, `varid(7)` usw.) sind einzuhalten. In Berechnungen muß den verwendeten Variablen ein `$`-Zeichen vorangestellt werden (z.B. `$vari(7)`).

```
agf0-20 ‘‘%1.2e’’
```

```
agf0-23 ‘‘%1.4f’’
```

i) *Einheiten der analogen Lese-Kanäle. Kanäle ohne Einheit erhalten „-“.*

```
# Syntax: einheitKarte-Kanal ‘‘Einheit’’ (z.B. einheit1-0 ‘‘V’’)
```

```
einheit0-9 ‘‘Ohm’’
```

```
einheit0-20 ‘‘mbar’’
```

```
einheit0-23 ‘‘mA’’
```

j) *Erlaubnis zur Ausgabe des Meßwerts eines analogen Lese-Kanals in eine Datei. Diese Funktion wird benötigt, um anderen Meßprozessen den aktuellen Meßwert zu übermitteln.*

```
# Syntax: dateiKarteKanal ‘‘Filename’’ (z.B. datei1-0 ‘‘mydata’’)
```

```
datei0-20 ‘‘vakuum.dat’’
```

k) *Wahl der analogen Sende-Kanäle. Angabe der Meßkarte und des belegten Eingangskanals. Die Reihenfolge der Kanalangaben bestimmt die Anordnung in der Benutzeroberfläche. Einträge zu nicht gewählten Meßkarten werden ignoriert.*

```
# Syntax: skanaele ‘‘Karte-Kanal ...’’ (z.B. skanaele ‘‘0-1 1-0’’)
```

```
skanaele 0-1
```

l) *Namen der analogen Sende-Kanäle. Kanäle ohne Eintrag erhalten als Namen die Kanalnummer.*

```
# Syntax: snameKarte-Kanal ‘‘Name’’ (z.B. sname1-0 ‘‘B-Feld I’’)
```

```
sname0-1 ‘‘Spinfilter I soll’’
```

m) *Sollwerte der analogen Sende-Kanäle. Die Angabe ist zwingend vorgeschrieben. Die Anzahl der Nachkommastellen bestimmt die Auflösung des Schiebereglers.*

```
# Syntax: swertKarte-Kanal ‘‘Sollwert’’ (z.B. swert1-0 ‘‘3.000’’)
```

```
swert0-1 ‘‘8.500’’
```

n) *Unter- und Obergrenze der Regelungsbereiche der analogen Sende-*

Kanäle (zwingend).

```
# Syntax: suntenKarte-Kanal 'Untergrenze' (z.B. sunten1-0 '0')
#         sobenKarte-Kanal 'Obergrenze' (z.B. soben1-0 '10')
sunten0-1 '0.00'
soben0-1 '10.50'
```

o) Umrechnungsformeln der analogen Sende-Kanäle (zwingend).

```
# Syntax: sformelKarte-Kanal 'f(x)' \
          (z.B. sformel1-0 'x*0.324-24.09')\
          mindestens jedoch: sformel1-0 'x')
sformel0-1 'x * 1635.4667 + 32768'
```

p) Einheiten der analogen Sende-Kanäle. Kanäle ohne Einheit erhalten „-“.

```
# Syntax: seinheitKarte-Kanal 'Einheit' (z.B. seinheit1-0 'V')
seinheit0-1 'A'
```

q) Unter- u. Obergrenze der analogen Sende-Kanäle für Spezialmessung.

```
# Syntax: srampuKarte-Kanal 'Wert' (z.B. srampu1-0 '4.34')
#         srampoKarte-Kanal 'Wert' (z.B. srampo1-0 '12.03')
srampu1-0 '8.40'
srampo1-0 '10.0'
```

r) Wahl der digitalen Lese-Kanäle (Bits). Angabe der Meßkarte und des belegten Eingangskanals. Die Reihenfolge der Kanalangaben bestimmt die Anordnung in der Benutzeroberfläche. Einträge zu nicht gewählten Meßkarten werden ignoriert.

```
# Syntax: bits 'Karte-Bit ...' (z.B. bits '0-0 1-23')
bits '0-15 0-16'
```

s) Namen der digitalen Lese-Kanäle. Kanäle ohne Eintrag erhalten als Namen die Bezeichnung „Bit Karte-Bit“.

```
# Syntax: bitnameKarte-Bit 'Name' (z.B. bitname0-1 'Ventil')
# Lange Namen durch '\n' trennen\
          (z.B. bitname0-1 'Dies ist ein\nlanger Name')
```

bitname0-15 ‘Belüftung’

t) Wahl der digitalen Sende-Kanäle (Bits). Angabe der Meßkarte und des belegten Eingangskanals. Die Reihenfolge der Kanalangaben bestimmt die Anordnung in der Benutzeroberfläche. Einträge zu nicht gewählten Meßkarten werden ignoriert.

Syntax: sbits ‘Karte-Bit ...’ (z.B. sbits ‘1-16’)
sbits ‘0-12 0-13 0-14’

u) Namen der digitalen Sende-Kanäle. Kanäle ohne Eintrag erhalten als Namen die Bezeichnung „Bit Karte-Bit“.

Syntax: sbitnameKarte-Bit ‘Name’ (z.B. sbitname0-2 ‘Ventil’)
Lange Namen durch ‘\n’ trennen\
(z.B. sbitname0-1 ‘Dies ist ein\nlanger Name’)
sbitname0-12 ‘Degas Ionivac’
sbitname0-13 ‘Schieber 1’

v) Wahl der Meßwert-Dateien. Einlesen von externen Meßwerten aus Datenfiles. Die Reihenfolge der Kanalangaben bestimmt die Anordnung in der Benutzeroberfläche.

Syntax: dateien ‘Nummer ...’ (z.B. dateien ‘1 2 3 7 4’)
dateien ‘1 2 3’

w) Angabe der Filenamen der Meßwert-Dateien (zwingend). Ist eine Datei inexistent, wird „-999“ als Meßwert angezeigt. (hier: Einlesen von 3 Parametern des Hochfrequenzsenders.)

Syntax: dfileNummer ‘Filename’ (z.B. dfile1 ‘data.dat’)
dfile1 ‘pfg-pv.dat’
dfile2 ‘pfg-pr.dat’
dfile3 ‘pfg-rf.dat’

x) Namen der Meßwert-Dateien (in der Benutzeroberfläche). Dateien ohne Namen erhalten die Bezeichnung „Datei Nummer“.

Syntax: dnameNummer ‘Name’ (z.B. dname1 ‘Leistung’)
dname1 ‘Vorwärtsleistung’


```

dname2 'Rückwärtsleistung'
dname3 'RF-Peak'

```

y) Zuweisung von Meßwerten der Meßwert-Dateien zu Variablen.
 # Syntax: varidNummer 'Variable' (z.B. varid1 'varid(1)')
 varid2 'varid(2)'

z) Einheiten der Messwert-Dateien. Dateien ohne Einheit erhalten „-“.
 # Syntax: deinheitNummer 'Einheit' (z.B. deinheit1 'V')
 deinheit1 'W'
 deinheit2 'W'
 deinheit3 'V'

aa) Zuweisung von Alarmbedingungen. Alle mathematischen Tcl/Tk-Anweisungen können verwendet werden. (hier: Die Rückwärtsleistung des Hochfrequenzsenders darf nicht mehr als 10 W betragen.)
 # Syntax: alarmNummer 'Bedingung' (z.B. alarm7 '\$vari(4) < 9')
 alarm1 '\$varid(2) > 10'

ab) Anzeigetext der Alarme. Texte nicht gewählter Alarme werden ignoriert.
 # Syntax: alarmtextNummer 'Text' (z.B. alarmtext7 'Oh weh!')
 alarmtext1 'Rückwärtsleistung zu hoch!'

ac) Programminterne Reaktionen auf Alarme. Zuweisung eines Wertes zu einem Sendekanal (Hier nicht verwendet.)
 # Syntax: alarmaktintNummer 'Karte-Kanal=Wert'
 (z.B. alarmaktint7 '1-0=5')

ad) Programmexterne Reaktionen auf Alarme. Ausführung anderer Programme. (hier: Ausführung eines Shell-Skripts zum Abschalten des Hochfrequenzsenders.)
 # Syntax: alarmaktextNummer 'Filename'
 (z.B. alarmaktext7 'NotAus.tcl')
 alarmaktext1 './alarm1.sh'

ae) *Format der Zeitausgabe bei Anzeige und Protokoll (siehe z.B. [Wel97], Seite 146 ff).*

```
# Syntax: zeitanzeige ‘Darstellungsformat’ (Bildschirmanzeige)
#       zeitprotokoll ‘Darstellungsformat’ (Protokoll-Files)
zeitanzeige ‘%a %d %b %Y, %H:%M:%S %Z’
zeitprotokoll ‘%y%m%d%H%M%S’
```

af) *Speicherintervall (in Sekunden) für Protokoll-Files. Ohne Angabe beträgt das Intervall 120 Sekunden.*

```
# Syntax: intervall ‘Zeit’ (z.B. intervall 60)
intervall 60
```

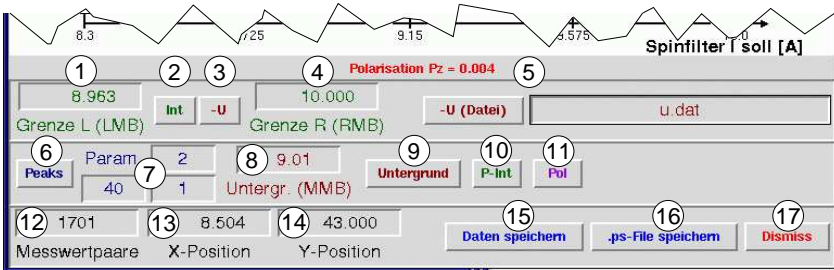
ag) *Wahl der Textgröße bei Großdarstellung eines Meßwerts. Ohne Angabe beträgt die Textgröße 100 pt. Erlaubte Werte liegen zwischen 10 und 1000 pt.*

```
# Syntax: textsize ‘Punktgröße’ (z.B. textsize 200)
textsize 100
```

C.2.3 Plot der Meßwerte und Auswertung

Rechner	sappis.ikp.uni-koeln.de csgun.ikp.uni-koeln.de lambshift.ikp.uni-koeln.de
Aufruf	aus OmniMess Mess/mess-plot.tcl
Parameter	von OmniMess erzeugte Meßwert-Datei (wahlfrei)
benötigte Pakete	keine
benötigte Hardware	keine
Konfigurationsdatei	keine
aktuelle Version	3.1

Funktionsumfang



- | | |
|----|--|
| 1 | linke Integrationsgrenze (Eingabefenster / linke Maustaste) |
| 2 | Integration innerhalb linker und rechter Integrationsgrenze |
| 3 | wie (2), abzüglich des Untergrunds (8) |
| 4 | rechte Integrationsgrenze (Eingabefenster / rechte Maustaste) |
| 5 | Abzug eines Meßwert-Datei |
| 6 | automatische Peaksuche |
| 7 | Eingabefenster für Parameter der Peaksuche (6) |
| 8 | Untergrundabzug (Eingabefenster / mittlere Maustaste) |
| 9 | automatischer Untergrundabzug und Peaksuche |
| 10 | Integration über Peaks |
| 11 | Bestimmung der Vektor- / Tensorpolarisation (bei 2 oder 3 Peaks) |
| 12 | Anzeige Meßwertpaare |
| 13 | Anzeige x-Position Mauspointer |
| 14 | Anzeige y-Position Mauspointer |
| 15 | Meßwerte als Datenfile abspeichern |
| 16 | Plot-Darstellung als Postscript speichern |
| 17 | Fenster schließen |

- *Bemerkung zu 11*

Die Anwendung dieser Funktion ist nur bei Ergebnisspektren des Lambshift-Polarimeters sinnvoll.

- *Bemerkung zu 15 und 16*

Die Filenamen werden automatisch unter Benutzung der Rechner-Uhrzeit generiert.

C.2.4 Datatrans

Das Programm `Datatrans` ist ein Tool zur rechnerübergreifenden Überwachung von Meßwerten. Es dient insbesondere dazu, `OmniMess` mit Meßwerten von anderen Netzwerkrechnern zu beliefern und Betriebs- und Abschaltanweisungen dorthin zu übertragen. `Datatrans` liest auf dem Netzwerkrechner in frei wählbaren Zeitintervallen eine Meßwert-Datei⁴ ein und erstellt auf dem eigenen Rechner eine Datei gleichen Inhalts⁵. Das Programm wird auf dem Rechner aufgerufen, auf dem die Zieldatei abgelegt wird.

Rechner	<code>sappis.ikp.uni-koeln.de</code> <code>csgun.ikp.uni-koeln.de</code>
Aufruf	<code>datatrans.tcl</code> ⁶
Parameter	Quelldatei (Netzwerkrechner) Zieldatei (eigener Rechner) Wiederholungsrate (in Millisekunden)
benötigte Pakete	keine
benötigte Hardware	keine
Konfigurationsdatei	keine
aktuelle Version	1.0

Funktionsumfang



1	Angabe des Datentransfer-Pfads
2	Datentransfer starten / anhalten
3	Programm beenden

⁴Diese Datei darf nur einen einzelnen Meßwert enthalten.

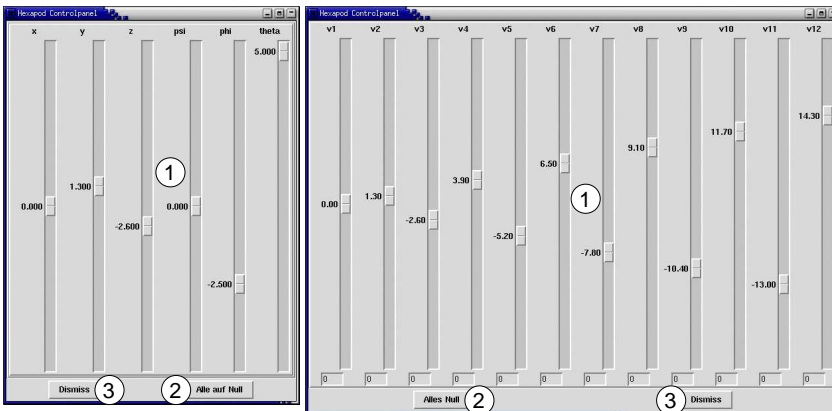
⁵Damit der Linux-Befehl `scp` ohne Passwortabfrage arbeitet, wird auf dem Quellrechner mit `ssh-keygen` ein Schlüsselpaar erzeugt. Der öffentliche Schlüssel wird auf dem Zielrechner an die Datei `.ssh/authorized_keys` angefügt.

⁶Beispiel-Aufruf: „`datatrans.tcl Mess/pfg_off.dat pfg_off.dat 1000 &`“.

C.3 Buttonjustage

Rechner	hexapod.ikp.uni-koeln.de
Aufruf	Hexapod/TclTk/Hexa/main.tcl Hexapod/TclTk/Hexa/HexaPos.tcl
Parameter	keine
benötigte Pakete	hexa 0.1
benötigte Hardware	ADL 7200 I/O-Karte
Konfigurationsdatei	siehe <i>Bemerkung</i>
aktuelle Version	0.1

Funktionsumfang



- | | |
|---|--|
| 1 | Schieberegler zur Positionierung der Gesamtanordnung (<code>main.tcl</code> , l.) |
| 2 | Alle Schieberegler auf Nullposition setzen |
| 3 | Programm beenden |

• *Bemerkung zur Konfigurationsdatei*

Da in der derzeitigen Version eine Konfigurationsdatei nicht vorliegt, sind die folgenden Befehle vor dem ersten Aufruf der Programme manuell

einzugeben:

als Root:

```
cd /usr/local/src/ad17200-1.20/  
adl_load ad1D7200
```

als User:

```
cd Hexapod/TclTk/Hexa/  
export ADLDEVICE=/dev/ad1D7200
```

Die notwendigen Arbeiten zur Fertigstellung dieses Programmpakets sind im Kapitel 6.3 beschrieben.

D Die Fernsteuerung der PIQ LASCO

D.1 Vorgeschichte

Die Kölner Quelle polarisierter Ionen LASCO¹ dient der Erzeugung eines negativen polarisierten Wasserstoff- oder Deuteriumstrahls nach dem Lambshiftprinzip. Da die erzeugten Ionen mit ca. -60 keV in den Tandembeschleuniger eingeschossen werden, ist die Quelle auf einer Hochspannungsplattform montiert, die für ein Potential von bis zu -80 keV ausgelegt ist. Dies bedingt eine potentialfreie Fernsteuerung aller auf der Plattform montierten Netz- und Steuergeräte.

Die erste Fernsteuerung der LASCO wurde Mitte der siebziger Jahre des vorigen Jahrhunderts von Aniol [Ani77] entwickelt und aufgebaut. Sie bestand im wesentlichen aus einer Anzahl von Potentiometern, Schaltern und Zeigerinstrumenten für die analogen und digitalen Quellenparameter im Kontrollpult des Tandembeschleunigers und einer CAMAC²-basierten digitalen Datenübertragung zur Quelle. Die Potentialfreiheit wurde durch eine Optokopplerstrecke aus 120 Lichtleitern für die parallelen CAMAC-Leitungen sichergestellt.

1995 wurde das störanfällig und schwer erweiterbar gewordene System durch Janus [Jan96] modernisiert. Parallel zu der manuellen Regelung am Kontrollpult wurde eine computergestützte Steuerung unter LINUX in der Programmiersprache Tcl entwickelt. Die Datenübertragung zur

¹Lambshift Source Cologne

²Computer Automated Measurement And Control

Quelle wurde auf einen seriellen CAMAC-Highway umgestellt, was die Zahl der benötigten Lichtleiter auf 2 reduzierte. Die optische Übertragung wurde mit zwei U-Port-Adaptoren zur Wandlung und Codierung der Daten durchgeführt. Die Darstellung der Soll- und Istwerte der Quellenparameter geschah mittels eines Textfensters, zur Steuerung existierten eine Vielzahl von Tastaturbefehlen. Eine einfache graphische Benutzeroberfläche stand für graphikfähige Terminals zur Verfügung, ebenso die Protokollierung der Quellenwerte zur späteren Auswertung oder Reproduktion.

Seit 2000 wurde die Fernsteuerung von Zöllich [Zöl02] umgestaltet. Für das CAMAC-Crate auf dem Quellenpodest wurden in der institutseigenen Elektronikwerkstatt 16-fache AD- und DA-Module entwickelt, ebenso 2×8-fache digitale IO-Module. Durch die einfache Adressierbarkeit der Kanäle dieser Module ist nun soft- und hardwareseitig ein schneller Austausch eines defekten Sende- oder Lesekanals möglich. Durch Herstellung von gleichartigen Buchsenpanels für jedes zu steuernde Gerät ist die Verkabelung der Geräte mit der Fernsteuerung vereinheitlicht. Die Möglichkeit der manuellen Regelung am Kontrollpult wurde verworfen und die Steuerinstrumente abgebaut.

Die Software wurde auf eine offene Client-Server-Architektur durch Nutzung der UNIX-Domain-Sockets umgestellt. Obwohl die Domain-Sockets seit der Version 8.0 in Tcl integriert sind, wurde das Tcl-Paket `dp 4.0` verwendet. Zur Einbindung der CAMAC-Devices wurde die C-Bibliothek `cam 2` implementiert.

Nach Beendigung der Arbeit von Zöllich war die Server-Software hinreichend betriebssicher. Die Client-Prozeduren waren jedoch nur unvollständig vorhanden und nicht stabil lauffähig³. Wichtige Funktionen

³Die Ursache lag in einem Programmierfehler des Pakets `dp 4.0`. Auf die 100000. Anfrage eines Clients sendete der Server die 100000. Antwort. Somit beendete jede Client-Prozedur nach ca. 20 Stunden ihren Dienst. Da Zöllich die Software keinem Dauertest unterwarf, trat der Fehler erst beim Betrieb der Quelle während der Strahlzeiten auf und wurde im Verlauf dieser Arbeit behoben.

– wie automatische Regelung und Protokollierung – und Programme zur Steuerung spezieller Geräte (Pd-Ventil, X-Y-Zentrierer) sowie die Darstellung virtueller Zeigerinstrumente fehlten vollständig. Die Steuerung von Quellenparametern über externe Programme – wie z. B. von [Imi05] benötigt – war ebenso nicht möglich.

Da unter diesen Umständen ein zuverlässiger Betrieb der Quelle nicht mehr gewährleistet war und zudem die „Rückfallebene“ der manuellen Fernsteuerung entfiel, wurde die Fernsteuerungs-Software im Rahmen dieser Arbeit fertiggestellt und um die fehlenden Funktionen erweitert.

D.2 Der derzeitige Zustand

D.2.1 Hardware

Nach dem Ausfall des U-Port-Adapters im Tandem-Kontrollpult bot sich die Gelegenheit, die Hardware weiter zu vereinfachen. Der Steuerrechner „piq.ikp.uni-koeln.de“ befindet sich seitdem im Rack 4 auf dem Quellenpodest. Die eingesetzte PC16-Karte ist direkt mit dem CC16-

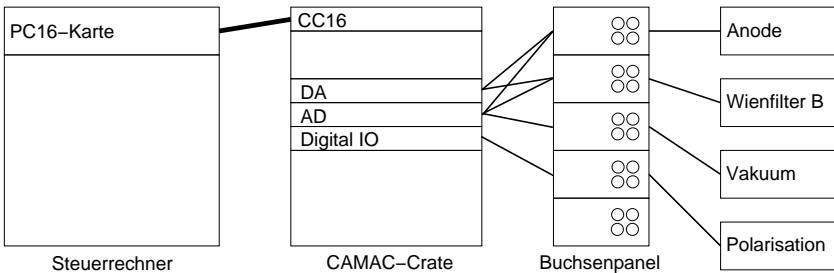


Abbildung D.1: Hardware-Schema der LASCO-Fernsteuerung

Crate-Controller des CAMAC-Crates verbunden, in das die AD-, DA- und IO-Module eingesetzt werden. Die Steuerleitungen führen von diesen Modulen unmittelbar zu den Buchsenpanels der einzelnen Netzgeräte.

Die Lichtleiterstrecke zwischen Kontrollpult und Quelle dient nun der Netzwerkverbindung des Steuerrechners.

Die Fernsteuerung ist seitdem erfolgreich und problemlos im Einsatz. Anfängliche Bedenken, durch die Hochspannung oder durch Überschläge könne der Steuerrechner Schaden erleiden, haben sich als unbegründet erwiesen.

D.2.2 Software

Die Software befindet sich auf dem Steuerrechner „`piq.ikp.uni-koeln.de`“. Der Server übernimmt hierbei die vollständige Ansteuerung des CAMAC-Systems zur Kommunikation mit den Quellenkomponenten. Für jede Komponente⁴ ist ein Client-Programm vorhanden, von denen nur die tatsächlich benötigten aufgerufen werden müssen.

Die Benutzeroberflächen der Clients (s. Abb. D.2) sind mit Absicht relativ groß gehalten, um auch aus einer gewissen Entfernung das Ablesen der Soll- und Istwerte zu ermöglichen. Durch die integrierten virtuellen Zeigerinstrumente [Hac99] ist der Status der Quelle „auf einen Blick“ zu erkennen. Die Größe erleichtert auch den Zugriff mit dem Mauspointer auf die Bedienelemente (Schieberegler, Auswahl- und Regelknöpfe).

Alle Netzgeräte, die über Spannungen von 0 bis 10 V (oder -10 bis 0 V) angesteuert und ausgelesen werden, werden mit einem Standard-Grundclient betrieben, der mit einem gerätespezifischen Datensatz (Name, Regelbereich, Einheit, Grenzwerte usw.) aufgerufen wird. Der Client besitzt sowohl einen Schieberegler für den gesamten Regelbereich des Netzgeräts, als auch einen Feinregler, der in der Regel eine bessere Abstimmung als das gerätinterne Potentiometer erlaubt.

⁴sowohl für Spinfilter- als auch für Sona-Betriebsart

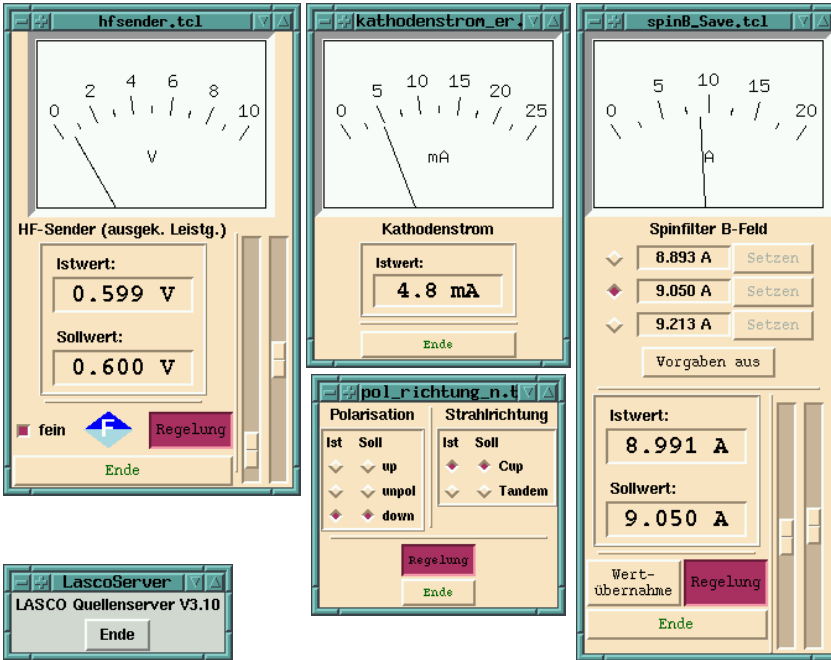


Abbildung D.2: Elemente der LASCO-Fernsteuerung (Auswahl)

Zur Vermeidung von Schäden an der Quelle und den Netzgeräten durch Unachtsam- oder Fahrlässigkeit des Bedieners *muß* für alle Netzgeräte ein oberer Grenz-Sollwert vorgegeben werden. Dieser wird auch dann nicht überschritten, wenn die Schieberegler zum oberen Anschlag geschoben werden. Eine Änderung dieser Grenzwerte ist nur mit einem Neustart der Fernsteuerung möglich.

Für Quellenkomponenten, deren Wert sich zeitlich aus verschiedenen Gründen (thermische Veränderungen, Strahlage) verändert, existiert ein regelnder Standardclient, der den Istwert dem Sollwert nachführt. Der Istwert sollte in diesem Fall nicht die Rückmeldung eines Netzgeräts

sein, sondern ein „echter“ Meßwert.

Weiterhin vorhandene Versionen des Standardclients dienen der Vorgabe fester Sollwerte, der Erzeugung einer Rampe zum Durchfahren bestimmter Sollwertbereiche oder dem ausschließlichen Lesen eines Istwerts.

Eigenständige Clients liegen für den X-Y-Zentrierer und für die Überwachung der Temperaturen des Cs-Ofens und der Vakua vor. Zur Umschaltung der Strahlrichtung (Quellencup / Tandem) und der Polarisation im Sona-Betrieb sind Clients für die digitalen IO-CAMAC-Module vorhanden.

Alle Clients können derart modifiziert werden, daß sie extern, d. h. von anderen – auch rechnerübergreifenden – Programmen angesteuert werden können, um Quellenparameter direkt aus Datenaufnahme- oder Auswertesoftware heraus zu beeinflussen. Diese Option ist zur Zeit allerdings nur für die Umschaltung der Polarisation im Sona-Betriebsmodus realisiert.

Jeder Client darf mehrfach aufgerufen werden, z. B. zu Überwachungszwecken von einem anderen Terminal. Das Recht, ein Gerät zu regeln, kann jedoch immer nur einer dieser Clients besitzen.

Alle wichtigen Quellenparameter können protokolliert sowie zur späteren Rekonstruktion abgespeichert werden. Die einzelnen Meßreihen lassen sich mit einem Protokoll-Plot graphisch sowohl vollständig als in frei wählbaren Ausschnitten – auf Wunsch auch logarithmisch – darstellen. Zu jeder „Protokoll-Zeit“ läßt sich mit dem Protokoll-Plot die „wahre“ (Rechner-)Uhrzeit bestimmen.

Nach dieser Kurzbeschreibung folgt nun die ausführliche Anleitung zum Betrieb der Fernsteuerung und die Eigenschaften der einzelnen Routinen.

D.3 Funktionsumfang der Fernsteuerung

D.3.1 Der Server

Der Server ist das Hauptprogramm der Fernsteuerung und übernimmt die vollständige Ansteuerung des CAMAC-Systems auf dem Quellenpost. Die aktuelle Version befindet sich im Verzeichnis `/usr/local/lib` unter dem Namen `camacServer3.2.tcl`. Der Aufruf erfolgt mit dem symbolischen Link `LascoServer &`. Der Server bindet die im gleichen Verzeichnis vorhandenen Dateien `camacServer_init3.2.tcl` sowie `aliascnaf.er` (Seite 184) ein.

Nach erfolgreichem Aufruf stellt der Server ein kleines Fenster mit einem „Ende“-Button dar (s. Abb. D.2 unten links, Seite 181). Zum Betrieb der Clients muß der Server aktiv sein; vor dem Schließen des Servers müssen alle Client-Prozeduren beendet werden. Der Server kann nicht mehrfach aufgerufen werden.

Der Quellcode des Servers muß nur geändert werden, wenn ADC-Module des CAMAC-Crates entfernt, hinzugefügt oder versetzt werden. Diese Module müssen speziell initialisiert werden, was die Prozedur `adcini` übernimmt (Beispiel: ADC-Modul in Position $N=12$):

```
proc adcini {} {
    #Initialisierung ADC
    tcl_CNAF24 0 12 15 26 0
    puts 'ADC in Crate 0 Feld 12 initialisiert'
}
```

Die Adressierung der Module erfolgt durch die übliche Schreibweise der Form „C N A F Datenwort“.

C	Nummer des CAMAC-Crates (hier: 0)
N	Position des Moduls (Nummer des Einschubs)
A	Adresse im Modul
F	Funktion (Lesen: 0, Schreiben: 16)

Die Adressen im Modul (A) werden für die Einträge in der Datei `aliascnaf.er` sowie bei einigen Clients benötigt. Hier ist zu beachten, daß die Adressierung von der Beschriftung der Modul-Buchsen abweicht:

Buchse	1	2	3	4	...	13	14	15	16
DAC-Module	0	1	2	3	...	12	13	14	15
ADC- und IO-Module	15	14	13	12	...	3	2	1	0

Die Datei `aliascnaf.er`

Die Datei `aliascnaf.er` ist die Konfigurationsdatei des Servers und enthält alle wichtigen Parameter der auf der Quelle eingesetzten Netz-, Regel- und Steuergeräte. Werden in dieser Datei Einträge geändert, muß der Server beendet und erneut aufgerufen werden. `aliascnaf.er` befindet sich im Verzeichnis `/usr/local/lib/Piq` und hat das folgende Aussehen (Beispiel):

#Name	C	N	A	F	einfach/ mehrfach	Faktor	Maxi- mum
Solenoid_ist	0	15	11	0	m	-0.007385	2000
Solenoid_soll	0	10	4	16	e	138	20.0
Kathode_ist	0	15	15	0	m	-0.00336	2000
Kathode_soll	0	10	0	16	e	322.66	7
Kathodenstrom_ist	0	15	11	0	m	-0.0067355	2000
Cs-Temp_oben	0	15	2	0	m	-0.0435	2000
Cs-Temp_unten	0	15	1	0	m	-0.0441	2000
Quellenstrom	0	15	12	0	m	1	1
Digital_ist	0	5	15	0	m	1	1
Richtung_soll	0	5	11	16	e	1	1

Jede Schreib- oder Lesefunktion, die den Clients vom Server zur Verfügung gestellt werden soll, wird durch einen Eintrag in dieser Datei bestimmt. Die Spalten haben folgende Bedeutung:

- **Name:** Name des Befehls, mit dem die Clients die gewünschte Funktion anfordern können
- **C N A F:** Konversion des Befehls in den CNAF-Schreibweise (s. o.)

- **einfach/mehrfach:** Schreibbefehle sollen grundsätzlich nur einfach (**e**), d. h. von nur einem Client ausgeführt werden dürfen. Lesebefehle dürfen mehrfach (**m**) aufgerufen werden (z. B. zur Kontrolle an einem anderen Terminal oder zur Protokollierung)
- **Faktor:** Eichfaktor der physikalischen Werte auf den Spannungsbereich der Gerätefernsteuerung. Dieser Wert muß bei der Eichung der Fernsteuerung eines neuen Netzgerätes bestimmt werden. Zusätzlich wird oft ein Offset benötigt (siehe Seite 202 f). Bei digitalen Kanälen ist dieser Faktor bei Schreib- und Lesebefehlen gleich 1 zu setzen, ebenso bei dem Befehl **Quellenstrom** des **Quellencup**-Clients und den **Vakua-Lesebefehlen** (hier findet die vollständige Berechnung im Client statt)
- **Maximum:** Maximalwert (in der physikalischen Einheit), der vom Client zu einem Netzgerät gesendet werden darf (Vermeidung der Überlastung der Netzgeräte und der Zerstörung von Quellenbauteilen). Bei einem Lesebefehl (Istwert) ist das Maximum auf einen unerreicht hohen Wert einzustellen.

Zum besseren Verständnis werden die notwendigen Einträge hier noch einmal am Beispiel des Solenoid-Netzgeräts aufgeschlüsselt:

Der Befehls zur Abfrage der Istwerte lautet **Solenoid_ist**. Im Einschub N=15 des CAMAC-Crates C=0 befindet sich ein ADC-Modul, an dessen Buchse 5 (A=11) der Istwert des Netzgeräts anliegt, welcher gelesen wird (F=0). Diese Funktion ist beliebig vielen Clients erlaubt (**m**). Der Eichfaktor beträgt -0.007385 ; der Maximalwert (2000) ist unerreichtbar.

Der Schreibbefehl heißt **Solenoid_soll**. Im Einschub N=10 des gleichen Crates (C=0) befindet sich ein DAC-Modul, dessen Buchse 5 (A=4) mit dem Sollwert beschrieben (F=16) wird, was nur ein (**e**) Client gleichzeitig darf. Der Eichfaktor wurde zu 138 bestimmt. Es sollen nicht mehr als 20 Ampère angelegt werden.

Anhand dieses Beispiels sollte es problemlos möglich sein, Einträge für neue Geräte selbst zu erstellen. Zusätzlich befindet sich auf Seite 202 hierzu ein ausführliches Vorgehensmuster.

D.3.2 Die Steuer- und Meß-Software

Wie bereits oben gesagt, existieren für alle fernzusteuernenden Netz- oder Steuergeräte auf der Quelle Client-Programme, sowohl für einzelne Geräte als auch kombiniert. Diese Programme werden in zwei Kategorien betrachtet: Der Großteil sind „Standardclients“, die auf gleichen Grundprozeduren basieren und somit jederzeit leicht für neue Quellen-Netzgeräte zu erstellen sind. Die weiteren Clients sind eigenständig und speziell für einige Quellenkomponenten programmiert.

Die Gemeinsamkeit aller Clients, die Sollwerte zur Quelle senden, ist der „Regelung“-Button, der den zugehörigen Schreibebehl für sich anfordert. Ist dieser Befehl bereits durch einen zuvor aufgerufenen Client blockiert, wird hiermit das mehrfache Senden der – womöglich verschiedenen – Sollwerte verhindert.

Nicht zu den Clients werden der Protokoll-Plot (Seite 199) und das Auswahl-Programm `Piq` (Seite 201) gezählt, da sie als eigenständige Programme von dem Client-Server-System unabhängig sind.

Alle Programme befinden sich im Verzeichnis `/usr/local/lib/Piq`. Sie werden über das Auswahl-Programm `Piq` aufgerufen, können aber auch in einem entsprechenden Eingabefenster (Shell, `xterm`) durch Angabe des Namens gestartet werden.

Standardclients

Die Standardclients sind für die Steuerung und Anzeige des Istwerts aller analog regelbaren Strom- und Spannungs-Netzgeräte der Quelle vorgesehen. Die Struktur aller Standardclients ist gleich. Sie bestehen aus einer Startroutine, welche die für das zugehörige Gerät spezifischen Werte enthält und binden eine ihrer Aufgabe entsprechende Client-Software ein, die die Kommunikation mit dem Server und die Darstellung der Benutzeroberfläche enthält.

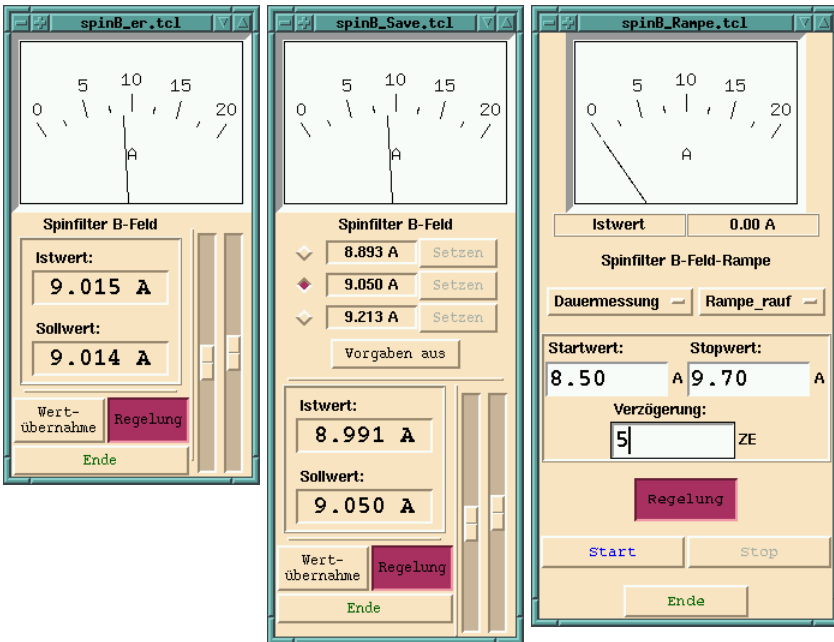


Abbildung D.3: Steuer-, Speicher- und Rampen-Standardclient

Steuer-Standardclients

Zur Einstellung des Sollwerts sind zwei Schieberegler vorhanden, wobei der linke Regler den gesamten Einstellbereich des Geräts abdeckt und der rechte Regler die Feinabstimmung ermöglicht. Der Button „Wertübernahme“ übernimmt den aktuellen Istwert als neuen Sollwert. Benötigt wird die Client-Software `standard_geraet.tcl`.

Das nachfolgende Programm ist ein (kommentiertes) Beispiel einer Start-routine (Steuer-Standardclient, Abb. D.3 links):

```
#! /usr/X11R6/bin/wish           Aufruf der graphischen Oberfläche
set name 'Spinfilter B-Feld'    Gerätebezeichnung
set dimension 'A'               Einheit der Meßgröße (digitale Anzeige)
set dimanalog 'A'              Einheit der Meßgröße (analoge Anzeige)
set ist_Befehl Spin-B_list      Name des Lesebefehls (Istwert) *)
set soll_Befehl Spin-B_soll     Name des Schreibbefehls (Sollwert) *)
set unten_grob 20.0             Obergrenze Netzgerät (hier: 20 A)
set unten_fein .1               Regelbereich Feinregler (hier: 0.1 A) †)
set eroffset 21.97              Offset Istwert (Nullpunktverschiebung)
set kommastelle 3               Anzahl dargestellte Nachkommastellen
source /usr/local/lib/Piq/standard_geraet.tcl
                                Einbindung der Client-Software
```

*) Die Befehlsnamen müssen mit den Einträgen in der Datei `aliascnaf.er` übereinstimmen!

†) Aufgrund der Beschränkung der Fernsteuerung auf 12 Bit erhöht eine beliebige kleine Zahl die Regelgenauigkeit nicht beliebig.

Wird für ein neues analog regelbares Netzgerät auf der Quelle eine Fernsteuerung benötigt, ist somit nur eine derartige Startroutine zu erstellen. Zahlenangaben sind dabei grundsätzlich **mit** Nachkommastelle(n) anzugeben (siehe auch Seite 202 f).

Lese-Standardclients

Clients, die nur dem Auslesen von Quellenwerten dienen (z. B. Kathodenstrom, Abb. D.2 oben mitte, Seite 181), sind analog aufgebaut. In der

Startroutine entfallen die Zeilen 6 (`set soll_Befehl ...`) und 8 (`set unten_fein ...`). Zeile 7 (`set unten_grob ...`) wird durch `set zeigermax ...` mit der gleichen Bedeutung ersetzt. Die Einbindung der entsprechend vereinfachten Client-Software erfolgt mit:

```
source /usr/local/lib/Piq/standard_geraet_Lese.tcl
```

Speicher-Standardclients

Bei einigen Netzgeräten ist es sinnvoll, mehrere Werte, die abwechselnd benötigt werden, zu speichern (z. B. für das Magnetfeld des Spinfelders zur Einstellung der gewünschten Kernspinkomponente, Abb. D.3 mitte). Hierzu existiert eine entsprechende Client-Software, mit der bis zu 3 Sollwerte abgepeichert und gesendet werden können.

Die zugehörigen Startroutinen enthalten zusätzlich die Zeilen:

```
set wert(1) 0
set wert(2) 0
set wert(3) 0
```

mit denen die drei Sollwerte vorgegeben werden können. Eingebunden wird die Client-Software `standard_geraet_Save.tcl`:

```
source /usr/local/lib/Piq/standard_geraet_Save.tcl
```

Während des Betriebs kann der aktuelle Sollwert durch Drücken des „Setzen“-Buttons in eines der Speicherfelder übernommen werden. Zum Senden eines gespeicherten Wertes muß der Button links des Wertes aktiviert werden. Soll der Sollwert wieder durch die Schieberegler bestimmt werden, ist der Button „Vorgaben aus“ zu drücken.

Rampen-Standardclients

Diese Clients (Abb. D.3 rechts) werden verwendet, um mit einem Netzgerät einen bestimmten Spannungs- oder Strombereich kontinuierlich zu

durchfahren. Integriert ist das Senden von Sollwerten in ansteigender oder abfallender Form („Rampe rauf“ bzw. „Rampe runter“) oder beides („Rampe beides“) sowohl ständig („Dauermessung“) als auch einmalig („Einzelmessung“). Start- und Stopwert der Rampe sowie der Verzögerungsfaktor (in Zeiteinheiten „ZE“) können eingegeben werden.

Die Startroutine enthält zusätzlich zur Startroutine des Steuer-Standardclients die Einträge (kommentiert):

```
set intervall 0.01  Schrittweite *)
set startwert 8.50  Vorgabe des Startwerts
set stopwert 9.70  Vorgabe des Stopwerts (> Startwert)
set zeitwert 5     Vorgabe für Verzögerungsfaktor
set pause 200     Wartezeit †)
```

*) Die Schrittweite sollte der Zahl der Nachkommastellen entsprechen.

†) Wartezeit in Millisekunden, die dem Netzgerät bei Dauermessungen nach Beenden einer Rampe zur Verfügung stehen soll, den Startwert wieder zu erreichen (Trägheit des Netzgeräts).

Das Einbinden der zugehörigen Client-Software geschieht wiederum duch:

```
source /usr/local/lib/Piq/standard_geraet_Rampe.tcl
```

Start-, Stopwert und Verzögerung können während des Betriebs jederzeit geändert werden.

Regelnde Standardclients

Diese Clients existieren für Geräte bzw. Parameter der Quelle, deren Wert konstant sein muß, sich jedoch aus unterschiedlichen Gründen zeitlich ändert. Als Sollwert wird hier somit der gewünschte Istwert vorgegeben, der in diesem Fall nicht der Rückmeldung eines Netzgeräts, sondern ein echter Meßwert sein sollte. Ändert sich dieser Meßwert, wird der Sollwert entsprechend korrigiert.

Die Startroutine enthält (zusätzlich zur Startroutine des Steuer-Standardclients) die Angabe einer Obergrenze. Wird diese Abbruchbedingung während des Hochregels erreicht, ohne daß der Istwert den Sollwert erreicht, wird die Regelung angehalten:

```
set obergrenze 5.0
```

Die entsprechende Client-Software wird mit der folgenden Programmzeile eingebunden:

```
source /usr/local/lib/Piq/\
    standard_geraet_Regel.tcl
```

Der Client regelt in verschiedenen Geschwindigkeiten, abhängig von der Differenz von Ist- und Sollwert. Erreicht der Istwert die „Nähe“ des Sollwertes, so wird mit der langsamsten Geschwindigkeit geregelt (Feinregelung).

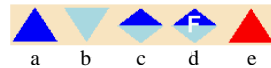
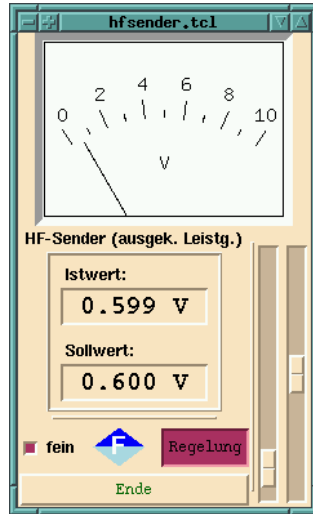


Abbildung D.4: Regelnder Standardclient

Die Feinregelung kann durch Drücken des „fein“-Buttons erzwungen werden. Die Statusanzeige über dem „Ende“-Button zeigt den aktuellen Zustand der Regelung an:

- a: schnelle Regelung nach oben
- b: schnelle Regelung nach unten
- c: Feinregelung (Normalzustand)
- d: erzwungene Feinregelung
- e: Regelung angehalten, da Sollwert unerreichbar.

Die wichtigste Anwendung dieses Clients ist die Stabilisierung der Leistung der in die Spinfilter-Resonanzkammer eingekoppelten Hochfre-

quenz. Diese Leistung, die unmittelbaren Einfluß auf die Polarisation des Ionenstrahls ausübt, muß unabhängig von der der Erwärmung der Resonanzkammer oder der Strahlage gleich bleiben. Als Istwert wird die aus der Resonanzkammer ausgekoppelte Leistung verwendet.

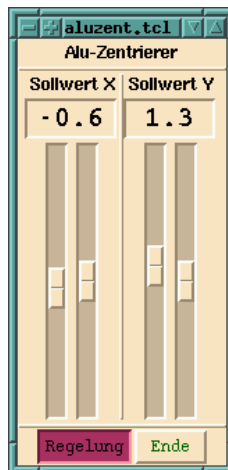
Für die folgenden Geräte stehen Standardclients zur Verfügung:

Netzgerät	Name
<i>Steuer-Standardclients</i>	
Anode	anode_er.tcl
Solenoid	solenoid_er.tcl
Kathode	kathode_er.tcl
Mittelelektrode	mittelelektrode_er.tcl
Spinfilter B-Feld	spinB_er.tcl
Spinfilter große Quadranten	spinEgQ_er.tcl
Spinfilter kleine Quadranten	spinEkQ_er.tcl
Wienfilter B-Feld	wienB_er.tcl
Wienfilter E-Feld	wienE_er.tcl
10°-Ablenker	10grad_er.tcl
Quadrupol	quadrupol.tcl
BL 2	bl2_er.tcl
<i>Lese-Standardclients</i>	
Pd-Ventil	pdventil_er.tcl
Kathodenstrom	kathodenstrom_er.tcl
BL 1	bl1_er.tcl
<i>Speicher-Standardclients</i>	
Spinfilter B-Feld	spinB_Save.tcl
Spinfilter große Quadranten	spinEgQ_Save.tcl
Spinfilter kleine Quadranten	spinEkQ_Save.tcl
<i>Rampen-Standardclient</i>	
Spinfilter B-Feld	spinB_Rampe.tcl
<i>Regel-Standardclient</i>	
Spinfilter HF-Generator	hfsender.tcl

Eigenständige Clients

Der Alu-Zentrierer-Client

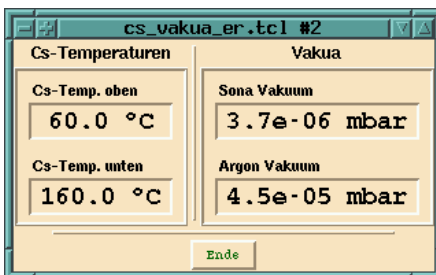
Der Client `aluzent.tcl` regelt den X-Y-Zentrierer. Da das Steuernetzgerät des Zentrierers keine Rückmeldung ausgibt, werden ausschließlich (einheitenlose) Sollwerte gesendet. Die korrekte Funktion des Netzgeräts ist somit nur am Verhalten des Ionenstrahls zu erkennen. Programmtechnisch besteht der Client aus dem verdoppelten „senden“ Teil eines Steuer-Standardclients ohne den „lesen“ Teil.



Der Cäsiumheizungs- und Vakua-Client

Das Programm mit dem Namen `cs_vakua_er.tcl` überwacht sowohl die Temperaturen des Ofens der Cäsium-Umladeregion als auch die Vakua im Bereich der Sona-Magneten (bzw. des Spinfelders) und in der Vakuumkammer der Argon-Umladeregion.

Ist eine Neueichung der Temperaturregler notwendig, sind gegebenenfalls auch die zugehörigen Offset-Werte (oben: `eroffset1`, unten: `eroffset2`) im Quelltext des Programms zu ändern:



```
set erbef1 Cs-Temp_oben;\
  set eroffset1 178
set erbef2 Cs-Temp_unten;\
  set eroffset2 180.5
```

Abbildung D.5: `aluzent.tcl(o.)` und `cs_vakua_er.tcl(u.)`

Die Berechnung der Vakua ist vollständig im Programmcode integriert:

```

set erbef3 Argon-Vakuum ; set eroffset3 0
set erbef4 Sona-Vakuum ; set eroffset4 0
...
# Berechnung der Vakua
if { ($bef == $erbef3) || ($bef == $erbef4) } {
    set istwert [expr pow(10, $istwert * (-0.0015) - 1.99)]
    set istwert [expr $istwert * 1.333]
    set istwert [format '%.1e' $istwert] }

```

Hier vorgenommene Änderungen müssen in den Protokoll-Clients (Seite 197) ebenfalls durchgeführt werden.

Der Quellencup-Client

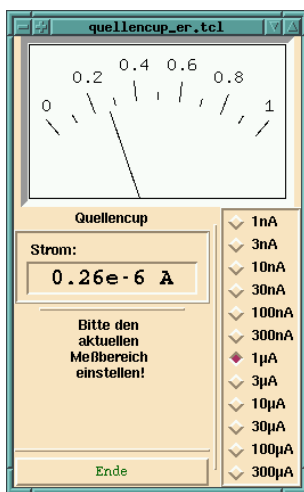


Abbildung D.6: quellencup_er.tcl

Der Client `quellencup_er.tcl` liest das Knick-Ampèremeter auf dem Quellenpodest aus. Da bei diesem zwar alten – aber zur Quellenoptimierung unverzichtbaren – Zeigerinstrument der Meßbereich nur manuell eingestellt und nicht ausgelesen werden kann, muß dieser auch auf der Benutzeroberfläche entsprechend gewählt werden, um ein korrektes Ergebnis ablesen zu können.

Während die analoge Anzeige – unabhängig vom eingestellten Meßbereich – immer dem Zeigerausschlag des Knick-Meßgeräts entspricht, wird die Skala und der digital angezeigte Istwert dem Meßbereich entsprechend berechnet. Befindet sich der Zeiger am rechten Anschlag, ist auch die digitale Anzeige nicht mehr sinnvoll.

Die Polarisations- und Strahlrichtungs-Clients

Der Client mit der Bezeichnung `pol_richtung_2.tcl`⁵ steuert die Polarisationsumschaltung (up/unpol/down) im Sona-Betrieb und die Strahlrichtung (Quellencup/Tandem).

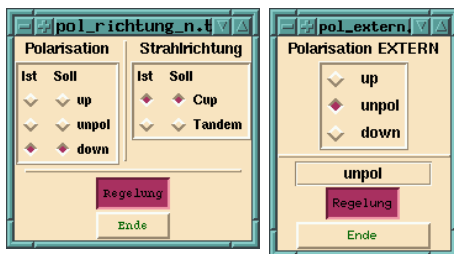


Abbildung D.7: `pol_richtung_2.tcl` und `pol_extern.tcl`

Benötigt wird ausschließlich ein digitales IO-CAMAC-Modul. Werden die benutzten Kanäle (Adressen) der **Istwerte** verändert, müssen im Quellcode die entsprechenden **Buchsenbezeichnungen** geändert werden:

```
set steckplatz_Up_ist 1
set steckplatz_Down_ist 2
set steckplatz_Unpol_ist 3
set steckplatz_Richtung_ist 5
```

Alle Istwerte eines IO-Moduls werden mit dem Befehl `Digital_ist` gelesen. Eine Änderung dieses Eintrags in der Datei `aliascnaf.er` ist nur erforderlich, wenn die Position des IO-Moduls (N) geändert wird.

⁵für den seit 01/2004 in Betrieb befindlichen Polarisationsumschalter. Der zuvor eingesetzte Umschalter benötigt den Client `pol_richtung_er.tcl`

Alle im Quellcode vorgenommenen Änderungen an den Steckplätzen oder den Bitmustern⁶ müssen im Protokoll-Client `protokollD_er.tcl` (Seite 197) analog durchgeführt werden.

Zur Steuerung der Polarisation durch externe Programme existiert der Client `pol_extern.tcl`. Der Client erwartet ein Input-File mit dem Namen `pol_soll.piq`, welches eines der Kommandowörter „up“, „unpol“ oder „down“ enthalten muß. Dieser Sollwert wird im Rahmen über dem Button „Regelung“ angezeigt. Darüber wird der aktuelle Istwert dargestellt, welcher auch in das Output-File `polist.piq` ausgegeben wird.

Die Namen der Input- und Output-Files sind im Quelltext des Clients vorgegeben und können dort auch geändert werden:

```
# Filenamen
# einlesen
set einname polsoll.piq
# Ausgabe
set ausname polist.piq
```

Bei Änderung der Datenkanäle ist analog zu `pol_richtung_2.tcl` zu verfahren.

Der Schalter-Client



`schalter.tcl` steuert eine digital schaltbare 230 V-Steckdosenleiste an. Hiermit können beliebige Geräte auf dem Quellenpodest zu- oder abgeschaltet werden.

Der Client erhält keine Rückmeldung über den wahren Schaltzustand.

Abbildung D.8: `schalter.tcl`

⁶Beispiel in Anh. D.3.2, Seite 199

Protokoll-Clients

Speichern/Laden

Der Client `saveload_er.tcl` erlaubt das Abspeichern und Zurückladen einer wählbaren Anzahl von Quellenparametern, um einen bestimmten Quellenzustand zu späterer Zeit zu rekonstruieren.

Das Senden von Werten zur Quelle ist nur möglich, wenn der Client das Recht zur Regelung der selektierten Werte besitzt (hierzu muß die Regelung bei den zugehörigen Clients aufgehoben sein).

Dauerprotokoll

Mit `protokollD_er.tcl` steht ein Dauerprotokoll zur Verfügung, welches das kontinuierliche Abspeichern der Quellenparameter erlaubt. Die Meßwerte werden in einer Tabelle abgelegt, die jederzeit mit dem Protokoll-Plot (s. u.) visualisiert werden können. Selbstverständlich können die Daten auch mit Funktionsplottern wie z.B. `gnuplot` verarbeitet werden. Im Header der Tabelle sind Bezeichnung und physikalische Einheit jeder Datenreihe enthalten. Zusätzlich zur Laufzeit (in Sekunden) wird eine vollständige Datum-Zeit-Gruppe abgespeichert.

In beiden Protokoll-Clients müssen die Offset-Werte der einzelnen Geräte (`eroffset`) eingetragen sein und bei Neueichung ggf. geändert werden (siehe Seite 202):



Abbildung D.9: Der Protokoll-Client `saveload_er.tcl`



Abbildung D.10: Der Protoll-Client `protokoll1D_er.tcl`

```
set lokal_befehle_eroffset ""\
Solenoid 30.24\
Kathode 13.75\
Mittelelektrode 22.14\
Cs-Temp_oben 178\
...
```

Dies gilt auch bei einer Neueichung der Vakuum-Meßgeräte, da die Berechnung der Istwerte (analog zu `cs_vakua_er.tcl`) auch in den Protokoll-Clients durchgeführt wird:

```
if {$name == "Sona-Vakuum" ||\
$name == "Ar-Vakuum"} {
    set a1\
        [dp_RPC $server $befehl]
    set a1 [expr pow(10, $a1 *\
        (-0.0015) - 1.99)]
    set a1 [expr $a1 * 1.333]
    set a1\
        [format "%.1e" $a1] }
```

Ebenso müssen bei Änderungen der Istwert-Kanäle der „digitalen Clients“ (Polarisation, Strahlrichtung) die Buchsenbezeichnungen angepaßt werden:

```
set steckplatz_Up_list 1
set steckplatz_Down_list 2
set steckplatz_Unpol_list 3
set steckplatz_Richtung_list 5
```

Die Bitmuster des Polarisations-Umschalters liegen ebenfalls im Quellcode der Protokoll-Clients vor:

```
if {$name == 'Digitale_Werte'} {
    set erist [expr int([dp_RPC $server $befehl])]
    set bit1 [expr $erist & 1<< $kanal1]
    ...
    if {$bit1 == 0 && $bit3 == 0} { set pol_list -1 ; # down }
    ... }
```

Der Protokoll-Plot

Der Protokoll-Plot `plot_piq.tcl` (Abb. D.11) ist eine für die LASCO-Fernsteuerung adaptierte Version der Auswerterroutinen von `OmniMess` (Kap. 6.2). Hiermit können die vom Protokoll-Client `protokollD_er.tcl` erstellten Tabellen jederzeit eingelesen und die zeitliche Veränderung der Quellenwerte dargestellt werden, ohne auf andere Plot-Programme zugreifen zu müssen.

Nach Einlesen der gewünschten Protokolldatei werden die in dieser Datei vorhandenen Meßwerte namentlich angezeigt. Nach Anwahl eines Meßwerts werden Start- und Endzeit sowie Minimal- und Maximalwert angegeben und als Vorgabe für den Plotausschnitt übernommen. Diese können für einen Plot direkt verwendet werden oder im Rahmen der Minimal- und Maximalwerte geändert werden.

Die Plots können auf Wunsch logarithmisch dargestellt werden (Button „Log Plot“), ebenso kann für die Achsenbeschriftung die Exponentialschreibweise (Button „Exp“) angewählt werden. Aus jeder Zeitangabe (in Sekunden) kann die wahre (Rechner-) Zeit ermittelt und alle zu diesem Zeitpunkt bestimmten Quellenwerte ausgegeben werden.

Der Protokoll-Plot ist ein eigenständiges Programm, der Betrieb des Quellenservers ist nicht notwendig.

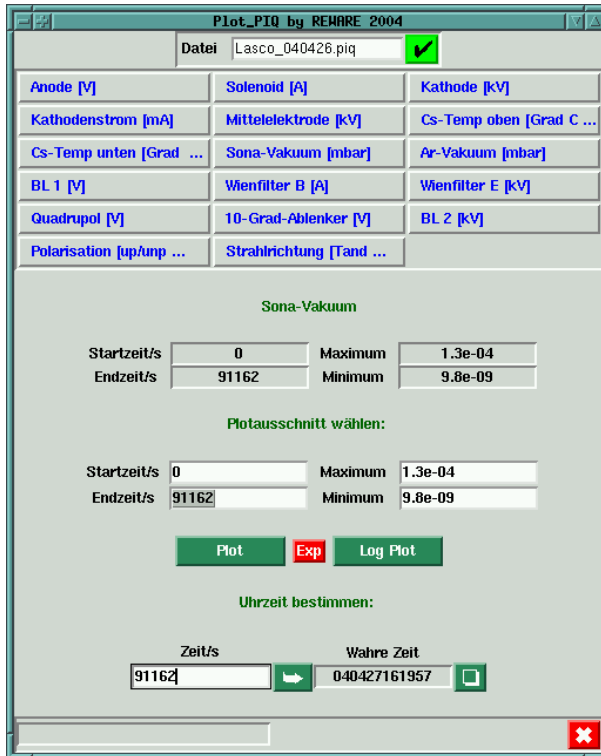


Abbildung D.11: Der Protokoll-Plot plot_piq.tcl

Die Plots können als Postscript- oder Datenfiles gespeichert werden. Die Darstellung verschiedener Meßwerte (mit unterschiedlichen Einheiten) in einem Plot ist nicht möglich, jedoch für eine Folgeversion vorgesehen.

Die weiteren Bearbeitungsfunktionen des Plots entsprechen denen der Auswerteroutinen von `OmniMess` (siehe Anh. C.2.3).

Das Auswahl-Programm Piq

Piq dient zum Aufrufen aller Clients und Programme der Fernsteuerung.

Soll eine neue Software in Piq übernommen werden, muß lediglich ein neuer `button` analog zu den vorhandenen definiert werden, welcher einen Bezeichner (z. B. Neues Gerät) und den Programmnamen (`neu.tcl`) enthält. Zusätzlich kann die Textfarbe (`white`) angegeben werden. In der Zeile `pack .q1 ...` wird der Bezeichner des Buttons (`.neub`) an der gewünschten Stelle eingefügt:

```
button .q1 -text "Solenoid" -fg red\
    -command {exec solenoid_er.tcl &}
button .neub -text "Neues Gerät"\
    -fg white -command {exec neu.tcl &}
...
button .e -text "Ende"\
    -fg darkgreen -command {ende}
pack .q1 .neub .q2 (...) .q10 .e -fill x
```

Test-Software

Unter `/usr/local/lib/Piq/FS_CamacTest` befinden sich einige Hilfsprogramme zur Fehlersuche und zum Test von CAMAC-Komponenten:

`CamacX.tcl`

Senden eines CAMAC-Befehls an eine wählbare Adresse.



Abbildung D.12: Das Auswahl-Programm Piq

`CamacDauerSendenX.tcl`

Kontinuierliches Senden eines CAMAC-Befehls an eine wählbare Adresse.

`CamacRampe.tcl`

Senden einer Rampe (Werte von 0 bis 4095) an eine wählbare Adresse (Wertebereich und Zeit wählbar) und Auslesen einer wählbaren Adresse.

`CamacRampe.tcl` ist auch ohne X-Oberfläche lauffähig.

Installation und Eichung eines neuen Geräts

Dieser Anhang gibt eine Übersicht über die zur Installation eines neuen fernsteuerbaren Netzgeräts auf der polarisierten Quelle notwendigen Arbeitsschritte am Beispiel eines (0 - 2000 V) Spannungsnetzgeräts.

Hardware

- Installieren Sie das Netzgerät auf dem Quellenpodest und führen das Fernsteuerungskabel zu dem Buchsenpanel (Abb. D.1, Seite 179).
- Stellen Sie ein Abdeckblech mit den notwendigen Lemo-Buchsen her.
- Führen Sie Lemo-Kabel von dort zu freien Buchsen in den ADC- bzw. DAC-Modulen und bestimmen Sie die zugehörigen Adressen (Tabelle Seite 184).

Software

- Erstellen und benennen (z.B. `neu.tcl`) Sie eine Startroutine entsprechend den Leistungsmerkmalen des Geräts (Beispiel Seite 188) mit den Einträgen:

<code>#! /usr/X11R6/bin/wish</code>	Aufruf der graphischen Oberfläche
<code>set name 'Neues Gerät'</code>	Gerätebezeichnung
<code>set dimension 'V'</code>	Einheit d. Meßgröße (digitale Anz.)

<code>set dimanalog 'V'</code>	Einheit d. Meßgröße (analoge Anz.)
<code>set ist_Befehl neu_ist</code>	Name des Lesebefehls (Istwert)
<code>set soll_Befehl neu_soll</code>	Name des Schreibbefehls (Sollwert)
<code>set unten_grob 2000.0</code>	Obergrenze Netzgerät (hier: 2000 V)
<code>set unten_fein 100.0</code>	Regelbereich Feinregler (hier: 100 V)
<code>set eroffset 0</code>	Offset = 0 setzen
<code>set kommastelle 1</code>	Anzahl dargest. Nachkommastellen
<code>source /usr/local/lib/Piq/standard_geraet.tcl</code>	Einbindung der Client-Software

- Erstellen Sie für die neuen Lese- und Schreibbefehle die Einträge in der Datei `aliascnaf.er`. Tragen Sie als Faktoren 1 oder – wenn möglich – die Faktoren eines ähnlichen Netzgeräts ein.
- Starten Sie die Fernsteuerung und den neuerstellten Client.
- Senden Sie Werte zur Quelle, bestimmen Sie die wahren Werte am Netzgerät und vergleichen diese mit den zurückgemeldeten Istwerten. Bestimmen Sie hieraus die korrekten Faktoren für Lese- und Schreibzugriff und setzen diese in den Eintrag in der `aliascnaf.er` ein.⁷
- Starten Sie die Fernsteuerung neu und senden sie als Sollwert 0. Die Differenz des gemeldeten Istwertes zu 0 ist der Offsetfaktor `eroffset`.
- Tragen Sie den Offsetfaktor in die Startroutine ein.
- Ergänzen Sie die Protokollclients `saveload.er.tcl` und `protokollD.er.tcl` entsprechend.
- Ergänzen Sie das Auswahl-Programm `Piq`.

⁷Hier gilt:

Sei S der Sollwert, W der wahre gemessene Wert und I der zurückgemeldete Istwert.

Sei F_S der Faktor des Sollwerts, F_I der Faktor des Istwerts in der Datei `aliascnaf.er`.

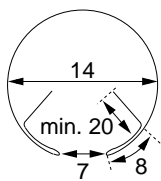
Ist $S \neq W$, so gilt: $(S/W) \times F_S = \text{neuer } F_S$.

Ist $I \neq W$, so gilt: $(W/I) \times F_I = \text{neuer } F_I$ (anschließend `eroffset` anpassen).

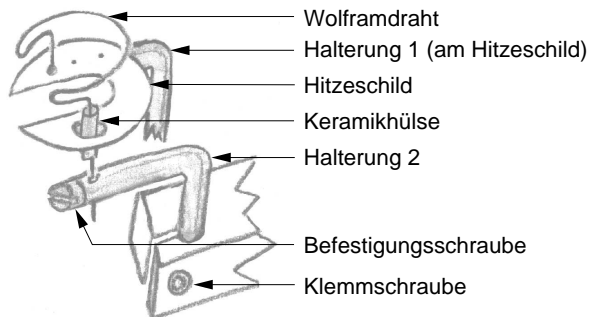
E Miszellaneen

E.1 Elektronenstrahlheizung des W-Buttons

Für die Elektronenstrahlheizung wird 0.5 mm starker undotierter Wolframdraht in die der nachstehenden Abbildung zu entnehmenden Form gebogen und an den zugehörigen Halterungen befestigt. Hierbei muß das obere Ende des Drahts mit der Keramikhülse durch das Loch des Hitzeschildes geführt werden. Anschließend wird die Anordnung von hinten in den Hohlraum des Buttons geschoben und mit den Klemmschrauben arretiert. Der Draht darf nicht mit dem Button oder sonstigen Teilen der Gehäusemasse (Hochspannungsmasse) in Berührung kommen. Für einen Heizstrom von 19 A sind Spannungswerte von etwa 7 V typisch.



alle Maße in mm



E.2 Filament des LSP-Ionisierers

Das Filament zur Elektronenerzeugung besteht aus $140\ \mu\text{m}$ starken Wolframdraht. Der Draht von mindestens $3\ \text{cm}$ Länge wird quer zur Strahlachse des Ionisierers in die vorhandenen Halterungen eingeschraubt. Ein Ende des Drahtes ist mit der Gehäusemasse verbunden. Stromstärken von mehr als $3\ \text{A}$ sind unnötig und verkürzen die Lebensdauer rapide. Der Draht dieser Länge sollte einen ohmschen Widerstand von etwa $0.9\ \Omega$ besitzen.

E.3 Oberflächenbeschichtung der Speicherzelle

Die Herstellung der Drifilm-Oberfläche der Speicherzelle wird entsprechend der Anleitung zur Beschichtung von Kupfer und Edelstahl in [Swe88] vorgenommen. Die angegebenen Zeitspannen entstammen den eigenen Beobachtungen.

- Die zu beschichtenden Teile werden penibel gereinigt (auskochen, Reinigen mit Alkohol) und in destilliertes Wasser verbracht.
- Hierzu wird 20 % einer Mischung aus gleichen Teilen von Methytrimethoxysilan und Dimethyldimethoxysilan zugegeben. Die Silanmischung schwimmt auf dem Wasser auf.
- Als Katalysator werden pro $100\ \text{ml}$ Lösung 3 - 4 Tropfen Essigsäure zugegeben. Nach etwa 10 - 15 Minuten vermischen sich die Bestandteile und die Lösung trübt ein.
- Nach einem Tag Lagerung bei Raumtemperatur bildet sich auf dem Boden ein klares Gel. Die Beschichtung ist fertiggestellt.
- Die Teile werden entnommen und unter Vakuum für ca. 3 Stunden auf $200\ ^\circ\text{C}$ erhitzt.
- Glänzen die Teile anschließend wie lackiert und sind die Oberflächen wasserabweisend (Test mit destilliertem Wasser), war die Beschichtung erfolgreich.

Literaturverzeichnis

- [Abr58] A. Abragam, J. M. Winter, Proposal for a source of polarized protons, *Phys. Rev. Lett.* **1** (1958) 374
- [Ale86] J. G. Alessi, A. Kponou and Th. Sluyters, Polarized H^- Sources for the AGS – Present and Future, *Helv. Phys. Acta* **59** (1986) 563
- [All61] C. O. Alley, in: [Sin61] (1961) 120
- [Ani77] R. Aniol, Entwicklung und Aufbau der Fernsteuerung für die Polarisierte-Ionen-Quelle am Kölner Tandem-van-de-Graaff-Beschleuniger, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1977)
- [Ash66] H. Ashkenas and F. S. Sherman, *Adv. Appl. Mec.* **32** (1966) 84
- [Bau00] C. Baumgarten, Studies of Spin Relaxation and Recombination at the HERMES Hydrogen/Deuterium Gas Target, Dissertation, Ludwigs-Maximilian-Universität München (2000)
- [Bau03a] C. Baumgarten et al., Measurements of atomic recombination in the HERMES polarized hydrogen and deuterium storage cell target, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 496** (2003) 263
- [Bau03b] C. Baumgarten et al., The storage cell of the polarized H / D internal gas target of the HERMES experiment at HERA, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 496** (2003) 277

- [Bei05] J. P. M. Beijers, Nucl. Instr. and Meth. **A 536** (2005) 282
- [Bel96] A. S. Belov, Colliding Beam Polarized Ion Sources, in: [Sch96] (1996) 208
- [Ber86] J. C. Berney, L. Dick and W. Kubischta, Helv. Phys. Acta **59** (1986) 578
- [Bre40] G. Breit und E. Teller, Astrophys. J. **91** (1940) 215
- [Bro71] J. E. Brolley, G. P. Lawrence and G. G. Ohlsen, Proc. of the Third Int. Symp. on Pol. Phen. in Nucl. Reactions, Madison 1970, ed. H. H. Barschall and W. Haerberli, Univ. of Wisconsin Press, Madison, 846 (1971)
- [Brü97] R. Brüggemann, Optimierung der Atomstrahlquelle für ANKE/COSY durch Weiterentwicklung von Strahlsimulationsprogrammen, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1997)
- [Buc71] C. E. Busch, The Atomic Beam Aspects of a Compact Polarized Ion Source, Dissertation, Ohio State University (1971)
- [Cle90] T. B. Clegg and S. K. Lemieux, Triangle Univ. Nucl. Laboratory Progress Report, TUNL XXX, 1990-1991, Duke Station, Durham, North Carolina, 136 (1990)
- [Cle95] T. B. Clegg et al., A new atomic beam polarized ion source for the Triangle Universities Nuclear Laboratory: overview, operating experience, and performance, Nucl. Instr. and Meth. **A 357** (1995) 200
- [Cle96] T. B. Clegg, Atomic-Beam Polarized Ion Sources – Recent Progress and Future Possibilities, in: [Sch96] (1996) 155
- [Com04] <http://www.comedi.org> (2004)
- [COS05] Institut für Kernphysik COSY, Annual Report 2005, Forschungszentrum Jülich (2005) 19

- [Dör96] Electron Tubes Ltd., Photomultipliers and accessories, Katalog, Dipl. Ing. W. Dörr KG, Adelheidweg 7, D 7186 Stuttgart (1996)
- [Edm04] <http://scientificsonline.com/search.asp?t=ss&ss=magna+view> (2004)
- [Egg98] M. Eggert, Entwicklung eines gepulsten Cäsium-Ionenstrahls für die Quelle polarisierter Ionen an COSY/Jülich, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1998)
- [EGG98] Model 7265 DSP Lock-in Amplifier Instruction Manual, EG&G Instruments Corp. (1998)
- [Emm00] R. Emmerich, Aufbau und Test eines Ionisierers für das Lambshift-Polarimeter, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (2000)
- [Eng02] R. Engels, Entwicklung eines universellen Lambshift-Polarimeters für polarisierte Atomstrahl-Targets wie an ANKE/COSY, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (2002)
- [Eng03] R. Engels, R. Emmerich, J. Ley, G. Tenckhoff, and H. Paetzgen. Schieck, Precision Lamb-shift polarimeter for polarized atomic and ion beams, *Rev. Sci. Instr.* **74** (2003) 4607
- [Eve96] P. D. Eversheim, Requirements for Polarized Beams in Future Invariance Tests at COSY and Status of the COSY Colliding-Beams Pol. Ion Source, in: [Sch96] (1996) 224
- [Fic91] D. Fick, Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen, Nachdruck, MPI für Kernphysik Heidelberg (1991)
- [For88] A. T. Forrester, Large Ion Beams, J. Wiley & Sons, New York (1988)
- [Fri91] L. Friedrich and E. Huttel, Diameters of a 30 K polarized atomic beam, *Nucl. Instr. and Meth.* **A309** (1991) 11

- [Geb94] R. Gebel, Die Entwicklung des Wasserstoffatomstrahlteils der Quelle polarisierter Protonen und Deuteronen und der Aufbau der Quelle für das Cooler Synchrotron COSY in Jülich, Dissertation, Universität Bonn (1994)
- [Geb05] R. Gebel, Forschungszentrum Jülich, Private Mitteilung (2005)
- [Geb06] R. Gebel, O. Felden, R. Maier, P. von Rossen, Recent gains in polarized beam intensities for the cooler synchrotron COSY at Jülich, Proceedings of EPAC (2006)
- [Gel71] A. Gelb and S. K. Kim, J. Chem. Phys. **55** (1971) 4935
- [Ger22] W. Gerlach und O. Stern, Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld, Z. Phys. **9** (1922) 349
- [Ger77] C. Gerthsen, H. O. Kneser und H. Vogel, Physik, 13. Auflage, Springer Verlag Berlin (1977)
- [Gie81] Tätigkeitsbericht, Strahlencentrum Universität Giessen (1981) 51
- [Gla68] H. F. Glavish, A strong field ionizer for an atomic beam polarized ion source, Nucl. Instr. and Meth. **65** (1968) 1
- [Gou25] Goudsmit und Uhlenbeck, Naturwiss. **54** (1925) 593
- [Gos90] C. A. Gossett et al., The University of Washington polarized ion source, Rev. Sci. Instr. **61** (1990) 445
- [Hac99] <http://www.breakup.de/computer/TclTk/tkanalog.html> (1999)
- [Hae66] W. Haeberli, in: P. Huber und H. Schopper (Hrsg.), Proc. 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons, Birkhäuser Verlag Karlsruhe (1966) 64
- [Hae67] W. Haeberli, Sources of Polarized Ions, Ann. Rev. Nucl. Sc. **17** (1967) 373

- [Hae68] W. Haeberli, Proposal for Direct Conversion of a Polarized Atomic Beam to Polarized negative Ions, Nucl. Instr. and Meth. **62** (1968) 355
- [Hae82] W. Haeberli, M. D. Barker, C. A. Gossett, D. G. Mavis, P. A. Quin, J. Sowinski and T. Wise, Colliding-Beam Source for Polarized Ions, Nucl. Instr. and Meth. **196** (1982) 319
- [Her94] G. Hermann, Untersuchungen an der H^+/D^+ -Ionenquelle der Kölner Quelle polarisierter Ionen, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1994)
- [Her05] R. Hertenberger et al., The Stern-Gerlach polarized ion source for the Munich MP-tandem laboratory, a bright source for unpolarized hydrogen and helium ion beams as well, Nucl. Instr. and Meth. **A 538** (2005) 266
- [Imi05] A. Imig, Polarisationstransfer in der $D(\vec{d}, \vec{p})^3H$ -Reaktion – Implikationen für Astrophysik und Reaktionsmechanismus, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (2005)
- [Jan96] F. Janus, Entwicklung einer modernisierten Fernsteuerung für die Kölner Quelle polarisierter Ionen LASCO, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1996)
- [Kei96] G. Keil, Aufbau einer Quelle zur Erzeugung polarisierter Ionenstrahlen nach dem Prinzip des Atomstrahlverfahrens, Dissertation, Institut für Kernphysik, Strahlencentrum Justus-Liebig-Universität Gießen (1996)
- [Kim05] Y. K. Kim, Electron-Impact Cross Sections for Ionization and Excitation: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/intro.html> (2005)
- [LAS73] Norm-Bauteile LASKA (1973)

- [Lej80] C. Lejeune and J. Aubert, Emittance and Brightness: Definition and Measurements, Adv. in Electronics and Electron Physics, Supplement 13A (1980)
- [Lem93] S. K. Lemieux, T. B. Clegg, H. J. Karwowski and W. J. Thompson, A spin-filter polarimeter for low energy hydrogen and deuterium ion beams, Nucl. Instr. and Meth. **A333** (1993) 434
- [Lem95] S. Lemaître, Ionenoptik des intensiven Cäsiumstrahls einer Colliding-Beams-Ionenquelle, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1995)
- [Lem96] S. Lemaître, R. Reckenfelderbäumer, M. Eggert, H. Paetz gen. Schieck, Developments at the Colliding-Beams Source at COSY / Jülich, in: [Sch96] (1996) 231
- [Lem98] S. Lemaître, R. Reckenfelderbäumer, M. Eggert, H. Paetz gen. Schieck, Intense DC Cs^+/Cs^0 beam, Nucl. Instr. and Meth. **A 408** (1998) 345
- [Ley00] J. Ley, Herstellung von Komponenten zum Test eines Lambshift-Polarimeters, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (2000)
- [Mei92] H. Meinke und F. W. Gundlach, Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Band 2, Springer Verlag Berlin (1992)
- [Oh 70] S. Oh, Nucl. Instr. and Meth. **82** (1970) 189
- [Phi27] T. E. Phipps and J. B. Taylor, The magnetic moment of the hydrogen atom, Phys. Rev. **29** (1927) 309
- [Pat91] H. Patberg, Entwicklung eines Kalorimeters zur Intensitätsmessung eines Cäsiumstrahls, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1991)
- [Per65] J. Perel, R. H. Vernon, and H. L. Daley, Measurement of Cesium and Rubidium Charge-Transfer Cross Sections, Phys. Rev. **A138** (1965) 937

- [Pra74] P. Pradel, F. Roussel, A. S. Schlachter, G. Spiess and A. Valance, Formation of H ($n=2$) atoms by the nearly resonant process H^+ in Cs. Multiple collision processes, Phys. Rev. **A 10** (1974) 797
- [Pri94] J. S. Price and W. Haerberli, Measurement of cell wall depolarization of polarized hydrogen gas targets in a weak magnetic field, Nucl. Instr. and Meth. **A 349** (1994) 321
- [Rat95] F. Rathmann (Hrsg.), W. T. H. van Oers und C. Wilkin, Intermediate Energy Spin Physics, 213. WE-Heraeus Seminar, Progress Report, Forschungszentrum Jülich (1995)
- [Rec94] R. Reckenfelderbäumer, Entwicklung des Cäsiumstrahlteils einer Quelle polarisierter Ionen nach dem Colliding-Beams-Prinzip, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1995)
- [Rot90] A. Roth, Vacuum Technology, Elsevier Science Amsterdam (1990)
- [Sch26] E. Schrödinger, Ann. der Physik **79** (1926) 734
- [Sch93] C. Schneider, Emittanzmessung am Cäsiumstrahl der Colliding-Beams-Ionenquelle für COSY, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1993)
- [Sch96] Proc. Int. Workshop on Polarized Beams and Polarized Gas Targets, Köln 1995, ed. H. Paetz gen. Schieck and L. Sydow, World Scientific Singapore (1996)
- [Sch99] H. Paetz gen. Schieck, Quellen polarisierter H- und D-Ionen mit Betonung der Lambshiftquelle LASCO, Interner Bericht, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1999)
- [Sch04] H. Paetz gen. Schieck, Private Mitteilung (2004)
- [Sch06] H. Paetz gen. Schieck, Private Mitteilung (2006)

- [Sep67] A. Septier (ed.), Focussing of Charged Particles Vol I & II, Academic Press New York (1967)
- [Sin61] J. R. Singer, Advances in Quantum Electronics, Columbia University Press New York (1961)
- [Sin89] D. Singy, P. A. Schmelzbach, W. Gruebler and W. Z. Zhang, Production of intense polarized hydrogen atomic beams by cooling the atoms to low temperature, Nucl. Instr. and Meth. **A 278** (1989) 349
- [Ste93] E. Steffens, Polarisierete Gastargets für Speicherringe, Phys. Bl. **49** (1993) 297
- [Ste95] E. Steffens, Atomic Beam Polarized Targets, in: [Rat95] (1995) 313
- [Ste03] E. Steffens and W. Haeberli, Polarized gas targets, Rep. Prog. Phys. **66** (2003) 1887
- [Sut94a] O. Suttorp, Gruppenbericht zum Emittanz-Meßgerät, Interner Bericht, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1994)
- [Sut94b] O. Suttorp, Erzeugung und Optimierung des \vec{H}^- -Strahls der Colliding-Beams-Ionenquelle an COSY (Jülich), Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1994)
- [Swe88] D. R. Swenson and L. W. Anderson, Relaxation Rates for Optically Pumped Na Vapor on Silicone Surfaces, Nucl. Instr. and Meth. **B 29** (1988) 627
- [Tay33] J. B. Taylor and I. Langmuir, The Evaporation of Atoms, Ions and Electrons from Caesium Films on Tungsten, Phys. Rev. **44** (1933) 423
- [Tay37] J. B. Taylor and I. Langmuir, Vapor Pressure of Caesium by the Positive Ion Method, Phys. Rev. **51** (1937) 753

- [Ten03] G. Tenckhoff, R. Emmerich, H. Paetz gen. Schieck, Magnet Design Perspectives for Polarized Atomic Beam Sources, DPG Frühjahrstagung Tübingen (2003)
- [Tru94] A. Trützschler, Entwicklung eines Strahltargetpolarimeters für das EDDA-Experiment an COSY, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (1994)
- [vAr79] M. von Ardenne, Tabellen zur angewandten Physik, Band II, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften Berlin (1979)
- [Wei92] R. Weidmann, Entwicklung eines Ionisierers für eine Quelle polarisierter Ionen für COSY, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1992)
- [Wel97] B. B. Welch, Practical Programming in Tcl & Tk, Second Edition, Prentice Hall (1997)
- [Wes03] C. Weske, Strahloptimierung mit Hilfe numerischer Verfahren – insbesondere Verbesserung der Transmission des LASCO-Wienfilters, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (2003)
- [Wis64] H. Wise, C. M. Ablow and K. M. Sancier, *Atom. Molec. Phys* **44** (1964) 3569
- [Wut88] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, Theorie und Praxis der Vakuumtechnik, 4. Auflage, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig / Wiesbaden (1988)
- [Zap96] K. Zapfe et al., Detailed studies of a high-density polarized hydrogen gas target for storage rings, *Nucl. Instr. and Meth. A* **368** (1996) 293
- [Zel05] A. Zelenski et al., Absolute polarized H-jet polarimeter development, for RHIC, *Nucl. Instr. and Meth. A* **536** (2005) 248

- [Zöl02] A. Zöllich, Neuaufbau der Steuerung der Quelle polarisierter Ionen LASCO, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität zu Köln (2002)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben:

bei Herrn Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck nicht nur für die sehr interessante und spannende Aufgabenstellung. Ohne seine wirklich stete Diskussionsbereitschaft, seine unermüdliche und tatkräftige Hilfe im Labor bei Messungen und Umbauten – auch an Wochenenden und Feiertagen – sowie als Ideenlieferant in manchen „ausweglosen Situationen“ – wäre diese Arbeit nicht fertigzustellen gewesen;

bei Herrn M. P. Westig für seinen fleißigen Einsatz als Miniforscher, insbesondere für seine Verdienste um den Lock-In-Amplifier;

bei Frau C. Bangemann (geb. Weske) für die äußerst angenehme Zeit der Zusammenarbeit und das daraus resultierende Spinfilter;

bei Herrn R. Schulze für seinen oft „sofortigen“ Einsatz bei den Meß- und sonstigen Rechnern;

bei Herrn Dr. R. W. Engels (IKP Jülich) für alle Tipps und Hinweise rund um das Lambshift-Polarimeter und die Unterstützung bei Hardware-Problemen;

bei Herrn L. Steinert und allen Tandemoperatoren für den schnellen Austausch von defekten Vakuumpumpen und Netzteilen und die Versorgung mit vielen Ersatz- und Zubehörteilen;

bei Herrn S. Thiel und allen Mitarbeitern der Feinmechanik-Werkstatt für den Aufbau und die Reparaturen der umfangreichen SAPIS-Apparaturen und die hundert „Mal eben sofort - Kleinigkeiten“;

bei Herrn G. Pascovici und den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt für den Bau der HF-Sender, viele Tipps, Bauteile und – auch meist eilige – Reparaturen;

bei Herrn T. Sagefka von COSY Jülich für die Unterstützung bei der Vermessung des Sechspolmagneten;

für die freundliche Unterstützung in der Endphase dieser Arbeit im Rahmen des COSY-FFE-Programms und bei Herrn Prof. Dr. J. Jolie;

sowie für die Förderung durch das BMBF (Projekte 06 OK 958, TP V/1-2 und 06 K-167, TP IV).

Ein ganz spezieller Dank gilt abschließend Herrn G. Tenckhoff für die enorme Vorarbeit und die vielen freudigen Momente, wenn sich wieder eine seiner phantasievollen Konstruktionen in Rauch, Überschlägen, Lecks oder Verschlüssen aufgelöst hat.

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbstständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie – abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen – noch nicht veröffentlicht worden ist, sowie, daß ich solche Veröffentlichungen vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck betreut worden.

Konferenzbeiträge:

G. Tenckhoff, R. Emmerich, H. Paetz gen. Schieck, Magnet Design Perspectives for Polarized Atomic Beam Sources (HK 18.13), DPG Frühjahrstagung Tübingen (2003)

G. Tenckhoff, R. Emmerich, R. Schulze, C. Weske und H. Paetz gen. Schieck, SAPIS Stored Atoms Polarized Ion Source (HK 12.12), DPG Spring Meeting Cologne (2004)

R. Emmerich, R. Schulze, G. Tenckhoff, C. Weske und H. Paetz gen. Schieck, SAPIS Stored Atoms Polarized Ion Source (HK 22.59), DPG Frühjahrstagung Berlin (2005)

Lebenslauf

Name: Emmerich
Vorname: Reinhard
Geboren: 14.09.1960 in Köln
Mutter: Hildegard Emmerich, geb. Kroll
Vater: Friedrich Karl Emmerich
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulausbildung:
1967 - 1971 Grundschule Köln Müngersdorf
1971 - 1981 Gymnasium Kreuzgasse Köln
Juni 1981 Abitur

Wehrdienst:
Juli 1981 - Sep. 1982 Pinneberg, Köln Wahnheide

Studium:
WS 1982/83 Beginn des Studiums der Elektrotechnik
an der RWTH Aachen (4 Sem.)
WS 1984/85 Beginn des Physikstudiums an der
Universität zu Köln
1986 - 1992 Unterbrechung des Studiums
Entwicklung von Datenverarbeitungssoftware
(CP/M, DOS, Windows)
Juni 1999 Beginn der Diplomarbeit im Institut für Kernphysik
der Universität zu Köln mit dem Thema:
'Aufbau und Test eines Ionisierers für
das Lambshiftpolarimeter'
Oktober 2000 Abschluß der Diplomarbeit
November 2000 Beginn der Promotion in Experimentalphysik

Arbeitsverhältnisse: Studentische Hilfskraft: Juni 1997 - Oktober 2000
Wissenschaftlicher Mitarbeiter: seit November 2000