

Diplomarbeit

Aufbau eines automatisierten Gassystems für die
kondensierte $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle des
KATRIN Experiments

vorgelegt von

TIM SCHÄFER

– Februar 2011 –

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Einführung in das Themengebiet	5
2.1	Die Entwicklung des Standardmodells der Elementarteilchen	5
2.2	Neutrinophysik jenseits des Standardmodells	8
2.2.1	Neutrino flavour-Oszillation	9
2.3	Aktueller Forschungsstand der Neutrinomasse	13
3	Das Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment	15
3.1	Der experimentelle Aufbau des KATRIN Experiments	16
3.1.1	Der Tritium- β -Zerfall als Elektronenquelle des KATRIN Experiments	16
3.1.2	Das Transportsystem der Zerfallselektronen	18
3.1.3	Vor- und Hauptspektrometer nach dem Prinzip eines MAC-E-Filters	19
3.1.4	Die Detektion und Analyse der Zerfallselektronen	23
3.1.5	Anforderungen an das KATRIN Experiment	25
4	Die $^{83\text{m}}\text{Kr}$-Kalibrationsquelle für das KATRIN Experiment	27
4.1	Funktionsweise der kondensierten $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle	28
4.1.1	Konversionselektronen von $^{83\text{m}}\text{Kr}$	29
4.2	Aufbau der Münsteraner $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle	30
4.2.1	Das Kryosystem mit HOPG Substrat	32
4.2.2	Der Optikaufbau zur Laserellipsometrie - Ellipsometrie in PCA- Anordnung	34
4.2.3	Das Gassystem	37

5	Aufbau und Automatisierung des Gassystems für die ^{83m}Kr-Kalibrationsquelle	41
5.1	Automatisierte Bedienung des Gassystems	43
5.1.1	Das LabView-Programm zur Steuerung der Kryptonquelle	43
6	Inbetriebnahme und Testmessungen mit dem automatisierten Gassystem	55
6.1	Ausheizen der Apparatur	56
6.1.1	Das Restgasspektrum des Gassystems	57
6.2	Erkennung eines fehlerhaften Ventils	61
6.3	Quantifizierung eines neuen Regelventils	64
7	Zusammenfassung und Ausblick	67
	Literaturverzeichnis	68

Wolfgang Pauli, „Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen“ (4. Dezember 1930) [WP]

Liebe radioaktive Damen und Herren,
wie der Überbringer dieser Zeilen, den ich huldvollst anzuhören bitte, Ihnen des näheren auseinandersetzen wird, bin ich ... auf einen verzweifelten Ausweg verfallen, um den Wechselsatz der Statistik und den Energiesatz zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in dem Kern existieren, welche den Spin $1/2$ haben und das Ausschließungsprinzip befolgen ... Das kontinuierliche β -Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, daß beim β -Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert wird, derart, daß die Summe der Energien von Neutron und Elektron konstant ist. ... Ich gebe zu, daß mein Ausweg vielleicht von vornherein wenig wahrscheinlich erscheinen mag ... Aber nur wer wagt, gewinnt ... Also, liebe Radioaktive, prüfet und richtet. - Leider kann ich nicht persönlich in Tübingen erscheinen, da ich infolge eines in der Nacht vom 6. zum 7. Dezember in Zürich stattfindenden Balles hier unabkömmlich bin.

Mit vielen Grüßen

Euer untertänigster Diener W. Pauli.

1 Einleitung

Die Entdeckung und Untersuchung des β -Zerfalls stellte die Physiker Anfang des 20. Jahrhunderts vor eine große Herausforderung. Der β -Zerfall war mit den bisherigen Erfahrungen und Theorien weder vergleichbar noch in Einklang zu bringen. Die Betrachtung des β -Zerfalls als Zweikörperzerfall, wie beispielsweise beim α -Zerfall, führte unweigerlich zu der Verletzung von Energie und (Dreh-)Impulserhaltung, da eine kontinuierliche Energieverteilung beobachtet wurde. Wolfgang Pauli postulierte 1930 in einem offenen Brief die Existenz eines bisher unbekanntes neutralen Teilchens mit halbzahligen Spin, dessen Nachweis zur „Rettung der Erhaltungssätze“ führen sollte. 1932 entdeckte Chadwick ein neutrales Teilchen mit annähernder Protonenmasse, das Neutron, als weiterer Baustein der Kernmaterie. Dabei konnte es sich nicht um das von Pauli postulierte Teilchen handeln, da es eine zu hohe Masse aufwies. Die Suche nach dem kleinen Neutron, dem Neutrino, blieb viele Jahre ohne Erfolg. Der experimentelle Nachweis glückte E. Reines und C. L. Cowan erst 1955 im sogenannten Poltergeist-Experiment. Dabei wurde ein Antineutrino des Hanford-Kernreaktors von einem Proton eingefangen, das sich wiederum in ein Neutron umwandelt und ein Positron aussendet ($p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$). Diesen Prozess bezeichnet man als inversen β -Zerfall. Das Positron stößt wiederum mit einem Elektron der Atomhülle zusammen und annihiliert unter Emission zweier Gammaquanten ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$). Die Detektion dieser Gammaquanten mit $E_\gamma = 511 \text{ keV}$ erbrachte den Nachweis der Existenz von Neutrinos.

Das Standardmodell der Elementarteilchen ordnet die Neutrinos neben Elektron e^- , Myon μ^- und Tauon τ^- den Leptonen zu und fordert $m_\nu = 0$. Man unterscheidet zwischen Elektron- ν_e , Myon- ν_μ und Tauonneutrino ν_τ , welche jeweils mit dem dazugehörigen Lepton eine Leptonenfamilie bilden. Die Untersuchung einer natürlichen Neutrinoquelle, der Sonne, wies ein solares Neutrinodefizit auf.

In der Sonne entstehen bei der Fusion von Wasserstoff zu Helium ausschließlich Elektron-neutrinos ($4p \rightarrow \text{He}^4 + 2e^+ + 2\nu_e$), jedoch wurden weniger Elektronneutrinos detektiert als theoretisch vorhergesagt. Dieses Phänomen lässt sich dadurch erklären, dass die Neutrinos auf dem Weg zur Erde ihre Familienzugehörigkeit wechseln. Mit dem Nachweis dieser Neutrinooszillationen würde nicht allein das solare Neutrino Defizit erklärt, sondern auch eine endliche Neutrinomasse gefordert werden. Erst 2001 konnten durch die Untersuchungsergebnisse der SNO (Sudbury Neutrino Observatory) und die Ergebnisse des Superkamiokande-Detektors von 1998 Neutrinooszillationen eindeutig bestätigt werden. Im Mittelpunkt des allgemeinen Interesses steht derzeit die Frage nach der Masse der Neutrinos, welche im Standardmodell als masselos postuliert werden. Zur Untersuchung dieser Frage werden verschiedenste Ansätze betrachtet. Darunter fallen beispielsweise kosmologische Beobachtungen und Untersuchungen des neutrinolosen Doppelbeta-Zerfalls. Diese Untersuchungen stützen sich jedoch alle auf verschiedene theoretische Modellansätze. Einen rein kinematischen und damit modellunabhängigen Ansatz stellt die Vermessung des Energiespektrums des β -Zerfalls dar, dessen exakte Form in der Nähe des Endpunkts allein von der Masse des bei diesem Prozess entstehenden Neutrinos abhängt. Das neueste Experiment, das sich dieser Messmethode bedient, ist das KARlsruhe TRItium-Neutrinoexperiment **KATRIN**. Es wird die Energieverteilung der Zerfallselektronen einer Tritiumquelle im Endpunktsbereich ermitteln und so neue Hinweise zur Größe der Neutrinomasse liefern mit einer Sensitivität von 0,2 eV. Bevor mit der Vermessung der vom Tritiumzerfall emittierten Elektronen begonnen werden kann, müssen die einzelnen Komponenten des Experiments kalibriert werden. Zu diesem Zweck werden verschiedene Kalibrationsquellen zum Einsatz kommen. Darunter eine kondensierte $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle, die ursprünglich aus dem Mainzer-Neutrino-Experiment stammt und 2007 an der Universität Münster in optimierter Form wieder aufgebaut wurde. Im Rahmen dieses Aufbaus ist diese Arbeit entstanden mit dem Ziel für diese kondensierte $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle ein Gassystem zu entwickeln, welches voll automatisiert betrieben werden kann. Neben einer physikalischen Einführung und einer genauen Beschreibung des KATRIN Experiments, liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit bei dem Aufbau der $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kryptonquelle, der ersten Inbetriebnahme und der vollständigen Automatisierung des Gassystems.

2 Einführung in das Themengebiet

2.1 Die Entwicklung des Standardmodells der Elementarteilchen

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik wurde in den 1970er Jahren entwickelt und beschreibt die bisher bekannten Grundbausteine der Materie, die Elementarteilchen, und ihre Wechselwirkungen durch eine relativistische Quantenfeldtheorie. Die ersten Teilchen im Standardmodell waren zunächst das Elektron, Proton und Neutron. Die Existenz von Antiteilchen wurde 1928 von Dirac vorhergesagt und durch die Entdeckung des Positrons 1932 bestätigt. Mit dem Nachweis und der Untersuchung des β -Zerfalls wurde 1930 von W. Pauli ein neues Teilchen postuliert [WP], das Neutrino ν , welches erst 1955 nachgewiesen werden konnte. Durch die Entwicklung und Inbetriebnahme von Teilchenbeschleunigern und den darauf folgenden Streuexperimenten konnten nicht allein Substrukturen von Proton und Neutron studiert werden, sondern es folgte auch die Entdeckung eines regelrechten Teilchenzoos, dessen Teilchen gut mit den Vorhersagen des Standardmodells übereinstimmten. Dies führte jedoch dazu, dass die Zusammensetzung und Ordnung der Teilchen immer undurchsichtiger wurde. Die Einführung des achtfachen Wegs durch M. Gell-Mann bewirkte durch gruppentheoretische Überlegungen eine Systematisierung des Teilchenzoos [Dem05].

Nach dem Standardmodell werden fundamentale Wechselwirkungen durch den Austausch von Eichbosonen vermittelt. Allgemein versteht man unter einer Wechselwirkung jede Kraft, die die Eigenschaften oder den Zustand von Materie verändert. In Tabelle 2.1 ist eine Übersicht der vier fundamentalen Wechselwirkungen gezeigt.

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Kopplung an...	Reichweite
elektromagn.	Photon $m_\gamma = 0$	el. Ladungen	∞
stark	Gluon $m_g = 0$	starke Ladungen	$\approx 1 \text{ fm}$
schwach	W^\pm, Z^0 -Boson $m_{W,Z} = 80, 91 \frac{\text{GeV}}{c^2}$	schwache Ladungen	$\approx 10^{-3} \text{ fm}$
Gravitation	Graviton $m_{gr} = 0$	Massen	∞

Tabelle 2.1: Die fundamentalen Wechselwirkungen im Überblick.

Für die Gravitation, welche als einzige Wechselwirkung nicht durch das Standardmodell beschrieben werden kann, postuliert man als Austauschteilchen das Graviton, das bisher noch nicht experimentell nachgewiesen werden konnte. Die Vermittlung der drei verbleibenden Wechselwirkungen geschieht durch den Austausch von Vektorbosonen, bei denen es sich um Teilchen mit Spin 1 handelt. Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung sind das die Photonen, bei der starken Wechselwirkung die Gluonen und im Falle der schwachen Wechselwirkung die W- und Z-Bosonen. Ein Teilchen unterliegt nur dann der Wechselwirkung, wenn es die entsprechende Ladung auch trägt. Im Falle der elektromagnetischen Wechselwirkung ist dies die elektrische Ladung, somit wirkt sie auf alle Quarks und auf alle geladenen Leptonen. Alle Leptonen und Quarks tragen eine schwache Ladung und unterliegen damit der schwachen Wechselwirkung. Eine starke Ladung, die auch als Farbladung bezeichnet wird, tragen nur Quarks und Gluonen. Somit unterliegen sämtliche Leptonen nicht der starken Wechselwirkung.

Da es sich bei Photonen um masselose Teilchen handelt, besitzt die elektromagnetische Wechselwirkung eine unendliche Reichweite. Auch Gluonen sind masselos, da sie aber aufgrund ihrer Farbladung nicht nur die starke Wechselwirkung vermitteln, sondern ihr auch unterliegen, ist die Reichweite auf etwa 1 fm beschränkt. Die W- und Z-Bosonen besitzen eine Masse und existieren nach der Heisenbergschen Unschärferelation nur für extrem kurze Zeiten, daher ist auch die Reichweite der schwachen Wechselwirkung endlich und beträgt etwa 10^{-18} fm . In Abbildung 2.1 sind die Elementarteilchen des Standardmodells dargestellt. Insgesamt existieren 24 Elementarteilchen, darunter sechs Quarks, sechs Leptonen und die entsprechenden Antiteilchen.

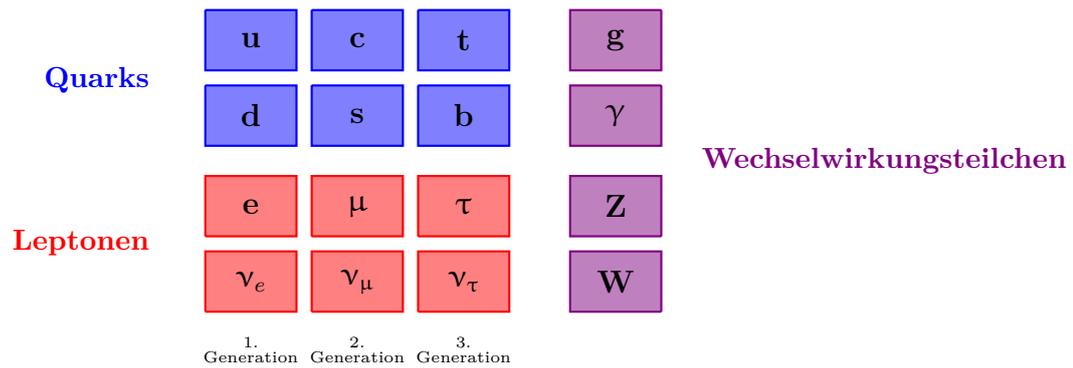


Abbildung 2.1: Das Standardmodell der Elementarteilchen mit den **Quarks** - up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t), bottom (b), den **Leptonen** - Elektron (e), Elektronneutrino (ν_e), Muon (μ), Muonneutrino (ν_μ), Tauon (τ), Tauonneutrino (ν_τ) und den **Wechselwirkungsteilchen** - Photon (γ), Gluon (g), W-Boson (W) und Z-Boson (Z).

Quarks und Leptonen sind Spin 1/2-Teilchen (Fermionen), die drei Familien bzw. Generationen zugeordnet werden. Man weist den Quarks insgesamt sechs Sorten (up, down, charm, strange, top, bottom) mit einer Farbladung (**rot**, **grün**, **blau**) zu. Die elektrische Ladung der Quarks sind Vielfache von $\pm 1/3 e$. Quarks unterliegen dem Confinement und kommen nicht als einzelne Teilchen sondern lediglich in Quarksystemen vor. Man unterscheidet zwischen Quarksystemen aus einem Quark und einem Antiquark (Mesonen) und Teilchen, die aus drei Quarks aufgebaut sind (Baryonen). Mesonen und Baryonen sind farbneutral und werden in der Ordnung des Teilchenzoos unter den Hadronen verzeichnet.

Leptonen sind punktförmige Teilchen, die einzeln beobachtbar sind. Die Leptonen e, μ und τ bilden mit den dazugehörigen Neutrinos jeweils eine Familie. (Anti-)Neutrinos sind ungeladen und ihre Leptonen bzw. Antileptonenpartner besitzen die Ladung $+e$ bzw. $-e$. Des Weiteren werden im Standardmodell 12 Austauscheteilchen, die Eichbosonen aufgeführt: das Photon, das W^{+-} , W^{-} , Z^0 -Boson und insgesamt acht Gluonen.

2.2 Neutrinoophysik jenseits des Standardmodells

Nach dem Standardmodell weisen Neutrinos keine elektrische Ladung, kein elektrisches oder magnetisches Dipolmoment sowie keine Masse auf. Aus diesem Grund wechselwirken Neutrinos lediglich schwach, so dass das Neutrino erst mehr als 20 Jahre nach seiner Postulation durch Pauli entdeckt wurde. E. Reines und C.L. Cowan erbrachten 1955 den experimentellen Nachweis des Neutrinos durch den Einfang im Poltergeistexperiment [RR59]. Die Antineutrinos des Hanford-Kernreaktors wurden von einem Proton eingefangen. Bei der Umwandlung des Protons in ein Neutron wird ein Positron ausgesendet (s. inverser β -Zerfall 2.1), das emittierte Positron wechselwirkt mit einem Elektron der Atomhülle und annihiliert unter Emission zweier Gammaquanten (s. Annihilation 2.2 mit $E_\gamma = 511 \text{ keV}$).

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad (2.1)$$

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (2.2)$$

Außerdem existieren laut Standardmodell drei unterschiedliche Neutrinoarten. Erste experimentelle Evidenzen für die Existenz verschiedener Neutrino-Flavours lieferte eine Arbeitsgruppe um M. Schwartz, L. M. Ledermann und J. Steinberger [DGG⁺62] (Nobelpreis 1988). Aus der Untersuchung des Pionenzerfalls (s. Zerfall 2.3 und 2.4) schlossen sie, dass die Wechselwirkung der beim Zerfall entstehenden hochenergetischen Neutrinos mit Materie zwar, (Anti-)Muonen, aber keine Elektronen bzw. Positronen induzieren können.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.3)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.4)$$

Damit musste zwischen den Neutrino-Flavours ν_e und ν_μ differenziert werden. Nach der Entdeckung des Tauons war die Existenz eines dritten Neutrino-Flavours evident. Die Umwandlung eines Neutrino-Flavours in ein Neutrino anderer Art wurde 2001 experimentell durch die beiden Detektoren Superkamiokande und SNO (Sudbury Neutrino Observatory) nachgewiesen.

2.2.1 Neutrino-Flavour-Oszillation

Theoretisch lassen sich diese Flavour-Oszillationen im Vakuum wie folgt beschreiben [Sch97]:

Ein Neutrino-Flavour-Eigenzustand $|\nu_\ell\rangle$ mit $\ell = e, \mu, \tau$ ist nicht identisch mit den Eigenzuständen $|\nu_i\rangle$ mit $i = 1, 2, 3$ des Massenoperators M . Dieser lässt sich aber mit Hilfe einer unitären Mischungsmatrix U als lineare Superposition der Massen-Eigenzustände $|\nu_i\rangle$ mit den Eigenwerten m_i darstellen:

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_i U_{\ell i} |\nu_i\rangle \quad . \quad (2.5)$$

Für die Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ gilt dann

$$|\nu_i\rangle = \sum_\ell U_{i\ell}^\dagger |\nu_\ell\rangle = \sum_\ell U_{\ell i}^* |\nu_\ell\rangle \quad . \quad (2.6)$$

Die Mischungsmatrix U ist eine unitäre $(n \times n)$ -Matrix mit $(n - 1)^2$ unabhängigen Parametern. Diese lässt sich beschreiben durch eine n -dimensionale Rotationsmatrix mit $\frac{1}{2}n(n - 1)$ Mischungswinkeln und $\frac{1}{2}(n - 1)(n - 2)$ Phasen. Für die drei räumlichen Dimensionen ergeben sich drei Mischungswinkel und eine Phase die CP verletzend ist. Die zeitliche Entwicklung des Masseneigenzustands $|\nu_i(t)\rangle$ ergibt sich durch die Anwendung der Schrödingergleichung (mit $\hbar = c = 1$):

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad , \quad (2.7)$$

wobei die Energie E_i gegeben ist durch die relativistische Energie-Impulsbeziehung:

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2p} \approx E + \frac{m_i^2}{2E} \quad \text{wenn } p \gg m_i \quad . \quad (2.8)$$

Demnach bewegen sich die verschiedenen Masseneigenzustände für $m_i \neq m_j$ für $i \neq j$ mit unterschiedlichen Phasenfaktoren und es gilt für einen reinen anfangs Flavour-Zustand nach der Zeit t

$$|\nu(t)\rangle = \sum_i U_{\ell i} \cdot e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (2.9)$$

$$= \sum_{i,\ell'} U_{\ell i} U_{\ell' i}^* \cdot e^{-iE_i t} |\nu_{\ell'}\rangle \quad . \quad (2.10)$$

Nach Durchlaufen einer Strecke s soll ein Neutrino unter Produktion eines Leptons ℓ' detektiert werden. Aufgrund der Neutrino-Flavour-Oszillationen ist es möglich, dass die Leptonen ℓ und ℓ' nicht identisch sind. Die Übergangswahrscheinlichkeit $P(\ell \rightarrow \ell', t) \equiv |\langle \nu_{\ell'} | \nu(t) \rangle|^2$ ergibt sich zu

$$P(\ell \rightarrow \ell', t) = \left| \sum_i U_{\ell i} U_{\ell' i}^* \cdot e^{-iE_i t} \right|^2 \quad (2.11)$$

$$= \sum_i |U_{\ell i} U_{\ell' i}^*|^2 + 2\text{Re} \sum_{j>i} U_{\ell i} U_{\ell' j}^* U_{\ell' i}^* U_{\ell j} \cdot e^{-i(E_i - E_j)t} \quad . \quad (2.12)$$

Der erste Term $P(\ell \rightarrow \ell', t)$ beschreibt die mittlere Übergangswahrscheinlichkeit, hingegen handelt es sich beim zweiten Term um den sogenannten Oszillationsterm. Die Betrachtung eines ultrarelativistischen Neutrinos erlaubt die Gleichsetzung der Flugzeit t mit der Flugstrecke s , so dass sich Gleichung 2.8 ergibt zu

$$(E_i - E_j)t \approx \frac{m_i^2 - m_j^2}{2} \cdot \frac{s}{E} \equiv \frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \cdot \frac{s}{E} \quad . \quad (2.13)$$

Somit variiert der Oszillationsterm periodisch mit t bzw. s/E . Eine Oszillation in Abhängigkeit von s/E ist nur möglich, wenn mindestens eine der Neutrinomassen $m_i \neq 0$ oder $m_j \neq 0$ ist. Ansonsten würde Δm_{ij}^2 und somit der gesamte Oszillationsterm verschwinden. Die Beobachtung von Neutrino-Flavour-Oszillationen erbringt den Beweis dafür, dass mindestens ein Neutrino eine Masse ungleich Null besitzen muss. Daraus folgt, dass es eine Physik jenseits des Standardmodells geben muss, die eine noch genauere Beschreibung der Neutrinos liefert und somit zur Vervollständigung des Standardmodells beiträgt.

Experimenteller Nachweis von Neutrino-Flavour-Oszillationen

Die gegen Ende der 60er Jahre gestarteten Untersuchungen solarer Neutrinos durch R. Davis et al zeigten, dass nur etwa ein Drittel der erwarteten Elektronneutrinos nachgewiesen werden konnten [DJ96]. Dazu wurde in einer Tiefe von 1400 m ein mit 610 t Tetrachlorethylen (C_2Cl_4) gefüllter Tank eingesetzt (Homestake Mine, USA). Die in der Sonne bei der Fusion von Wasserstoff zu Helium entstehenden Elektronneutrinos ($4p \rightarrow He^4 + 2e^+ + 2\nu_e$) reagieren mit den Chloratomen zu



Mit der Extraktion des gasförmigen Argons und dessen Augerzerfall in Chlor konnte ein solarer Neutrino-Fluss von $2,56 \pm 0,22$ SNU bestimmt werden. Die Einheit SNU steht für **Solar Neutrino Unit** mit $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$ Neutrinoeinfänge pro Targetatom pro Sekunde. Modellrechnungen des **Standard-Sonnen-Modells** (SSM) ergaben jedoch einen erwarteten Neutrino-Fluss von $9,3 \pm 1,3$ SNU [BPW95]. Neben unterschiedlichsten Erklärungsansätzen wurde die Neutrinooszillation postuliert.

Evidenzen für mögliche Flavour-Oszillationen lieferte 1998 der Superkamiokande-Detektor, der sowohl solare als auch atmosphärische Neutrinos detektiert. Dieser Wasser-Cerenkov-Detektor besteht aus einem zylindrischen Tank, der mit 50000 t ultrareinem Wasser gefüllt und mit 11146 Photomultipliern ausgestattet ist. Zur Abschirmung langreichweitiger atmosphärischer Myonen befindet sich der Detektor in einer Tiefe von etwa 1000 m unter der Erdoberfläche (Kamioka-Mine, Japan) [Dem05]. Der Superkamiokande-Detektor liefert nicht allein Informationen über die Energie und den Typ des Teilchens (Dichte der Teilchenspuren), sondern auch über die Ausgangsrichtung des Teilchens (räumliche Detektoranordnung).

Dabei laufen z.B. folgende durch Neutrinos induzierte Reaktionen ab:

$$\nu_e + {}^2_1\text{D} \longrightarrow e^- + \text{p} + \text{p} \quad \text{und} \quad (2.15)$$

$$\nu_e + e^- = \bar{\nu}_e + e^- . \quad (2.16)$$

Neben den solaren Neutrinos erwartet man atmosphärische, die durch die Höhenstrahlung in der Erdatmosphäre gemäß der Teilreaktionen

$$\pi^+ \longrightarrow \nu_\mu + \mu^+ , \quad (2.17)$$

$$\pi^- \longrightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^- , \quad (2.18)$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e , \quad (2.19)$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.20)$$

gebildet werden. Das Verhältnis $\frac{\nu_\mu}{\nu_e}$ bzw. $\frac{\bar{\nu}_\mu}{\bar{\nu}_e}$ liegt bei ≥ 2 . Die Auswertung der aufgenommenen Daten (s. Abb. 2.2) zeigt jedoch ein zenitwinkelabhängiges Defizit von Myonneutrinos. Dies ist konsistent mit einem dominierenden Beitrag einer Flavour-Oszillation $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Die $\cos(\Theta)$ -Abhängigkeit lässt sich durch die unterschiedlich lange Wegstrecke s je nach Einfallswinkel des Entstehungsort erklären. Die Wegstrecke s liegt dabei zwischen 20 und 13000 km und führt somit zu unterschiedlichen Übergangswahrscheinlichkeiten P (vgl. Gleichung 2.13).

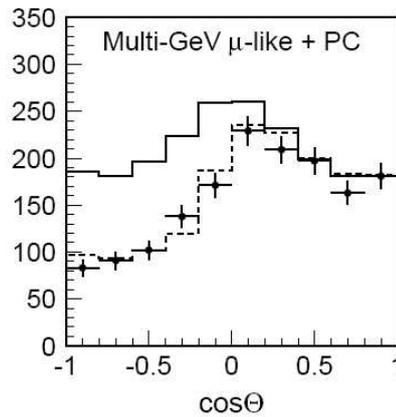


Abbildung 2.2: Beobachtung eines zenitwinkelabhängigen Defizits von Myonneutrinos bei Superkamiokande. Die durchgezogene Linie stellt den erwarteten Neutrinofluss ohne Oszillationen dar und die gestrichelte Linie zeigt den Fit durch die aufgenommenen Daten [ftSKC].

Der eindeutige Nachweis von Neutrino-Flavour-Oszillationen gelang erst 2001 durch das SNO-Experiment [Col02]. Der SNO-Detektor konnte die Flüsse aller drei Neutrino-Flavours gleichzeitig messen. Der Tank des SNO-Detektors befindet sich in einer Tiefe von über 2 km (Sudbury Mine, Kanada). Befüllt wurde der Tank mit 1000 t schweren Wasser D_2O und verfügt über 9600 Photomultiplier. Mit diesem Detektor konnten die Flüsse Φ der drei Neutrinoarten ν_e , ν_μ , ν_τ über folgende Reaktionen beobachtet werden:

$$\nu_e + d \longrightarrow p + p + e^-, \quad \Phi_{CC} = \Phi_e \quad (2.21)$$

$$\nu_{e,\mu,\tau} + d \longrightarrow p + n + \nu_{e,\mu,\tau} \quad \Phi_{NC} = \Phi_e + \Phi_{\mu,\tau} \quad (2.22)$$

$$\nu_{e,\mu,\tau} + e^- \longrightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + e^- \quad \Phi_{ES} = \Phi_e + 0,16\Phi_{\mu,\tau} \quad (2.23)$$

Die Indizes CC, NC und ES stehen für geladene Ströme (**charged current**), neutrale Ströme (**neutral current**) und elastische Streuung (**elastic scattering**). Mit SNO konnte gezeigt werden, dass ein Teil von Φ_e auf dem Weg zur Erde verschwindet. Gleichzeitig treten Komponenten von $\Phi_{\mu,\tau}$ auf, die genau dieses Defizit ausgleichen. Somit zeigt sich die Richtigkeit der SSM-Rechnungen und ein eindeutiger Beweis für Neutrino-Flavour-Oszillationen.

2.3 Aktueller Forschungsstand der Neutrinomasse

Die Beobachtung von Neutrinooskillationen bietet Rückschlüsse darauf, dass Neutrinos eine von Null verschiedene Masse besitzen. Eine genaue Angabe der Neutrinomasse ist dadurch jedoch nicht möglich. Kosmologische Beobachtungen eröffnen hingegen indirekte Folgerungen auf die Neutrinomasse. Aus Untersuchungen der kosmischen Hintergrundstrahlung und deren Anisotropie durch WMAP (**Wilkinson Microwave Anisotropy Probe**) zeigt sich ein Einfluss der Neutrinos auf die Strukturbildung des Universums. Die Suche bzw. Beobachtung des neutrinolosen doppelten β -Zerfalls würde hingegen direkte Ergebnisse der Neutrinomasse liefern, da dieser Zerfall proportional zur effektiven Neutrinomasse ist. Eine weitere Möglichkeit zur direkten Bestimmung der Neutrinomasse ermöglicht die Untersuchung schwacher Zerfälle.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass diese Herangehensweise modellunabhängig ist und ausschließlich auf kinematische Messmethoden zurückgreift. Die aktuelle Obergrenze der Neutrinomasse liegt bei $m_{\nu_e} < 2 \text{ eV}$ für das Elektronneutrino [ea06]. Für die Bestimmung der Obergrenze der Elektronneutrinomasse wurde der Tritium- β -Zerfall bzw. die Form des β -Spektrums untersucht. Das KATRIN Experiment, welches im folgenden Kapitel ausführlich beschrieben wird, weist für die Bestimmung der Elektronneutrinomasse eine Sensitivität von $m_{\nu_e} < 0,2 \text{ eV}$ auf.

3 Das Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment

Neutrinos besitzen eine von Null verschiedene Ruhemasse und zwischen den einzelnen Neutrino-Flavours existieren Massendifferenzen. Diesen Befund haben bisherige Experimente mit Neutrinos bereits gezeigt. Einen Zugang zur direkten Bestimmung der Neutrinomasse bieten Untersuchungen des β -Zerfalls.

Das KATRIN Experiment [Col04] nutzt dafür den Tritium- β -Zerfall, um die Masse des dabei entstehenden Elektronenneutrinos mit einer erstmaligen Sensitivität von unter 0,2 eV zu bestimmen. Da Neutrinos nur sehr schwach wechselwirken, werden die beim Zerfall entstehenden Elektronen gemessen und analysiert. Die genaue Vermessung des Energiespektrums der Elektronen, unmittelbar an der Maximalenergie, ermöglicht es Rückschlüsse auf die Masse des Elektronenneutrinos zu ziehen. Das internationale Experiment befindet sich derzeit am Forschungszentrum Karlsruhe in der Aufbau- und Optimierungsphase. Zur Kalibration der einzelnen Komponenten des KATRIN Experiments werden zukünftig verschiedene Kalibrationsquellen zum Einsatz kommen. Darunter die kondensierte ^{83m}Kr -Kalibrationsquelle, dessen Aufbau, Inbetriebnahme und Automatisierung des Gassystems der Quelle im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen. Zum besseren Verständnis sollen zunächst in diesem Kapitel neben dem physikalischen Hintergrund auch Einblicke in den experimentellen Aufbau und die damit verbundenen Herausforderungen gegeben werden.

3.1 Der experimentelle Aufbau des KATRIN Experiments

Das KATRIN Experiment gliedert sich in vier funktionale Sektionen, die in Abb. 3.1 mit den Buchstaben a) bis d) gekennzeichnet sind. Die erste Einheit (a) bildet die Elektronenquelle des KATRIN Experiments, die Tritiumquelle. Die beim β -Zerfall des Tritiums entstandenen Elektronen werden über ein Transportsystem (b), das sich aus einer differentiellen und kryogenen Pumpstrecke zusammensetzt, zum Vorspektrometer (c) geführt. Vorspektrometer und Hauptspektrometer (c) bilden das System zur Energienanalyse der Elektronen, die in einer letzten Sektion detektiert werden (d). Im Folgenden werden die einzelnen Sektionen im Detail näher beschrieben.

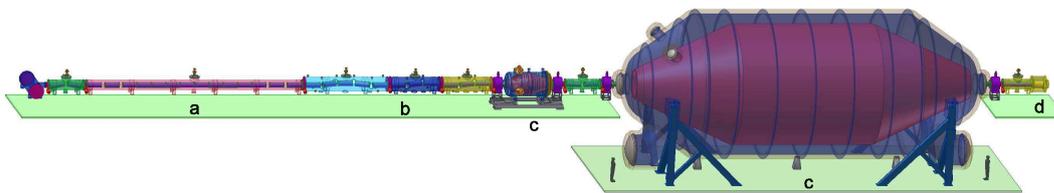


Abbildung 3.1: Die vier funktionalen Sektionen des KATRIN Experiments: Tritiumquelle (a), Transportsystem (b), Vor- und Hauptspektrometer (c) und der Detektor (d) [Col04].

3.1.1 Der Tritium- β -Zerfall als Elektronenquelle des KATRIN Experiments

Als Elektronenquelle für das KATRIN Experiment wird das Wasserstoffisotop Tritium (${}^3_1\text{H}$) eingesetzt. Diese Quelle befindet sich im Forschungszentrum Karlsruhe im einzig zivilen Tritium-Labor, das neben einem geschlossenen Tritium-Kreislauf auch über die Lizenz für den Umgang der für das KATRIN Experiment notwendigen Tritiummenge von 40 g verfügt [Val04]. Es wird Tritium mit einer Isotopenreinheit von 95% bereitgestellt, das eine Aktivität von etwa 10^{11} Bq liefert. Tritium zerfällt gemäß des β^- -Zerfalls in seinen Spiegelkern Helium-3 ${}^3_2\text{He}$



Dabei handelt es sich um einen Dreikörperzerfall, der in Abb. 3.2 links dargestellt ist. Die Zerfallsenergie verteilt sich allgemein auf den Tochterkern, in diesem Fall auf das Helium-3, das Elektron und das Antineutrino. Da die Masse des Tochterkerns im Vergleich zu den Massen des Elektrons und Antineutrinos sehr groß ist, verteilt sich die gesamte Zerfallsenergie nahezu nur auf das Elektron und das Antineutrino, was zu einer kontinuierlichen Energieverteilung der Elektronen führt, die in Abbildung 3.2 rechts gezeigt ist.

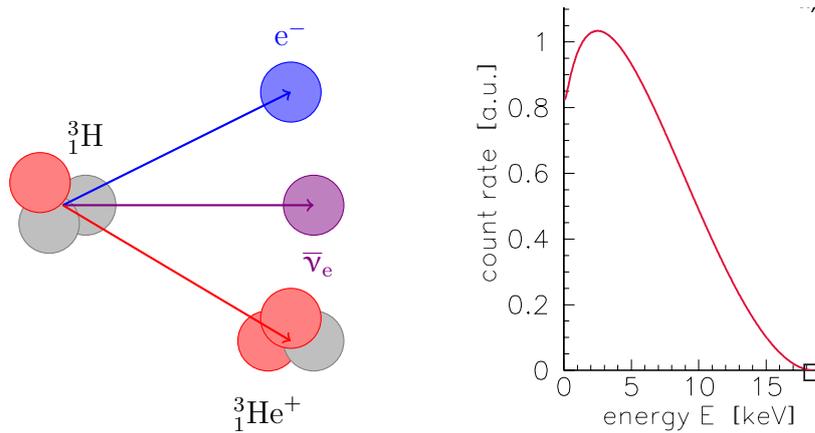


Abbildung 3.2: Links: Vereinfachte Darstellung des Tritium- β -Zerfalls. Tritium zerfällt und emittiert ein Elektron, Elektronantineutrino und seinen Spiegelkern Helium-3. Rechts: Kontinuierliches Energiespektrum der emittierten Elektronen beim Tritiumzerfall. Der für das KATRIN Experiment interessante Teil des Spektrums befindet sich im markierten Endpunktsbereich [Col04].

Für das KATRIN Experiment wird eine fensterlose gasförmige Tritiumquelle eingesetzt, kurz WGTS (**W**indowless **G**aseous **T**ritium **S**ource), die in Abbildung 3.3 gezeigt ist. Diese besteht aus einem 10 m langen Rohr mit einem Durchmesser von 90 mm. Das Rohr wird auf etwa $27 \pm 0,03$ K heruntergekühlt und Tritiumgas im Zentrum des Rohres mit $2 \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ eingeleitet. Das an den Rohrenden austretende Tritiumgas wird über ein differentielles Pumpsystem abgepumpt, gereinigt und steht für die nächste Einspeisung zur Verfügung. Die Quellsäulendichte ρd beträgt $5 \cdot 10^{17}$ Moleküle/cm² mit einem Quelldurchmesser d von 82 mm. Dabei ist die gewünschte Signalrate proportional zum Quelldurchmesser d . Die gesamte Tritiumquelle wird von einem axialen magnetischen Führungsfeld mit einer Stärke von 3,6 T durchsetzt.

Quelldurchmesser und Magnetfeldstärke definieren einen magnetischen Flusschlauch von $191 \text{ T} \cdot \text{cm}^2$, der die beim Tritiumzerfall entstandenen Elektronen zu den Rohrenden transportiert. Analysiert werden lediglich die Elektronen, die in Richtung des Spektrometers befördert werden.

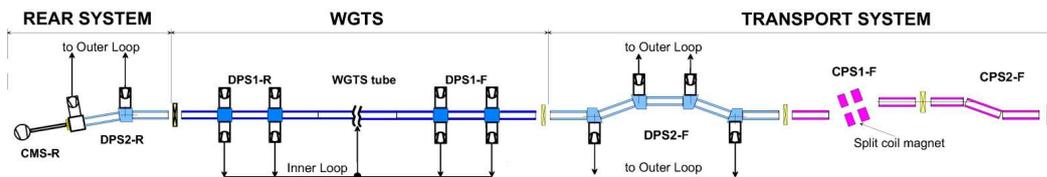


Abbildung 3.3: Die Tritiumquelle WGTS und das Transportsystem des KATRIN Experiments. Die Bezeichnungen DPS und CPS stehen für das jeweilige differentielle und kryogene Pumpsystem. Im sogenannten Rear System, im hinteren Teil des Experiments, befindet sich das Kalibrations- und Monitorsystem CMS [Col04].

3.1.2 Das Transportsystem der Zerfallselektronen

Zwischen der Tritiumquelle und den beiden Spektrometern befindet sich ein Transportsystem (s. Abbildung 3.3). Die Funktion dieser Transportstrecke besteht darin die Zerfallselektronen in Richtung der Spektrometer zu führen und gleichzeitig den Tritiumfluss stark zu vermindern. Zur Beförderung der Elektronen wird $5,6 \text{ T}$ starkes Magnetfeld eingesetzt. Der Elektronentransport geschieht dabei adiabatisch, d.h. ohne Energieverlust. Ziel dieses Transportsystems ist es, die Untergrundrate im Hauptspektrometer auf 10^{-3} Ereignisse/s zu reduzieren. Somit muss der Tritiumfluss von $2 \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ auf $10^{-14} \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ reduziert werden. Um dieses Ziel zu erreichen, wird ein zweites differentielles (DPS2-F) und ein kryogenes Pumpsystem (CPS1,2-F) eingesetzt. Im Gegensatz zum Pumpsystem der Tritiumquelle befinden sich innerhalb der Transportstrecke Kurven. An diesen Punkten befinden sich im differentiellen Pumpsystem Turbomolekularpumpen. Das elektrisch neutral geladene Tritium wird im Gegensatz zu den Elektronen nicht um die Kurven geführt, sondern werden mit hoher Wahrscheinlichkeit daran reflektiert und durch die Leitbleche der Turbomolekularpumpe herausbefördert.

Dadurch wird der Tritiumfluss um den Faktor 10^5 reduziert. Mit dem differentiellen Pumpsystem an den Rohrenden der Tritiumquelle wird ein Reduktionsfaktor von 10^7 erreicht. An der kryogenen Pumpstrecke befinden sich auf etwa 3K gekühlte mit kondensiertem Argon beschichtete Oberflächen, an denen das Tritium ebenfalls kondensiert, mit dem Ergebnis den Tritiumfluss auf den gewünschten Faktor 10^{14} zu reduzieren (erfolgreich getestet im Testaufbau **TR**itium **A**rgon **F**rost **P**ump). Die Energieanalyse der Zerfallselektronen findet im Vor- und Hauptspektrometer statt.

3.1.3 Vor- und Hauptspektrometer nach dem Prinzip eines MAC-E-Filters

An das Transportsystem schließen sich Vor- und Hauptspektrometer an, die beide nach dem Prinzip eines MAC-E-Filters aufgebaut sind [ea80]. MAC-E-Filter steht dabei für **M**agnetic **A**diabatic **C**ollimation with **E**lectrostatic **F**ilter. Dieser Detektortyp wurde bereits erfolgreich in Experimenten in Mainz und Troitsk [Pic90], [ea92], [ea85] eingesetzt. Die Hauptkomponenten und prinzipielle Funktion eines MAC-E-Filters ist in Abb. 3.4 dargestellt.

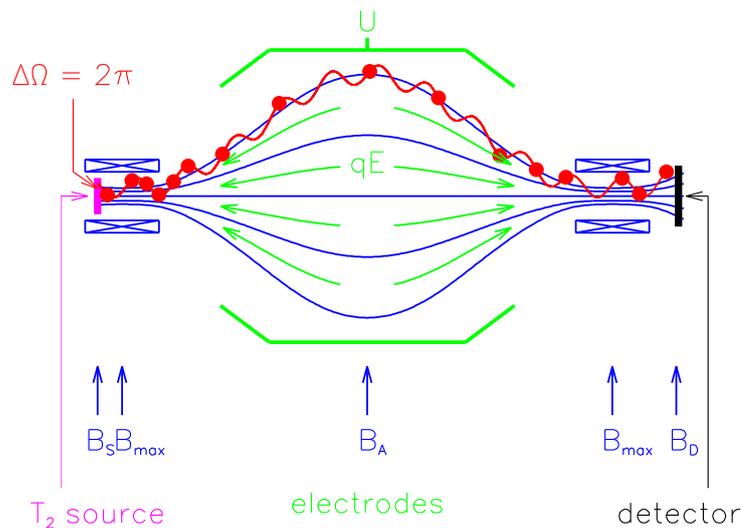


Abbildung 3.4: MAC-E-Filter des KATRIN Experiments. Die Solenoiden erzeugen ein Magnetfeld (blau), das von einem Elektrodensystem (grün) umschlossen wird. Die von der Tritiumquelle (magenta) emittierten Elektronen bewegen sich auf Zyklotronbahnen (rot) in Richtung Detektor (schwarz) [Col04].

Am Ein- und Ausgang des Spektrometers erzeugen Solenoiden ein stark inhomogenes Magnetfeld, welches symmetrisch zur Mittelebene bzw. sogenannten Analysierebene des Spektrometers ist. Die magnetische Feldstärke ist zwischen den Solenoiden am Ein- und Ausgang maximal (B_{max}) und nimmt im Zentrum des Spektrometers bis zu einem Minimum ab (B_{min}). Beim KATRIN Experiment liegt das Verhältnis B_{max}/B_{min} bei etwa $2 \cdot 10^4$. Der magnetische Flusschlauch wird durch ein zylindersymmetrisches Elektrodensystem umschlossen. Das elektrostatische Gegenfeld ist ebenfalls symmetrisch zur Mittelebene bzw. Analysierebene und ist im Zentrum maximal. Die vom Tritiumzerfall emittierten Elektronen bewegen sich entlang der Feldlinien des Magnetfeldes auf Zyklotronbahnen. Nur die Elektronen die eine genügend hohe kinetische Energie besitzen überwinden im Zentrum des Spektrometers das Gegenfeld und können dann zum Detektor beschleunigt werden. Die kinetische Energie der Elektronen kann in zwei Komponenten zerlegt werden. Zum einen in die longitudinale Komponente (parallel zum B-Feld) E_{\parallel} und die transversale Komponente E_{\perp} (senkrecht zum B-Feld) mit

$$E_{\text{kin}} = E_{\parallel} + E_{\perp} \quad , \quad (3.2)$$

die ausgedrückt werden können durch

$$E_{\parallel} = E_{\text{kin}} \left(\frac{\vec{B}\vec{v}}{|\vec{B}||\vec{v}|} \right)^2 = E_{\text{kin}} \cdot \cos^2 \theta \quad , \quad (3.3)$$

$$E_{\perp} = E_{\text{kin}} - E_{\parallel} = E_{\text{kin}} \cdot \sin^2 \theta \quad . \quad (3.4)$$

θ ist der Winkel zwischen den Magnetfeldlinien und dem Geschwindigkeitsvektor. Die Zyklotronbewegung der Elektronen ist abhängig von der transversalen Komponente E_{\perp} . Daher lässt sich das magnetische Bahnmoment μ als nichtrelativistische Näherung beschreiben durch

$$\mu = |\vec{\mu}| = \frac{e}{2m_e} |\vec{l}| = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const} \quad , \quad (3.5)$$

wobei e die Elementarladung, m_e die Elektronenmasse und \vec{l} der Bahndrehimpuls ist. Die Bewegung ist konstant solange sich das Magnetfeld nur langsam (adiabatisch) ändert. Bewegt sich ein Elektron entlang der magnetischen Feldlinien, erfährt es eine Änderung der magnetischen Feldstärke.

Da nach Gleichung 3.5 μ konstant ist, ist dies nur erfüllt wenn sich E_{\perp} ändert. Aufgrund der Energieerhaltung bewirkt eine Änderung von E_{\perp} eine Änderung von E_{\parallel} , so dass in der Analysierebene (mit B_{min}) eine fast vollständige Transformation der Transversalenergie zur Longitudinalenergie stattfindet. Die Elektronen richten sich annähernd parallel zu den Feldlinien aus (vgl. Abb. 3.5). Der maximal mögliche Transversalanteil in der Analysierebene ist gegeben durch

$$E_{\perp max} = E_{kin max} \frac{B_{min}}{B_{max}} \quad (3.6)$$

und entspricht der Energieauflösung ΔE des Spektrometers. Bei einer maximalen Gesamtenergie von $E_{kin max} = 18,6$ keV ergibt sich eine maximale Transversalkomponente in der Analysierebene und somit ein Auflösungsvermögen von 0,93 eV für das Hauptspektrometer.

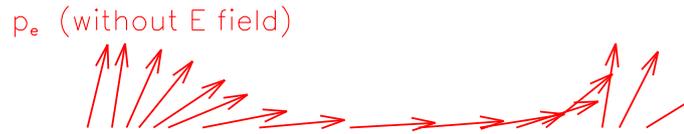


Abbildung 3.5: Veränderung des Transversalimpulses im MAC-E-Filter des KATRIN Experiments [Col04]

Für die Energieselektion der Elektronen wird eine Retardierungsspannung U_0 an das Spektrometer angelegt, das in der Analysierebene maximal ist. Die Retardierungsspannung bewirkt, dass nur Elektronen die Potentialbarriere qU_0 überwinden können, dessen longitudinale Energie in der Analysierebene $E_{\parallel} > qU_0$ ist. Damit gilt folgende Transmissionsbedingung (in der Analysierebene)

$$E_{\parallel} - qU_0 \stackrel{3.2}{=} E_i - E_{\perp} - qU_0 \quad (3.7)$$

$$\stackrel{3.4}{=} E_i - E_i \sin^2 \theta \frac{B_{min}}{B_{max}} - qU_0 > 0 \quad . \quad (3.8)$$

E_i ist die kinetische Energie des Elektrons am Entstehungsort und θ der Winkel zwischen den Magnetfeldlinien und dem Geschwindigkeitsvektor. Somit werden nur diejenigen Elektronen transmittiert die unter einem Startwinkel $\theta \leq \theta_{max}$ emittiert werden mit

$$\theta = \arcsin \left(\sqrt{\frac{E_i - qU_0}{E_i} \cdot \frac{B_i}{B_{min}}} \right) . \quad (3.9)$$

B_i ist dabei die magnetische Feldstärke am Entstehungsort. Für das KATRIN Experiment ist ein maximaler Startwinkel von $\theta_{max} = 50,77^\circ$ gegeben. Insgesamt ergibt sich folgende Transmissionsfunktion $T(E_i, U_0)$:

$$T(E_i, U_0) = \begin{cases} 0 & \text{für } E_i < qU_0 \\ 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{E_i - qU_0}{E_i} \cdot \frac{B_i}{B_{min}} \right)} & \text{für } E_i \left(1 - \frac{B_{min}}{B_i} \right) \leq qU_0 \leq E_i \\ 1 & \text{für } qU_0 \leq E_i \left(1 - \frac{B_{min}}{B_i} \right) \end{cases} . \quad (3.10)$$

In Abbildung 3.6 ist die Transmissionsfunktion des Hauptspektrometers dargestellt. Der Energiebereich, in dem die Transmission von 0 auf 100% ansteigt, entspricht der Energieauflösung $\Delta E = 0,93 \text{ eV}$. Zur Vermessung des Energiespektrum der Zerfallselektronen wird die Retardierungsspannung schrittweise variiert und die Zählrate durch einen Detektor aufgenommen.

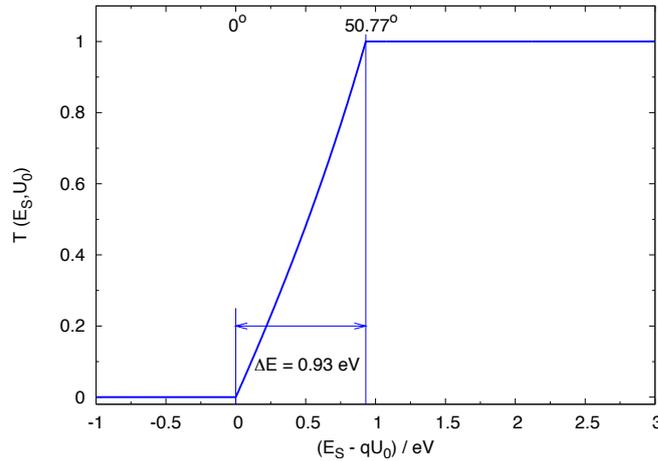


Abbildung 3.6: Transmissionsfunktion des Hauptspektrometers mit den Magnetfeldparametern $B_i = 3,6 \text{ T}$, $B_{min} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ T}$ und $B_{max} = 6 \text{ T}$. Für $\theta > \theta_{max} = 50,77^\circ$ werden die Elektronen durch B_{max} magnetisch reflektiert [Weg10].

Auf dem Weg von der Tritiumquelle zum Detektor werden die Zerfallselektronen zunächst von einem Vorspektrometer vorselektiert. Das Vorspektrometer besitzt eine Länge von 3,38 m, in der Analysierebene einen Durchmesser von 1,7 m und arbeitet wie ein Hochpassfilter. Lediglich hochenergetische Elektronen $> 18,3$ keV werden zum Hauptspektrometer hindurchgelassen, da nur diese über Informationen zur Bestimmung der Neutrinomasse verfügen. Der Elektronenfluss wird dabei von 10^{10} Elektronen/s auf 10^3 Elektronen/s reduziert. Die Magneten erzeugen ein etwa 4,5 T starkes Magnetfeld, das in der Analysierebene auf 20 mT abfällt. Die Energieauflösung von 100 eV für 18,6 keV ist vollkommen ausreichend als Funktion eines Vorfilters. Im Vor- sowie im daran anschließenden Hauptspektrometer liegen Drücke im Bereich 10^{-11} mbar an.

Die genaue Analyse der hochenergetischen Zerfallselektronen übernimmt das Hauptspektrometer mit einer Auflösung von 0,93 eV. Das Magnetfeld fällt von 4,5 T auf 0,3 mT ab. Damit der Flussschlauch von 191 Tcm^2 trotz abfallendem Magnetfeld erhalten bleibt, muss die Analysierebene sehr groß sein. Dies führt zu einer Hauptspektrometerlänge von 23,3 m mit einem Durchmesser von 10 m. In beiden Spektrometern werden quasi-masselose Drahtelektroden verwendet, die zur Abschirmung gegen Untergrundelektronen und zur Feinjustage des elektrischen Gegenfeldes fungieren. Im Hauptspektrometer werden zwei Lagen verwendet, die mit einer Potentialdifferenz von 100 V anliegen (s. Details unter [Hug08], [Val09], [Hil11]).

3.1.4 Die Detektion und Analyse der Zerfallselektronen

Die durch das Hauptspektrometer transmittierten Elektronen treffen zum Nachweis auf einen Detektor. Das Magnetfeld im Detektorbereich liegt bei 3 T und im Nachbeschleunigungsmodus sogar bei 6 T unter einem Druck von 10^{-10} mbar. Der eingesetzte Detektor muss nicht allein für hohe Magnetfelder ausgerichtet sein, sondern sollte eine ausreichend hohe Effizienz besitzen, um Elektronen mit Energien von bis zu 50 keV detektieren zu können. Die maximale Energie der Tritiumzerfallselektronen liegt zwar bei 18,5 keV, jedoch werden bei der Kallibration Elektronen mit Energien von bis zu 32 keV eingesetzt. Die Energieauflösung sollte im Bereich von $\lesssim 1$ keV liegen und für Elektronenraten von bis zu 10^5 Elektronen/s (Kalibrationsmessungen) ausgelegt sein.

Zudem sollte die Untergrundzählrate möglichst gering sein. Die aufgeführten Anforderungen werden durch den Einsatz einer segmentierten Si-Pin-Diode (148 Pixel) erfüllt. Die Segmentierung dient dazu Inhomogenitäten der magnetischen bzw. elektrischen Felder der Analysierebene bei der späteren Analyse berücksichtigen zu können.

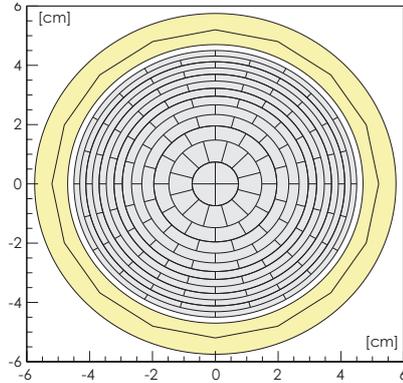


Abbildung 3.7: Segmentierte Si-Pin-Diode mit 148 Pixel [Val09].

Das erwartete kontinuierliche Energiespektrum der Zerfallselektronen ist in Abb. 3.8 dargestellt. Links (a) ist das gesamte Energiespektrum zu sehen, jedoch macht sich die Signatur der Neutrinomasse lediglich im Endpunktsbereich um 18,6 keV bemerkbar. In der rechten Abbildung (b) ist genau dieser Bereich dargestellt und zeigt zum Vergleich zwei Graphen für die Neutrinomasse $m_\nu = 0 \text{ eV}$ und $m_\nu = 1 \text{ eV}$.

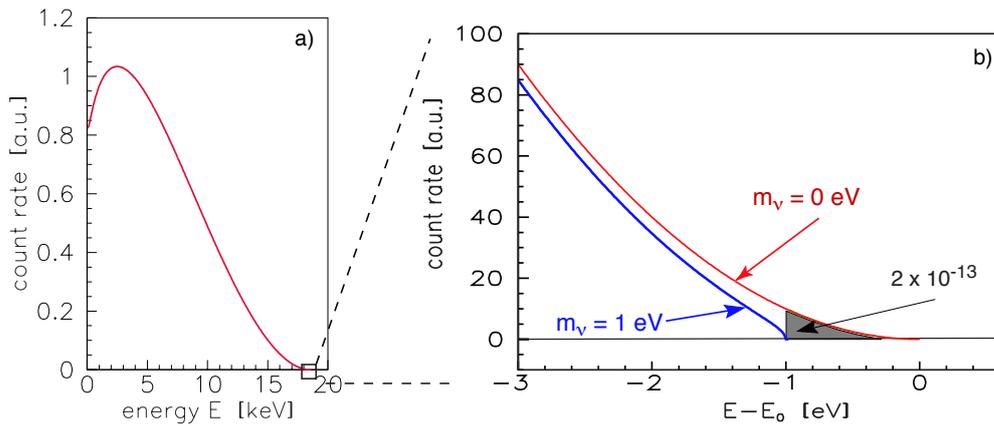


Abbildung 3.8: a) Gesamtes kontinuierliche Energiespektrum der Zerfallselektronen der Tritiumquelle. b) Endpunktsbereich des Energiespektrums um 18,6 keV. Zum Vergleich ist das Energiespektrum der Elektronen für die Neutrinomasse $m_\nu = 0 \text{ eV}$ und $m_\nu = 1 \text{ eV}$ dargestellt [Col04].

3.1.5 Anforderungen an das KATRIN Experiment

Für das KATRIN Experiment wird ein systematischer Fehler von $\Delta m_{\text{sys}}^2 < 0,0075 \text{ eV}^2$ gefordert. In der Analysierebene im Hauptspektrometer wird ein Potential von 18,6 keV mit maximalen Spannungsfluktuationen von $\sigma < 60 \text{ mV}$ anliegen. Die Spannung muss somit mit einer Genauigkeit von $\approx 3 \text{ ppm}$ zugänglich sein. Um diese Genauigkeit gewährleisten zu können, werden parallel zwei Kontrollmechanismen eingesetzt: ein hochpräziser Spannungsteiler und verschiedene Kalibrationsquellen. Eine Übersicht der Kontrollmechanismen ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht der Aufbau der kondensierten $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle für das KATRIN Experiment, für die ein automatisiertes Gassystem entwickelt wurde. Die Funktion der kondensierten $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle sowie eine genaue Beschreibung des Aufbaus und der einzelnen Komponenten werden im folgenden Kapitel erläutert.

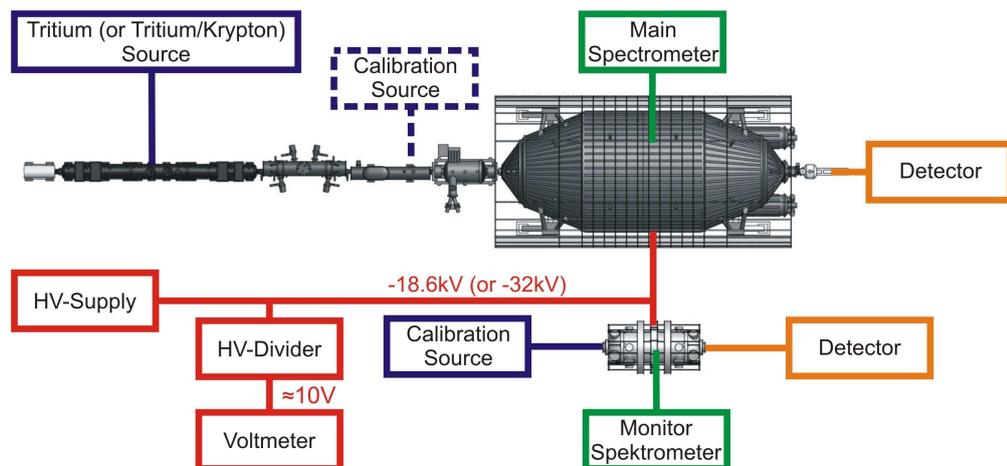


Abbildung 3.9: Kontrollmechanismen für das KATRIN Experiment. Zur Gewährleistung der notwendigen Genauigkeiten werden ein hochpräziser Spannungsteiler (**HV-Devider**) und verschiedene **Kalibrationsquellen** eingesetzt [Weg10].

4 Die $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle für das KATRIN Experiment

Der Einsatz von Kalibrationsquellen ist wesentlich für das Gelingen des KATRIN Experiments. Mit ihnen wird

- die Retardierungsspannung des Hauptspektrometers überwacht. Dies geschieht am sogenannten Monitorspektrometer (s. Abb. 3.9) sowohl online im Echtzeit-Modus als auch über die gesamte Laufzeit des Experiments hinaus (Langzeitüberwachung).
- die Transmissionsfunktion des Spektrometers bestimmt. Je nach Zeitplan wird zwischen zwei Operationsmechanismen unterschieden. Im ersten Fall werden zunächst die Transmissionsfunktionen des Vor- und Hauptspektrometers separat und anschließend die Kombination der Spektrometer bestimmt. Alternativ wird nur die Kombination aus Vor- und Hauptspektrometer getestet, wobei aber eine zusätzliche Unsicherheit durch eine Penning-Falle zwischen den beiden Spektrometern berücksichtigt werden muss [Val09].
- die Hauptbeamline überwacht bzw. eine Diagnose an der Hauptbeamline durchführt (s. Abb. 3.9).)

Für alle oben genannten Anwendungen eignet sich eine Kryptonquelle als natürlicher Standard. Da aber in jedem Fall eine Kontamination des angeschlossenen Systems unbedingt vermieden werden muss, ist die kondensierte $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle einer ^{83}Rb -Festkörperquelle aufgrund ihrer geringeren Halbwertszeit vorzuziehen. Die Halbwertszeit von $^{83\text{m}}\text{Kr}$ liegt bei 1,83 h, wohingegen die Halbwertszeit von ^{83}Rb bei 86,2 d liegt.

Da die kondensierte Quelle aber nicht in der Lage ist an allen Einbauorten gleichzeitig eingesetzt zu werden bzw. nicht ohne größere Umbauten (Umbauzeit mehr als drei Monate) von einem zum anderen Einsatzort transportiert werden kann, beschränkt sich der Einsatzbereich der kondensierten Kryptonquelle auf die Hauptbeamlinediagnostik und die Bestimmung der Transmissionsfunktion an der CPS (CryoPumping Section). Wohingegen wird die feste Rb-Quelle am Monitorspektrometer in der Monitorhalle eingesetzt. Da es sich beim Monitorspektrometer aber um ein separates Vakuumsystem handelt, das nur elektrisch an das Hauptspektrometer koppelt, hätte die dortige Untergrunderhöhung keinen negativen Einfluss auf den Untergrund des Hauptspektrometers. Im Folgenden wird nun die kondensierte Kryptonquelle im Detail vorgestellt. Die einzelnen Komponenten werden beschrieben, Eigenschaften vorgestellt und Arbeitsweisen aufgezeigt sowie Änderungen und Optimierungen gegenüber der letzten Entwicklungsstufen aus den Arbeiten von Jürgen Smollich [Smo08] und Beatrix Ostrick [Ost08] dargestellt und erläutert. Diese Diplomarbeit ist im Rahmen des Aufbaus der kondensierten Kryptonquelle entstanden.

4.1 Funktionsweise der kondensierten ^{83m}Kr -Kalibrationsquelle

Ein aufzukondensierendes Gas wird in einem Gasdosiersystem, dem sogenannten Gassystem, bei Raumtemperatur unter Vorhaltung eines konstanten Einlassdrucks durch ein thermomechanisches Gasdosierventil in eine zwischen 180 K und 200 K kalte Kapillare eingelassen, durch welche es auf ein etwa 30 K kaltes **H**ighly-**O**rdere**d-P**yrolytic-**G**raphite, kurz **HOPG**, Substrat geführt wird. Dort kondensiert das Gas auf der kalten Substratoberfläche und sofern es sich wie in diesem Fall um metastabiles radioaktives Krypton-Gas handelt, zerfällt es dort unter Aussendung von Konversionselektronen.

4.1.1 Konversionselektronen von ^{83m}Kr

Der Übergang angeregter Kerne in den Grundzustand kann zum einen über Aussendung von γ -Strahlung, zum anderen aber auch über den konkurrierenden Prozess der internen Konversion erfolgen. Interne Konversion bedeutet, dass angeregte Kerne mit ihren Hüllenelektronen elektromagnetisch wechselwirken. Die Anregungsenergien der Kerne werden dabei auf ein oder auch mehrere Hüllenelektronen übertragen, so dass diese den Atomverband verlassen können. Werden aus der Hülle von freien Atomen nun Elektronen mit der Konversionsenergie E_γ herausgelöst, ist in einfachster Näherung die Bewegungsenergie gleich der Überschussenergie

$$E_{\text{kin}} = E_\gamma E_B^{\text{Vak}} \quad (4.1)$$

mit E_{kin} als kinetische Energie der Konversionselektronen, E_γ als Kernanregungsenergie und E_B^{Vak} als Bindungsenergie bzgl. des Vakuums. Werden auf diese Weise nur einzelne Hüllenelektronen herausgelöst, so ist deren (Überschuss-)Energie quasimonoenergetisch, weil es durch die Heisenberg'sche Unschärferelation zu einer Verbreiterung der Linie aufgrund der unterschiedlichen Lebensdauern der beteiligten Niveaus kommt. In dem Fall von ^{83m}Kr bedeutet das eine Linienbreite gemäß der Lochniveaus, deren Lebensdauer kleiner als 150 ns ist [Ost08]. Sekundärprozesse wie Shake-Off Elektronen (Anregungen ins Kontinuum = Ionisation) heben sich energetisch deutlich von den Elektronen aus einfacher Konversion ab und sind somit leicht zu identifizieren [TAC73]. Im Falle der Erzeugung von Auger-Elektronen (ein Hüllenelektron fällt erst in ein Inner-Schalen-Loch, gibt seine Energie an ein anderes Hüllenelektron ab, welches dann den Atomverbund verlässt) sind diese wieder monoenergetisch und nach der „Sudden Approximation“ energetisch gleich denen des Konversionsprozesses [DW91].

Konversionselektronen entstehen beim Zerfall von ^{83m}Kr in den stabilen Grundzustand. Der langlebige angeregte (isomere) Zustand ^{83m}Kr entsteht zu 77,6% über Elektroneneinfang aus dem Isotop $^{83}_{37}\text{Rb}$. Die Abbildung 4.1 zeigt das Zerfallsschema. Dieser isomere Zustand bei 41,55 keV [Bro11] besitzt eine Halbwertszeit von $t_{1/2} = 1,83$ h und zerfällt über ein Zwischenniveau bei 9,4 keV.

Der Übergang vom Zustand $I = \frac{1}{2}^-$ nach $I = \frac{7}{2}^+$ hat eine Zerfallsenergie von 32,151 keV. Der Konversionskoeffizient dieses Übergangs liegt bei 2000. Dies bedeutet, dass die Relaxion über innere Konversion um den Faktor 2000 gegenüber der Relaxion über Aussendung eines γ -Quants bevorzugt wird. Die Konversionselektronen aus der K-Schale haben eine Überschussenergie von 17,824 keV und eine Linienbreite von 2,83 eV. Der zweite Übergang von $I = \frac{7}{2}^+$ nach $I = \frac{9}{2}^+$ ist mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = 154,4$ ns deutlich kurzlebiger und hat einen Konversionskoeffizienten von 20.

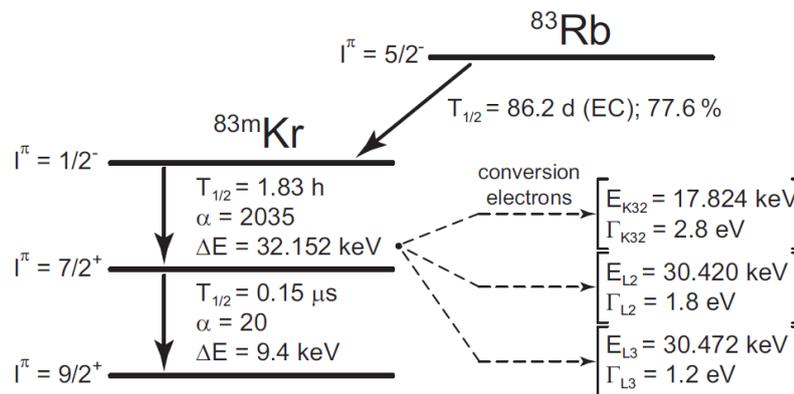


Abbildung 4.1: Das Zerfallsschema von ^{83m}Kr . Krypton entsteht über Elektroneneinfang des Mutterisotops ^{83}Rb . Der isomere Zustand zerfällt in einem zweistufigen Prozess. Die Konversionskoeffizienten α sind im Zerfallsschema angegeben [Ost08]

4.2 Aufbau der Münsteraner ^{83m}Kr -Kalibrationsquelle

Die Quelle lässt sich in drei Hauptbereiche unterteilen:

Zum einen das **Kryosystem**, welches im Wesentlichen die gesamte Peripherie zur Kühlung, zur Bewegung im Vakuum und das temperierte HOPG Substrat bereit hält (s. Kapitel 4.2.1). Dieses System trägt den zweiten Hauptbereich, den **Optikaufbau zur Laserellipsometrie** (s. Kapitel 4.2.2). Das dritte System bildet das **Gaseinlasssystem**, welches aufzufrierende Gase, hauptsächlich das aus dem Rb-Zerfall stammende ^{83m}Kr , vorhält und welches einen dosierten, kontrollierten Einlass ermöglicht und somit wesentlich die Filmqualität beeinflusst [Weg10].

Neben dem Aufbau der ^{83m}Kr -Kalibrationsquelle stehen die Optimierung und Automatisierung des Gassystems für die ^{83m}Kr -Kalibrationsquelle im Mittelpunkt dieser Arbeit und wird im folgenden Kapitel 5 im Detail beschrieben.

Alle drei Systeme funktionieren an sich autark¹, Kryo- und Gassystem sind dazu durch ein Ventil voneinander getrennt, die Laserellipsometrie koppelt bloß durch Fenster an das Vakuumsystem, deshalb sollen die einzelnen Systeme im Folgenden kurz charakterisiert werden.

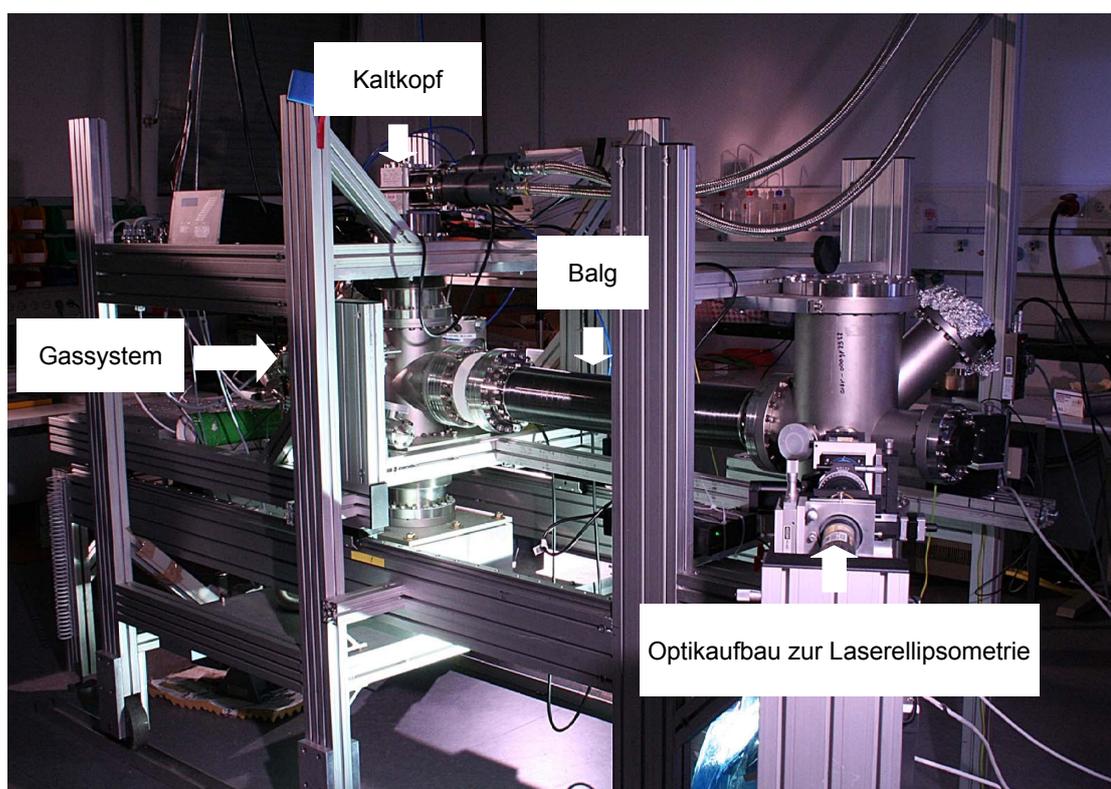


Abbildung 4.2: Die kondensierte Kryptonquelle in Münster. Hinten links (verdeckt) das Gaseinlass-System, im Zentrum der Balg zur Kopplung des statischen und beweglichen Teils des Kryosystems, im Vordergrund rechts der Aufbau zur Schichtdickenbestimmung mittels Laserellipsometrie.

¹Die Teilsysteme sind rein funktional trennbar, im Experiment greifen sie ineinander.

4.2.1 Das Kryosystem mit HOPG Substrat

Das Kryosystem besteht im Wesentlichen aus einem Kaltkopf der Firma Sumitomo Heavy Industries Ltd. Modell RDK-408E in einer massiven UHV-Kammer. In dieser Kammer koppelt thermisch der sog. Kühlfinger, ein massiver Kupferstab, einerseits an eben diesen Kaltkopf an, am anderen Ende trägt er ein 9x9 mm großes HOPG-Substrat, das über einen Widerstandsheizler auf einer gewünschten Temperatur von konstanten 10 K bis 100 K gehalten wird (s. Abb. 4.3). Dieser Kühlfinger mit Substrat ist zum Schutz vor thermischer Strahlung in einem 8 cm dicken Kupferrohr montiert (1 mm Wandung), dem 40 K-Schild. Die Fixierung des Kühlfingers in diesem Rohr ist mittels weniger Madenschrauben realisiert, um die thermischen Verluste über Wärmeleitung möglichst gering zu halten. Außen am 40 K-Schild ist eine Kapillare befestigt. Dabei handelt es sich um ein dünnes Kupferrohr, durch die das zu kondensierende Gas auf das Substrat gelangt. Damit die Kapillare aber nicht als Kühlfalle für die zu transportierenden Gase wirkt, kann sie mittels Heizung über Ohm'sche-Widerstände auf etwa 180 K gehalten werden. Im gesamten Kryosystem sind an verschiedenen Stellen Heizwiderstände und Temperatursensoren verbaut, die gewährleisten, dass die Temperaturen an entscheidenden Stellen nicht über- oder unterschritten werden. Diese Sensoren sind über ein PXI System der Firma National Instruments angeschlossen, welches als Software-PID Regler konstante Temperaturen einregelt und bei Über- oder Unterschreitung entsprechende Warnungen ausgibt.

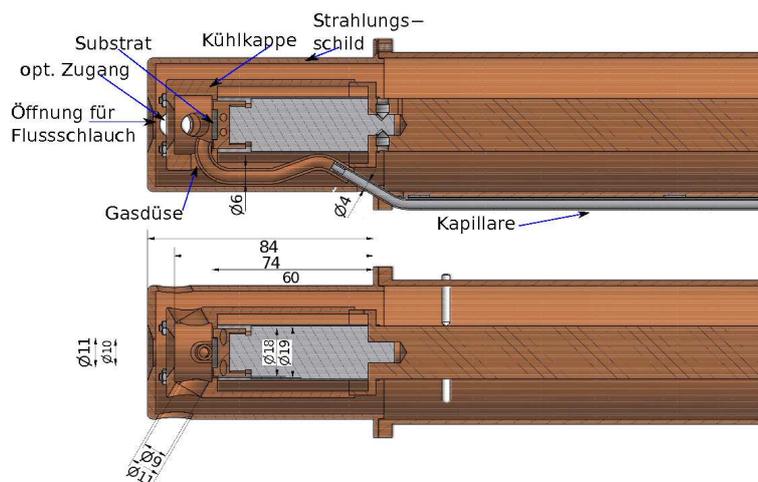


Abbildung 4.3: Kühlfinger mit Substrat [Weg10].

Gerade beim Ausheizen des Systems dürfen an einigen Stellen gewisse Temperaturen und Temperaturgradienten nicht überschritten werden, die zur Vollständigkeit hier erwähnt sein sollen:

Druckmessröhren mit Elektrik	50 °C
Turbopumpe am Gehäuse	120 °C
Kaltkopf am Gehäuse (oben)	50 °C
<i>Pfeiffer Ventile</i> : Ventil geöffnet	450 °C
<i>Pfeiffer Ventile</i> : Ventil geschlossen	350 °C
<i>Pfeiffer Ventile</i> : Aktuator	80 °C
<i>Pfeiffer Ventile</i> : Positionsanzeiger	80 °C
<i>Pfeiffer Ventile</i> : Solenoid	80 °C
<i>Pfeiffer Ventile</i> : Heizrate pro Std.	60 °C
<i>VAT-Ventile</i> : Ventil geöffnet	< 300 °C
<i>VAT-Ventile</i> : Ventil geschlossen	< 300 °C
<i>VAT-Ventile</i> : Aktuator	< 300 °C
<i>VAT-Ventile</i> : Heizrate pro Std.	60 °C.

Alle genannten Bauteile sind in einem massiven Kanya-Rahmen in einem UHV-System verbaut. Dieser lässt sich in zwei Baugruppen unterteilen: Eine statische Gruppe, die fest am Standort aufgebaut ist und keine Absolutbewegungen am Standort durchführt, im Gegensatz zu der beweglichen Baugruppe, dem sog. Schlitten, der relativ zum statischen Teil bewegt werden kann. Der Schlitten gleitet auf Linearführungen FDD25 der Firma Franke und ermöglicht das Ein- und Ausfahren des Substrates in die KATRIN-Beamline. Da während des gesamten Betriebs der Kryptonquelle ein Vakuum mit einem Restgasdruck von $< 5 \cdot 10^{-10}$ mbar herrschen muss, sind statisches und variables Vakuumsystem mit einem 110 mm Balg der Firma COMVAT gekoppelt. Dieser ermöglicht einen lateralen Hub von 150 cm.

4.2.2 Der Optikaufbau zur Laserellipsometrie - Ellipsometrie in PCA-Anordnung

Das System zur Laserellipsometrie wurde 2010 von Anne Wegmann in Münster aufgebaut und in Betrieb genommen [Weg10]. Die Laserellipsometrie ermöglicht eine Schichtdickenbestimmung der auf dem Graphitsubstrat kondensierten Filme. Bei dieser Messmethode kann man anhand der Polarisationsänderung des Lichtstrahls, welche durch die Vielstrahlinterferenz der an dem 3-Schichtsystem reflektierten Teilwellen entsteht, auf die Schichtdicke d des kondensierten Films zurückschließen (siehe Abb. 4.4). Bei

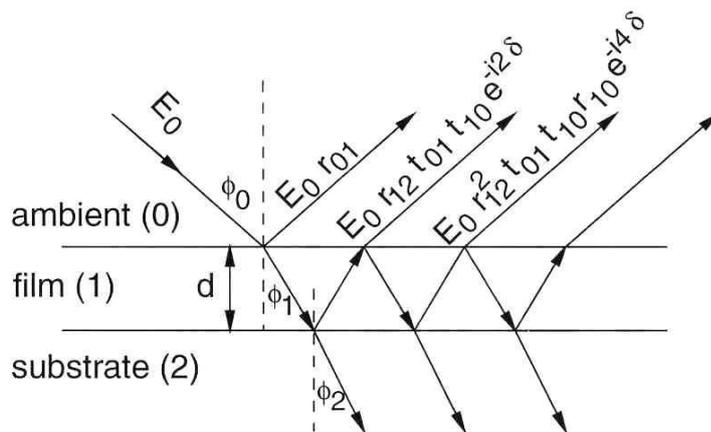


Abbildung 4.4: Reflexion und Transmission einer ebenen Welle an einem Mehrschichtsystem. Dargestellt ist ein 3-Schichtsystem (Vakuum-Film-Substrat), wobei die Grenzflächen als glatt und zueinander parallel angenommen werden. d ist die Filmdicke, auch Schichtdicke genannt, Φ_0 der Einfallswinkel und Φ_1 , Φ_2 sind die Brechungswinkel im Film bzw. im Substrat. r_{01} , r_{10} , r_{12} , t_{01} , t_{10} sind die komplexen Fresnel'schen Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten und δ ist der Phasenwinkel [Weg10].

der Nullellipsometrie wird ausgenutzt, dass ein elliptisch polarisierter Strahl nach der Reflexion an dem Substrat linear polarisiert sein kann. Dieses linear polarisierte Licht kann durch einen Analysator (Linearpolarisator) ausgelöscht werden. Somit muss für jede Filmdicke ein Wertepaar (P, A) bestimmt werden, für welches die detektierte Lichtintensität minimal wird.

Zur Untersuchung der Polarisationsänderung betrachtet man die Amplitudenreflexionskoeffizienten R_p des p-polarisierten Lichts und R_s des s-polarisierten Lichts:

$$R_p = \frac{r_{01p} + r_{12p}e^{-i2\delta}}{1 + r_{10p}r_{12p}e^{-i2\delta}} \quad (4.2)$$

$$R_s = \frac{r_{01s} + r_{12s}e^{-i2\delta}}{1 + r_{10s}r_{12s}e^{-i2\delta}} \quad . \quad (4.3)$$

Dabei ist δ die Änderung des Phasenwinkels

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}d\sqrt{N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \Phi_0} \quad . \quad (4.4)$$

Die Schichtdicke kann dann über folgende Gleichung bestimmt werden:

$$\rho = \frac{R_p}{R_s} = \mp \tan A e^{\mp 2i(P \mp \pi/4)} \quad \text{für } C = \pm \pi/4 \quad . \quad (4.5)$$

In Abb. 4.6 sieht man den aktuellen Aufbau am IKP. Dargestellt sind die Lichtquelle inklusive Abschwächer sowie Polarisator und Compensator. Mit diesem Aufbau wurden die Messungen zur Quantifizierung des Gassystems durchgeführt, welche im Kapitel 6 näher beschrieben werden.

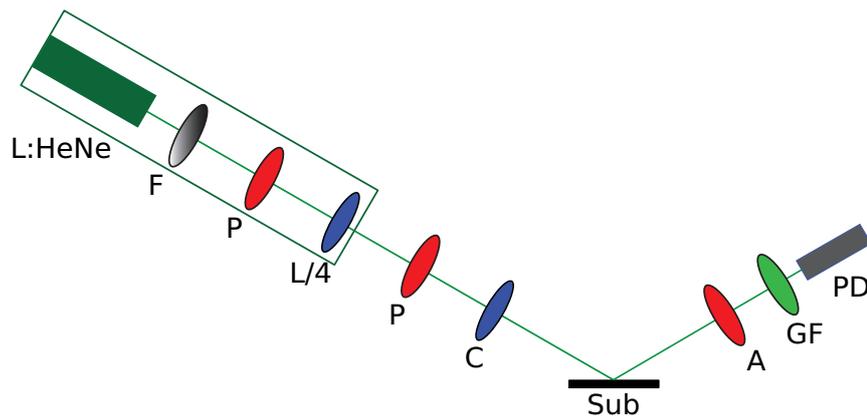


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Ellipsometrieaufbaus in Münster. Die Lichtquelle besteht aus einem grünen He-Ne-Laser, einem Neutrdichtefilter **F**, einem Linearpolarisator **P** und einem $\lambda/4$ -Plättchen **L/4**. Der austretende Laserstrahl ist zirkularpolarisiert. Der Strahl wird dann durch einen drehbaren Polarisator **P** und ein fest eingestelltes $\lambda/4$ -Plättchen **L/4** gelenkt, tritt durch das Vakuumfenster (hier nicht eingezeichnet) und trifft auf das Substrat **Sub**. Nach der Reflexion an dem Substrat tritt der Strahl wiederum durch ein Vakuumfenster aus der Apparatur aus. Der Strahl wird durch den Analysator und einen Grünlichtfilter **GF** geführt und dann wird dessen Intensität mit einer Photodiode **PD** gemessen [Weg10].

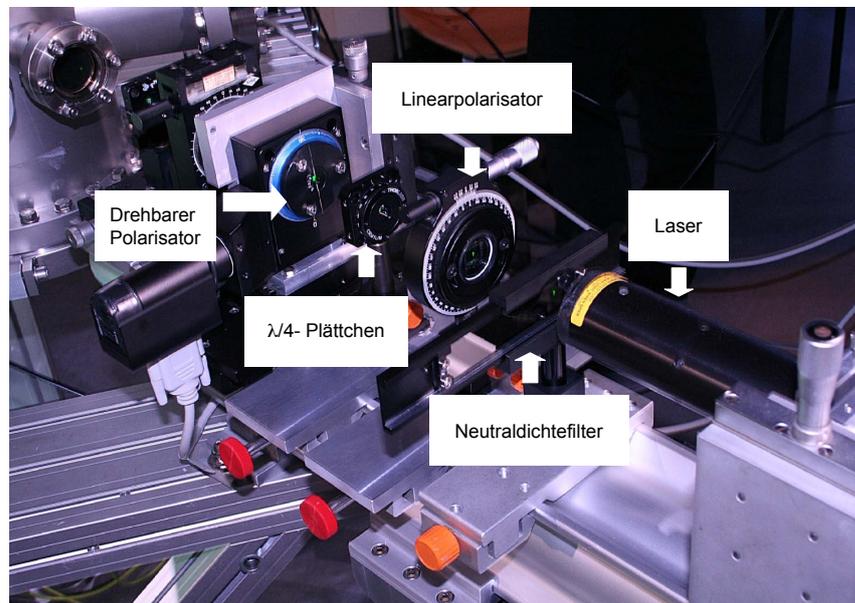


Abbildung 4.6: Die Nullellipsometrie in Münster. Von rechts: Laser, Neutrdichtefilter, Linearpolarisator, $\lambda/4$ -Plättchen, drehbarer Polarisator, $\lambda/4$ -Plättchen, Lochblende.

4.2.3 Das Gassystem

Das Gaseinlasssystem stellt diejenigen Gase bereit, welche die auf dem HOPG Substrat (siehe Kapitel 4.2.1) auffrieren sollen. Der Aufbau eines neuen, hinsichtlich der Automatisierung optimierten Gaseinlasses ist wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit und wird in Kapitel 5 im Detail näher beschrieben. Zunächst sollen vergangene Systeme vorgestellt werden, mit denen Erfahrungen gesammelt wurden, die entscheidend zur Optimierung des aktuellen Gaseinlasssystems beigetragen haben.

Während der Messungen zur Dissertation von Beatrix Ostrick kam ein von Matthias Prall in [Pra05] für das Mainzer-Neutrino-Experiment entwickeltes Gassystem zum Einsatz [Ost08].

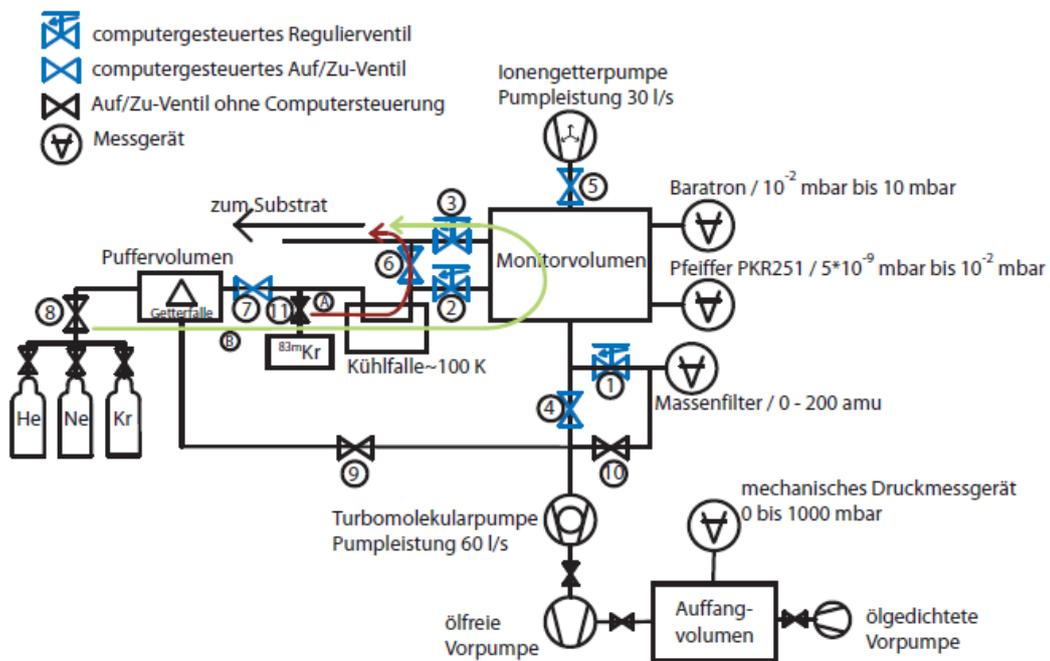


Abbildung 4.7: Schema des Mainzer Gassystems [Pra05].

Dieses Gassystem (s. Abb. 4.7 und 4.8) war in der Lage, gereinigte Gase kontrolliert und reproduzierbar aufzufrieren. Da sich in der Praxis aber gezeigt hat, dass die Automatisierung noch Raum für Optimierungen bereit hielt, die Funktionalität aber im manuellen Betrieb voll gegeben war, wurde dieses Gassystem fast ausschließlich im „Handbetrieb“ bedient [Ost08].

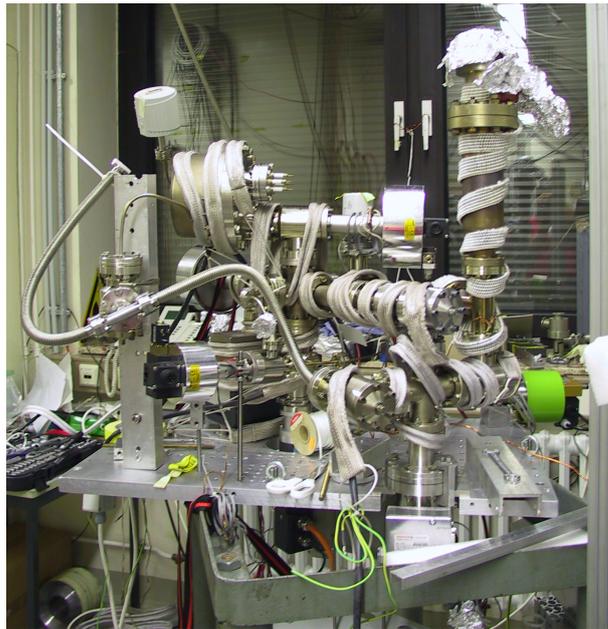


Abbildung 4.8: Foto des Mainzer Gassystems [Smo08].

Da aufgrund der Geometrie des KATRIN Experiments der Einsatz eines kompakteren Gassystems zur Untersuchung der Zählraten erforderlich war, wurde zu diesem Zweck das Gassystem in Münster unter Jürgen Smollich auf ein Minimalsystem zurückgebaut (s. Abb. 4.9 und 4.10) [Smo08].

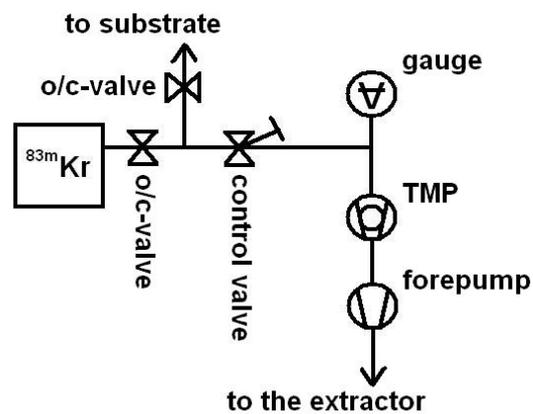


Abbildung 4.9: Schema des reduzierten Gassystems [Smo08].

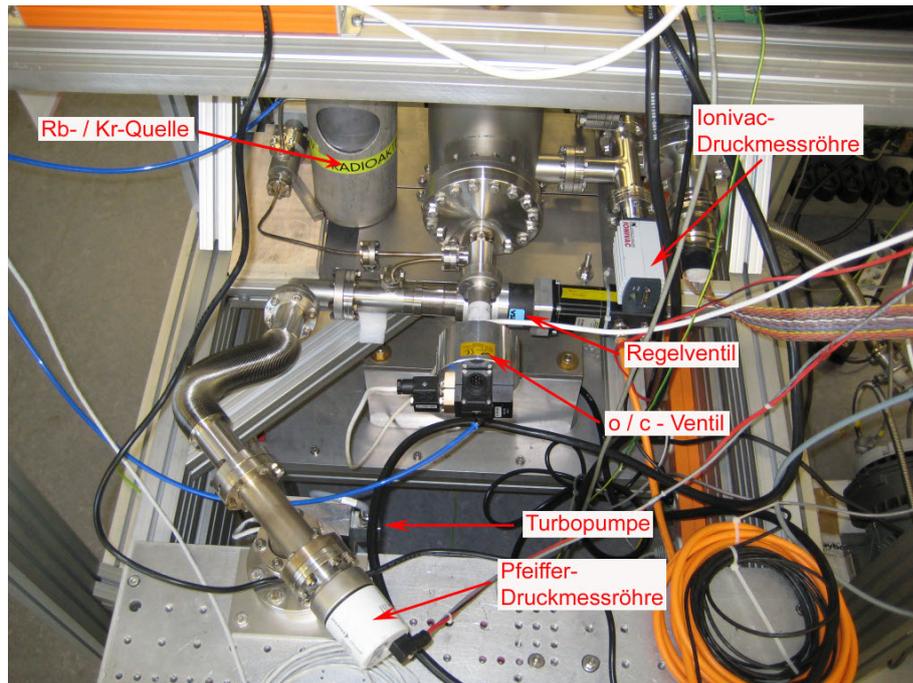


Abbildung 4.10: Foto des reduzierten Gassystems [Smo08].

Dieses reduzierte Gassystem war in der Lage kontinuierlich radioaktives Krypton auf das HOPG-Substrat zu bringen. Es ermöglichte aber weder das Auffrieren stabiler Gase noch war es fernbedienbar. Da für das KATRIN Experiment ein Höchstmaß an Automatisierung und Fernbedienbarkeit gegeben sein muss, wurde während dieser Arbeit ein neues Gassystem aufgebaut, das alle wesentlichen physikalischen Anforderung erfüllt und dabei maximal fernsteuerbar ist.

5 Aufbau und Automatisierung des Gassystems für die $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle

Im vorherigen Kapitel wurde bereits dargestellt, dass von dem Gassystem der $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle für das KATRIN Experiment die Bedingungen Kompaktheit, Automatisierung und Fernbedienbarkeit gefordert werden.

Alle Voraussetzungen werden durch den Einsatz des neuen Gassystems erfüllt, das im Folgenden im Detail vorgestellt wird.

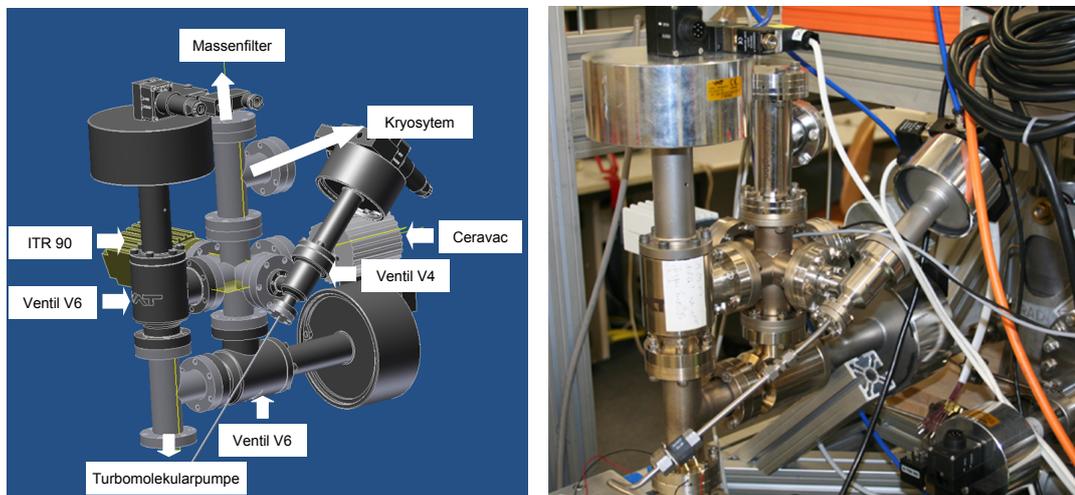


Abbildung 5.1: Das neue Gassystem für die $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle des KATRIN-Experiments.

Wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist, besitzt das neue Gassystem einen deutlich kompakteren Aufbau als das Vorgängersystem aus Mainz (vgl. Abb. 4.9). Ein Grund hierfür ist der Wegfall der Kühlfalle, die sich im Verlauf des Mainzer Experiments als nicht zweckmäßig erwies. Um zunächst ein Ultrahochvakuum zu erzeugen, wird das gesamte Gassystem mittels Turbomolekularpumpe (Pfeiffer Vacuum TMU 071 P) evakuiert, unterstützt von einer Vorpumpe (Pfeiffer Vacuum TSU 071 E). Ein Massenfilter dient zur Bestimmung der Gaszusammensetzung im Monitorvolumen. Mit Hilfe einer Druckmessröhre (Oerlikon Leybold Ionivac, Typ ITR 90) wird der Druck im Gassystem gemessen. Den Vorvakuumdruck des Gassystems überwacht eine Piraniröhre. Alle Drücke und Ventile des Systems können von einem Host-Computer mittels eines LabView-Programms über ein PXI-System der Firma National Instruments gesteuert und gelesen werden. Einzig bei dem thermomechanischen Regelventil Typ UDV 146 der Firma Pfeiffer Vakuum muss ein Regelbereich von Hand voreingestellt werden (vgl. Abb 5.2). Die Öffnung und Schließung erfolgt dann über den gewählten Bereich ebenfalls ferngesteuert unter Verwendung des Host-Computers.

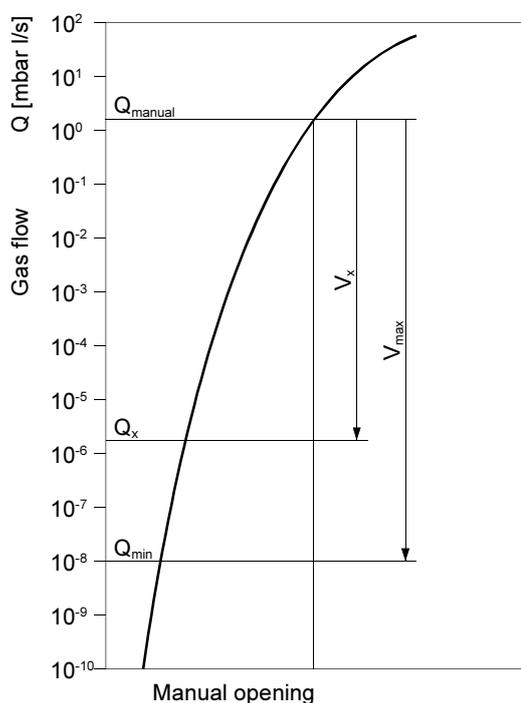


Abbildung 5.2: Typische Abhängigkeit zwischen Gasfluss und Heizspannung. Der Differenzdruck liegt dabei bei 1 bar [Pfea].

So können ohne manuellen Eingriff unterschiedliche Gase, sowohl metastabiles als auch stabiles Krypton, über unterschiedliche Ventilöffnungszeiten auf dem HOPG Substrat auffrieren. Zur Reinigung des aufzufrierenden Gases kann anstelle des Massenfilters eine Getterkutsche in das CF35-Kreuzstück eingeschoben werden.

5.1 Automatisierte Bedienung des Gassystems

Wie im vorherigen Kapitel bereits beschrieben wird das Gassystem komplett über einen Windows-PC mit NI LabView bedient. Im Vorfeld ist jedoch sicher zu stellen, dass alle Komponenten eingeschaltet und betriebsbereit sind. Ist dies der Fall, kann auf dem Host-PC NI-LabView gestartet und das Projekt „KRYPTON.LVP“ geöffnet werden. Über den Projekt-Dateibaum wird das „target.vi“ auf dem PXI-System ausgeführt und somit der Datenfluss der im Experiment anfallenden Daten sicher gestellt. Im Anschluss wird das „Host.vi“ auf dem lokalen Computer geöffnet und ausgeführt. Damit ist das System betriebsbereit.

5.1.1 Das LabView-Programm zur Steuerung der Kryptonquelle

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit lag in der Automatisierung der Steuerung des Gassystems. Im Rahmen dessen wurden neben der Beschaffung und dem Verbau fernsteuerbarer Komponenten eine Steuerungssoftware entwickelt, die eine Bedienung dieser Komponenten zuerst über einen Steuer-PC und später über eine KATRIN-einheitliche Slow-Control-Steuerung ermöglicht. Im Folgenden sollen zuerst die Grundstruktur bzw. der Aufbau des Programms und später die Bedienung der einzelnen Funktionen aufgezeigt werden.

Der Variablenserver

Aus der einleitenden Betrachtung wird bereits deutlich, dass die Steuerungssoftware der Kryptonquelle auf einer Server/Client-Architektur beruht. Die Server-Rolle übernimmt hierbei das NI-PXI System, auf dem ein sog. Variablenserver installiert ist.

Das PXI-System sammelt über seine verschiedenen Messkarten kontinuierlich Daten und speichert diese via Umgebungsvariablen im Netz bzw. auf dem Variablenserver ab. Gleichzeitig liest es von dem Variablenserver z.B. die Aktionsvariablen aus und setzt diese um. Der Windows-PC fungiert lediglich als Client, indem er online auf den Variablenserver zugreift, die vom PXI gesetzten Werte abfragt und gegebenenfalls bei Usereingaben (z.B. „Ventil 1 öffnen“) die entsprechende Aktionsvariable umsetzt. Diese Struktur Windows-PC - Variablenserver - PXI wurde bewusst eingeführt, da der Windows-PC leicht durch eine KATRIN-Slow-Control-Unit erweitert oder ersetzt werden kann. Das ist wichtig, da auf diese Weise eine Schnittstelle, der Variablenserver, für das Orca-System hergestellt wird. Gerade in der Anfangsphase des Experiments ist es notwendig, die KATRIN-Slow-Control auch lokal zu überwachen, bzw. eine evtl. noch nicht vorhandene Slow-Control-Struktur durch ein lokales System temporär zu überbrücken. Da die in LabView auf dem Variablenserver abgelegten Werte unter solchen Voraussetzungen von zwei unterschiedlichen Stellen verändert werden können, von ORCA und vom lokalen „Host.vi“ auf dem Windows-PC, ist es wichtig, dass die Daten nicht nur geschrieben sondern auch gelesen werden. Über den Umweg des Variablenservers wird nun z.B. eine Anforderung von ORCA (z.B. „Ventil 1 öffnen“) auf dem Variablenserver gesetzt, auf dem PXI umgesetzt und gleichzeitig von dem „Host.vi“ zurückgelesen, sodass die von ORCA initiierte Änderung auch im lokalen Windows-PC angezeigt wird. Auf diese Weise werden die Systeme synchron gehalten, wobei natürlich auf Dauer der Entfall des lokalen Windows-PCs geplant ist.

Wird das „Host.vi“ aufgerufen, öffnet sich die Statusseite Overview. Zudem können die Eckdaten bzw. Reiter Drücke, Temperaturen, Ventilsteuerung, Ellipsometrie, Pump Control, Motion Control und Optionen aufgerufen werden, die im Folgenden im Detail näher beschrieben werden.

Host.vi - Reiter „Overview“

Bei diesem Reiter handelt (s. Abb. 5.3) es sich um eine Übersicht aller wichtigen Eckdaten des Aufbaus. Es werden die aktuellen Drücke, Temperaturen sowie die Ventilstellungen angezeigt.

Auch Fehlfunktionen, wenn beispielsweise ein Ventil-Sollwert nicht dem Ventil-Istwert entspricht, werden entsprechend signalisiert. Die Funktionen der einzelnen Ventile V1-V10 werden im Unterkapitel Host.vi - Reiter „Ventilsteuerung“ näher beschrieben.

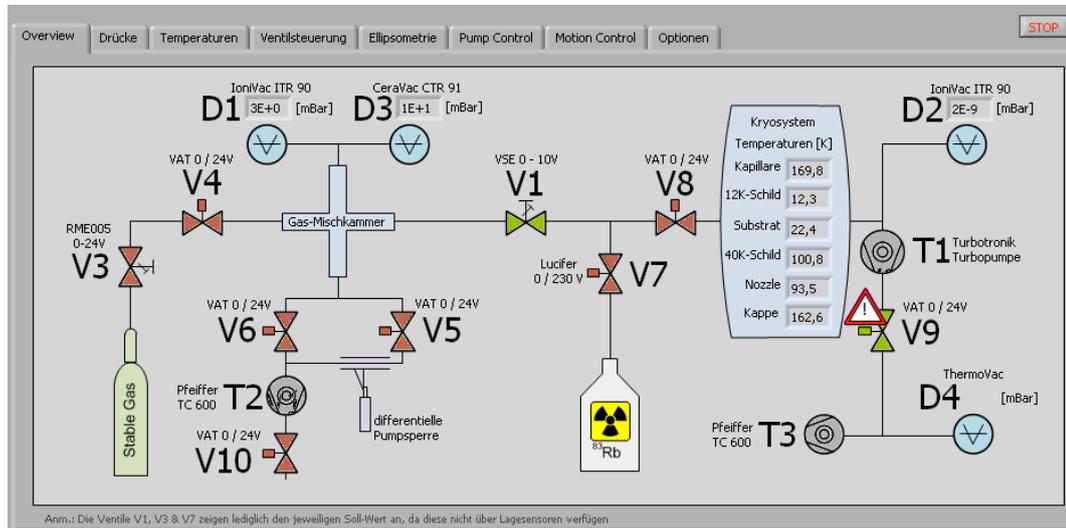


Abbildung 5.3: Die Statusseite des Krypton-Steuerungsprogramms. Es werden alle relevanten Eckdaten wie Drücke, Temperaturen und Ventilstellung etc. dargestellt.

Host.vi - Reiter „Drücke“

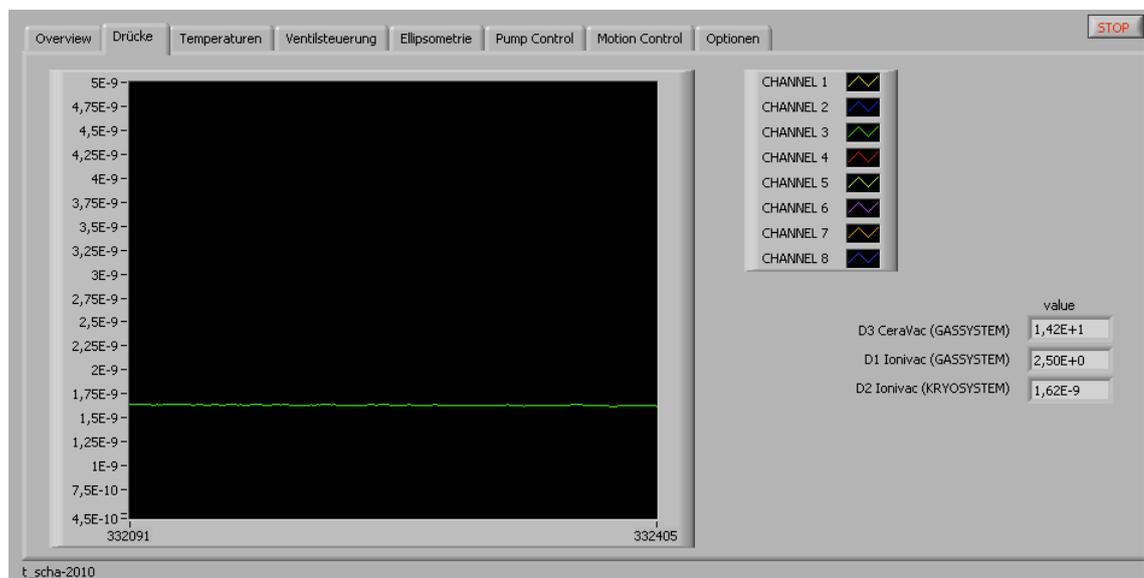


Abbildung 5.4: Die Druckanzeige im Krypton-Steuerungsprogramm. Es werden neben dem zeitlichen Verlauf der letzten 300 Sekunden auch die aktuellen Drücke in den Vakuumkammern angezeigt.

Im linken Teil von Abb. 5.4 wird der zeitliche Verlauf der überwachten Drücke in mbar der letzten 300 Sekunden (Zeit vom Benutzer frei wählbar) angezeigt. Die Zahlenwerte rechts stellen den aktuellen Druck ebenfalls in mbar dar. Hier ist auch angegeben, welche Druckröhre ausgelesen wird. Bei den dargestellten Werten handelt es sich um die vom PXI auf dem Variablenserver abgelegten Daten. Es werden im Falle der Druckauslese ausschließlich Werte ausgelesen - das Setzen von (Soll-) Drücken ist an dieser Stelle nicht möglich.

Host.vi - Reiter „Temperaturen“

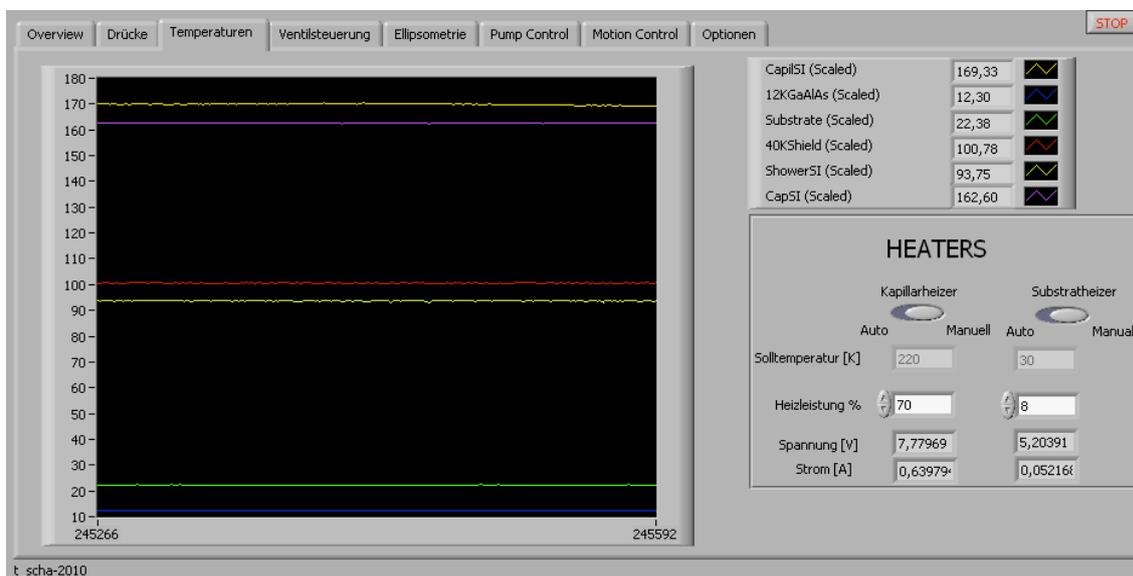


Abbildung 5.5: Die Temperaturanzeige des Krypton-Steuerungsprogramms. Es wird neben den aktuellen Temperaturen und dem zeitlichen Verlauf der etwa letzten 300 Sekunden die Möglichkeit der Heizungssteuerung gegeben.

Im linken Teil von Abb. 5.5 ist der zeitliche Verlauf der überwachten Temperaturen in Kelvin über die letzten 300 Sekunden dargestellt. Die Rückschauzeit ist variabel und kann vom Benutzer nahezu frei gewählt werden. Zusätzlich ist auf diesem Reiter ein Kontrollfeld platziert, das die Möglichkeit der Heizungssteuerung ermöglicht. In diesem kann der Benutzer eine Wunschtemperatur in Kelvin eingeben und die Heizer regeln selbstständig mittels in LabView-umgesetzten PID-Regler die gewünschte Solltemperatur. Alternativ kann von dem Automatik-Modus auf einen manuellen Modus umgeschaltet werden, durch Umlegen des Schalters von „Auto“ auf „Manual“.

In diesem Modus wird eine konstante Heizleistung auf die beiden angeschlossenen Heizwiderstände gegeben. Die Anzeige in % bezieht sich dabei auf das analoge Ausgangssignal (0 – 10 V), welches die externen Netzgeräte ansteuert. Bei den derzeit verbauten Netzgeräten entsprechen 100% Heizleistung einer Spannung von 32 V pro Heizer mit einem Spitzenstrom von bis zu 5 A. Die beiden fernsteuerbaren EA-Netzteile sind im sog. HV-Schrank in einem Einschub verbaut. Die Heizleistung hängt sehr stark vom verbauten Heizwiderstand ab. Die Wärmeleistung ist nach dem Ohm'schen Gesetz abhängig vom Widerstandswert, welcher vom spezifischen Widerstand des Materials, dessen Querschnitt und Länge sowie dem elektrischen Stromdurchfluss und damit von der angelegten Spannung abhängig ist.

Host.vi - Reiter „Ventilsteuerung“



Abbildung 5.6: Die Ventilsteuerseite des Krypton-Steuerungsprogramms. Von hier aus können alle Ventile geöffnet und geschlossen werden. Zusätzlich werden die Lagesensoren ausgewertet sowie Soll- und Ist-Stellungen der Ventile verglichen.

Dieses Panel ermöglicht das ferngesteuerte Öffnen und Schließen der Ventile (vgl. Abb. 5.6). Eine Einbauübersicht gibt einerseits der Reiter „Overview“ und andererseits tragen die Ventile eindeutige Bezeichnungen V1 bis V10 und sind mit diesen Bezeichnungen auch am Experiment gekennzeichnet.

Bei den Ventilen V1 und V3 handelt es sich um Regelventile, der Port V2 ist als solches für ein weiteres Regelventil vorbereitet und reserviert, jedoch derzeit unbenutzt. Die Ventile V4 bis V10 sind Auf/Zu-Ventile.

Das Ventil V1 ist ein thermomechanisches ganzmetallgedichtetes UHV CF35 Gasdosierventil, d.h. es wird manuell am Korpus mittels einer Rändelschraube eine genau festgelegte Öffnung und somit ein definierter Fluss durch das Ventil erzeugt und anschließend durch das Anlegen einer Heizspannung an ein thermischen Dehnelement wird dieser verringert. Hierbei ist zu beachten, dass an einem manuell geschlossenen Ventil keine Heizspannung angelegt wird, da der Ventilteller sonst Schaden nimmt. Als sinnvolles Wertepaar wurde mit dieser Diplomarbeit die Kombination:

- Ventil-Voröffnung händisch: 3,5 Umdrehungen
- Ventil-Schluss thermomechanisch: Heizspannung 12V DC
(Ventilöffnungskurve siehe 5.2)

herausgearbeitet. Über dieses Ventil erfolgt der Einlass des im Gassystem bereitgehaltenen Gases. Bei Ventil V3 handelt es sich um ein elektromagnetisch betriebenes KF-Gasdosierventils. Dieses benötigt eine Eingangsspannung zwischen 0-24 V DC, um mit der in Abb. 5.7 dargestellten Öffnungskennlinie Gas einzulassen.

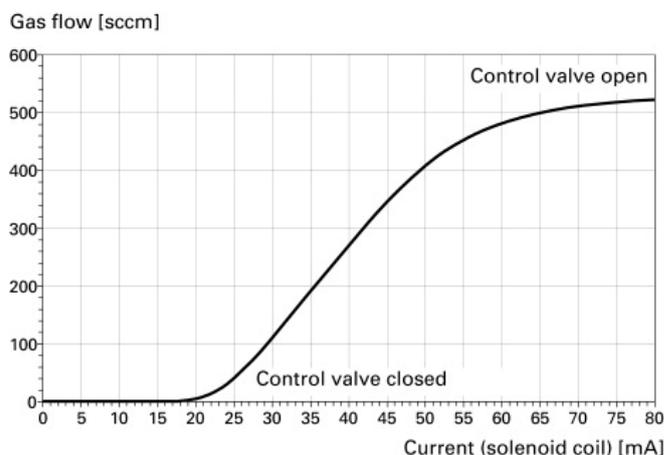


Abbildung 5.7: Öffnungskennlinie des elektromagnetisch betriebenen Gasdosierventil (V3) [Pfeb].

Dieses Ventil ermöglicht den kontrollierten und dosierten Einlass von stabilem Krypton in ein evakuiertes Gassystem.

Ventil V4 ist ein ganzmetallgedichtetes UHV CF16 Auf/Zu-Ventil, gesteuert über das Aufschalten von 0 V DC (Ventil ZU) bzw 24 V DC (Ventil AUF). Dieses trennt die Gasflasche, die das stabile Krypton beinhaltet, sicher vom Gassystem ab. Das ist zum einen nötig im Falle eines Stromausfalls (Failsafe-Mode), aber auch nützlich aufgrund der Tatsache, dass der Anschluss der Gasflasche an das Gassystem über ein KF-Kapillarrohr erfolgt, welches im Alltag unter Umständen anfällig gegenüber kleinen Leckagen ist. Das Ventil V3, welches zwischen V4 und der Gasflasche zur Dosierung verbaut ist, ist ein Viton-gedichtetes Ventil, womit der erreichbare Enddruck im Gassystem um etwa eine Größenordnung herabgesetzt wird.

Ventil V5 und V6 sind ganzmetallgedichtete UHV CF35 Auf/Zu-Ventile, gesteuert über das Aufschalten von 0 V DC (Ventil ZU) bzw 24 V DC (Ventil AUF). Diese beiden parallel geschalteten Ventile trennen die Turbopumpe vom Gassystem. Im Gehäuse von Ventil V5 ist eine differentielle Pumpsperre verbaut, die es der Turbopumpe ermöglicht, bei Ventilöffnung gegen Atmosphärendruck zu pumpen, ohne dass diese sich hierbei „verschluckt“. In der frühen Phase dieser Diplomarbeit hat sich herausgestellt, dass die Turbopumpe bei einem zu großen Differenzdruck zur Sicherheit herunterfährt und somit ungewollt das System „von hinten“ belüftet. Aus diesem Grund öffnet bei einem Druck im Gassystem von > 1 mbar zuerst das Ventil V5 solange bis der Druck auf einen Wert von $< 0,01$ mbar abgefallen ist. Im Anschluss kann dann das Ventil V6 bedenkenlos geöffnet werden, um den nötigen Pumpquerschnitt zur Erreichung des Enddrucks von $< 5 \cdot 10^{-10}$ mbar zur Verfügung zu stellen.

Das Ventil V7 ist ein 230 V AC-gesteuertes ganzmetallgedichtetes CF16 UHV Auf/Zu-Ventil, welches direkt an der radioaktiven Kryptonquelle montiert ist. Es öffnet beim Anlegen 230 V AC und ermöglicht den Einlass von radioaktivem Krypton in das Gassystem.

Ventil V8 ist ein ganzmetallgedichtetes Auf/Zu-Ventil (0 V DC (Ventil ZU) bzw 24 V DC (Ventil AUF)), welches das Gassystem vom Kryosystem trennt.

Die Ventile V9 und V10 sind sog. „Shutter“. Es handelt sich um DN 25 ISO-KF- Ventile, die bei Stromausfall den Gasfluss zwischen den beiden an der Kryptonquelle montierten Turbo- und Vorpumpen stoppen, um so einen Vakuumeinbruch zu verhindern.

Dieses ist ebenso über eine +24 V DC-Schaltung realisiert. Mit Ausnahme des 230 V AC Auf/Zu-Ventils sind alle Auf/Zu-Ventile mit einem Lagesensor ausgestattet. Diese werden auf die Logik „Ist-ZU?“ ausgelesen. Es kann folglich mit Bestimmtheit gesagt werden, ob das Ventil geschlossen ist. Ein nur teilweise geöffnetes Ventil kann hiermit nicht erkannt werden. Auch werden Soll- und Ist-Position der Ventile permanent verglichen. Sobald eine Abweichung detektiert wird, wird ein Fehler durch Blinken und Farbwechsel angezeigt.

Host.vi - Reiter „Ellipsometrie“

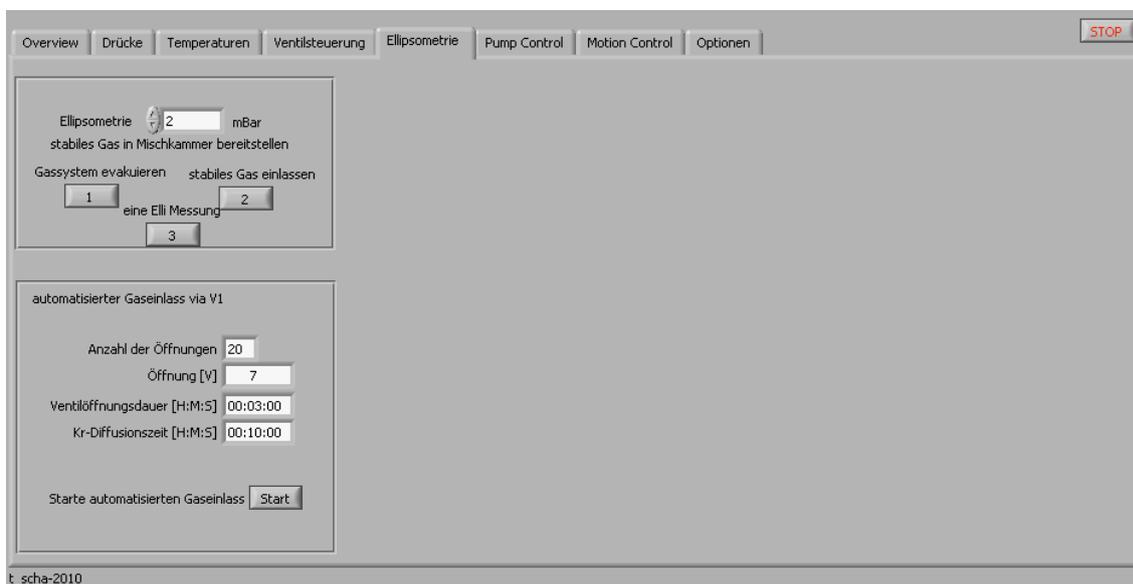


Abbildung 5.8: Die Ellipsometrieseite des Krypton-Steuerungsprogramm. Es werden die Einstellmöglichkeiten sowie Statusinformationen zur Ellipsometrie angezeigt.

Mit diesem Teilprogramm (vgl. Abb. 5.8) ist die automatisierte Ellipsometrie-Messung möglich. Es kann das Gassystem für eine Ellipsometrie-Messung vorbereiten und im Anschluss eine Ellipsometrie-Messung auslösen. Auf diese Weise konnte die Vermessung des Brechungsindex von stabilem Krypton für die Diplomarbeit von Anne Wegmann umgesetzt werden, welche eine bis dato nicht erreichte Präzision darstellt. Durch die Automatisierung konnte die (P,A)-Referenzkurve sehr viel kleinschrittiger gemessen werden, als dies in der Vergangenheit manuell realisierbar war [Weg10].

Somit wurde die Kryptonquelle um die Möglichkeit einer systematischen Untersuchung von Brechungsindizes aufkondensierter Gase, Grenzflächeneffekten und Filmqualitäten, wie Reinheit und Dichte, erweitert. Die Details zur Auswertung sowie zum Steuerprogramm der Rotortische sind in der Diplomarbeit von Anne Wegmann [Weg10] beschrieben. Da das Programm von Anne Wegmann auf einem Windows-PC entwickelt wurde und zum Zeitpunkt der Messungen für diese Diplomarbeit ein Treibersatz für ein PXI-System umgesetzt war, schafft das Hauptprogramm der Kryptonquelle lediglich eine Schnittstelle zu diesem Windows-PC, indem über eine Messleitung ein Signal zur Steuerung ausgetauscht wird. Dies bedeutet, dass der Befehl „eine Elli-Messung starten“ auf der Messleitung für eine frei definierbare Zeit einen Wert, den so genannten „Start-Flag“ setzt, faktisch +5 V DC, auf welchen der Ellipsometrie-Windows-PC triggert, lokal die Ellipsometriemessung steuert und nach Abschluss selbst einen +5 V DC Flag, den „Fertig-Flag“ sendet. In dieser Konstellation erfolgt eine Ellipsometrie-Messung automatisch in der Abfolge: Gas-System vorbereiten, was bedeutet, dass das Gassystem evakuiert und anhand eines einstellbaren Fülldrucks mit stabilem Gas befüllt wird. Danach wird das thermomechanische Ventil für eine einstellbare Zeit geöffnet und zwar so, dass für die „Ventilöffnungsdauer“ der Wert der Heizspannungsversorgung auf den gewählten Spannungswert herabgesetzt wird. Anschließend wird das Ventil wieder dadurch geschlossen, dass der Spannungswert auf den ursprünglichen Heizwert zurückgesetzt wird. Darauf folgt die „Diffusionszeit“, eine Zeit, die das Gas zum Zurücklegen des Weges bis auf das Substrat benötigt. Diese Zeit, die abhängig von der Druckdifferenz der beiden Vakuumsysteme sowie von den Strömungsquerschnitten der einzelnen Bauteile und hat sich im Experiment zu etwa 15 min ergeben. Nach dieser Zeit war im Durchschnitt der „Schluck“ Gas komplett durch die Kapillare auf das Substrat gelangt und ist dort kondensiert. Im Anschluss an die Diffusionszeit wird über den oben beschriebenen Trigger die Ellipsometriemessung gestartet, bevor nach dem Empfang des „Fertig“-Flags der Zyklus erneut startet. Die Anzahl der Zyklen wird über das Feld „Anzahl der Öffnungen“ vom Benutzer vorgegeben.

Host.vi - Reiter „Pump Control“ und „Motion Control“

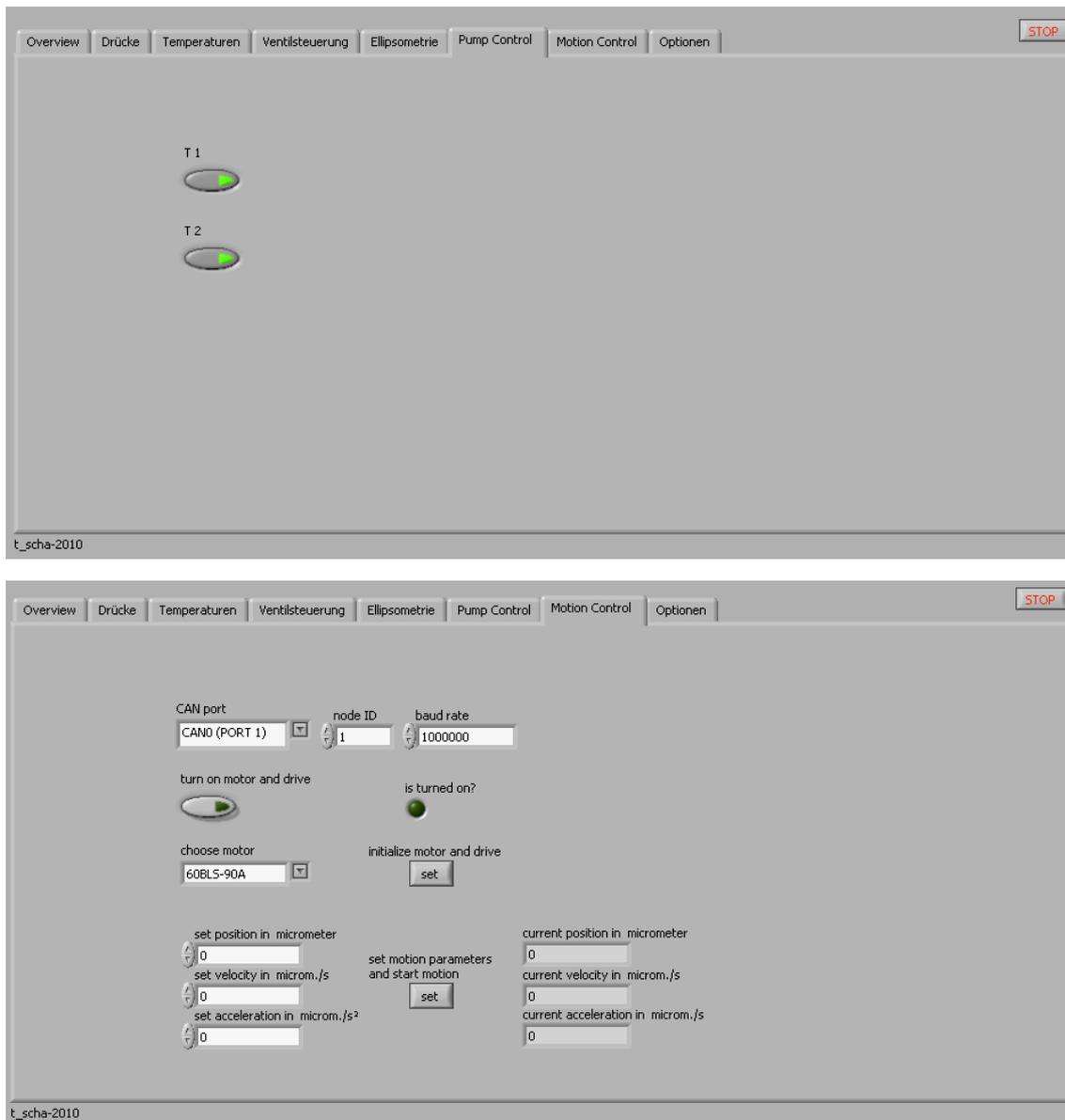


Abbildung 5.9: Die Felder „Pump“ Control und „Motion Control“ ermöglichen das Einstellen von Motoren und Turbopumpen und sollen in Zukunft den Status der angeschlossenen Systeme ausgeben (s. [Bot11]).

In diesem Abschnitt des Programms werden derzeit die Schaltpulse zum Hoch- und Runterfahren der verbauten Turbomolekularpumpen über einfache Kippschalter gesetzt sowie die Steuerung und Konfiguration der Motoren zur Bewegung der Kryptonquelle dargestellt (s. Abb 5.9).

Neben den Basis-Funktionen, die im Rahmen dieser Arbeit implementiert wurden, folgen weitere Funktionen wie das Auslesen von Statusinformationen der Turbomolekularpumpen (z. B. Drehzahl, Temperatur und Last), die Richard Bottesch derzeit umsetzt und in seiner Diplomarbeit vorstellen wird [Bot11].

Host.vi - Reiter Optionen

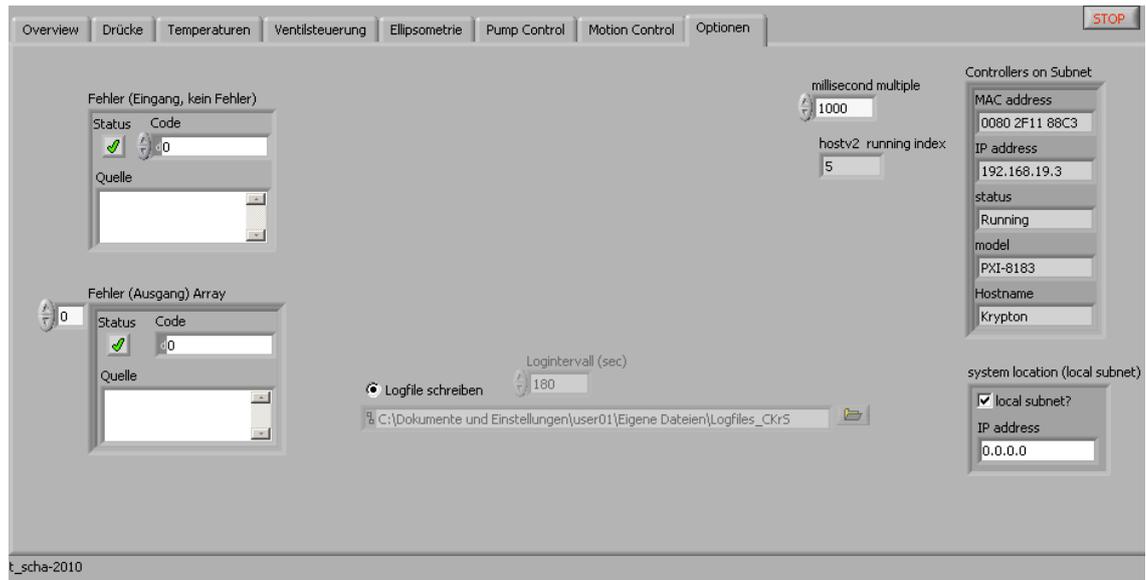


Abbildung 5.10: Die Optionsseite des Krypton-Steuerungsprogramms gibt einen Überblick über die Netzwerkverbindung, das angeschlossene PXI-System und ermöglicht die Erstellung von Logfiles lokal auf dem Messrechner.

Das Optionsfeld gibt im Wesentlichen LabVIEW-Codefehler aus sowie Hardwareinformationen zu dem angeschlossenen PXI-System (s. Abb. 5.10). Als wichtigste Funktion dieses Reiters lässt sich das Optionsfeld „Logfile schreiben“ hervorheben. Dieses ermöglicht dem Benutzer nach jedem unter „Logintervall“ definierten Zeitraum sämtliche wichtigen Statusdaten der Kryptonquelle in einer Datei abzuspeichern. Diese Funktion hat sich als sehr nützlich im Bezug auf die Fehlersuche und Datenanalyse herausgestellt, da so zu jeder Messung die entsprechenden Umgebungsbedingungen protokolliert sind.

Target.vi

Das Target.vi läuft auf dem NI-PXI in einer LabView Realtime-Umgebung (vgl. Abb. 5.11). Einmal ausgeführt, läuft es dauerhaft im Hintergrund als Datenserver. Hierbei führt es verschiedene Sub-VIs aus, über die die eigentlichen Messdaten gesammelt und an den Variablenserver übergeben werden. Dieses VI muss vor dem „Host.vi“ gestartet werden, da es die Startwerte für eben jenes „Host.vi“ festlegt. Wird das „Host.vi“ ausgeführt, ohne dass dabei das „Target.vi“ läuft, so werden keinerlei Daten zwischen Host-Computer oder ORCA-System und dem Experiment vermittelt.



Abbildung 5.11: Beim „Target.vi“ handelt es sich um ein Kontroll-Programm des Datenservers. Nur durch Ausführung dieses VIs werden alle benötigten Substrukturen auf dem Real-Time Betriebssystem ausgeführt und eine korrekte Datennahme und Steuerung ermöglicht.

6 Inbetriebnahme und Testmessungen mit dem automatisierten Gassystem

Der Einsatz der $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle im Rahmen des KATRIN-Experiments dient im Wesentlichen der KATRIN-Hauptbeamline-Diagnostik. Zu diesem Zweck wurde die Kryptonquelle des Mainzer-Neutrinomassenexperiments 2007 in Münster umgebaut, so dass sie den Anforderungen von KATRIN genügt. In diesem Zusammenhang wird zum einen nach alternativen Wegen für die Laserellipsometrie gesucht [Weg10], [Spi11], zum anderen wird die Kryptonquelle dort an die durch KATRIN vorgegebenen geometrischen und physikalischen Gegebenheiten angepasst. Hierbei lag der Fokus neben einer Bau- raumoptimierung auf der Automatisierung der gesamten Kryptonquelle. Physikalische Grundlagen der Quelle sowie die Einsetzbarkeit im Experiment bezüglich Reproduzierbarkeit der Ergebnisse, Langzeitstabilität und Zählratenoptimierungen wurden bei der Planung des Designs für das Gassystem berücksichtigt. Diese Thematiken wurden im Vorfeld durch die Dissertation von Beatrix Ostrick bezüglich Reproduzierbarkeit und Stabilität der $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Linienlage [Ost08] sowie die Diplomarbeit von Jürgen Smollich in Bezug auf die Zählratenoptimierung [Smo08] analysiert und abgehandelt. Im Rahmen des Aufbaus und der Quantifizierung des automatisierten Gassystems werden im Folgenden ausgewählte Messungen vorgestellt.

6.1 Ausheizen der Apparatur

Beim Aufbau von Vakuumapparaturen ist ein sauberes Arbeiten erforderlich, um die gewünschten Enddrücke zu realisieren. Die im Laboralltag am häufigsten auftretenden Verunreinigungen sind neben Ölen von Schrauben bzw. Dichtungen und Hautfett, das durch unsachgemäße Handhabung in die Apparatur getragen wird, auch aufkondensierte Verunreinigungen aus Gasen und Dämpfen. Zur Vermeidung von Verunreinigungen wurden daher alle verbauten Teile vor dem Einbau im Ultraschallbad gereinigt, entfettet und nach dem Trocknen ausschließlich mit nicht-gepuderten Latex-Einmalhandschuhen berührt. Zusätzlich kann das Gassystem, im Wesentlichen ein System aus Edelstahlkomponenten, unter Vakuum ausgeheizt werden, so dass der größte Teil der flüchtigen Bestandteile aus den Metallwänden ausgetrieben werden kann. Diese ausgetriebene Desorption wird durch Adsorption und Absorption an Restgasmolekülen, überwiegend an Wasser, gebunden und abgepumpt, da sie sonst unter Vakuum nach und nach wieder desorbieren würde [Vak10].

Raumluft enthält etwa 10 g Wasserdampf pro Kubikmeter. Dieser kann von allen Oberflächen der Apparatur adsorbiert werden kann. Daraus folgt ein weiterer Vorteil der Kompaktheit des neuen Gassystems mit minimaler Oberfläche, so dass eine maximale Unterdrückung des Phänomens Adsorption gewährleistet ist. Diese ist im speziellen Fall des Wassers aufgrund der starken Polarität der Wassermoleküle besonders ausgeprägt. Neben Wasser können aber auch andere Stoffe an den Oberflächen adsorbiert werden. Auch bestimmte Metalle wie Cadmium, Zink oder Magnesium können bei einigen 100 °C in merklicher Menge verdampfen. Ebenfalls diffundieren Stoffe aus den Metallwänden heraus, die im Restgas nachgewiesen werden können.

Die Desorptionsrate der Metalloberflächen in einer Vakuumapparatur führt zu einer zeitabhängigen Gasmenge, einem Gasanfall. In guter Näherung kann davon ausgegangen werden, dass die Abnahme ab einem Zeitpunkt $t > t_0$ linear mit der Zeit erfolgt. Der angenommene Wert für t_0 beträgt typischerweise eine Stunde [Vak10].

Der Gasanfall lässt sich damit beschreiben als:

$$Q_{\text{des}} = q_{\text{des}} \cdot A \cdot \frac{t_0}{t} \quad . \quad (6.1)$$

Diese Gleichung beschreibt die Desorption mit der Zeit [Jou09]. Hierbei ist q_{des} die flächenbezogene Desorptionsrate des Werkstoffes, A die innere Oberfläche des Vakuumbehälters, t_0 der Startzeitpunkt und t die Zeit.

6.1.1 Das Restgasspektrum des Gassystems

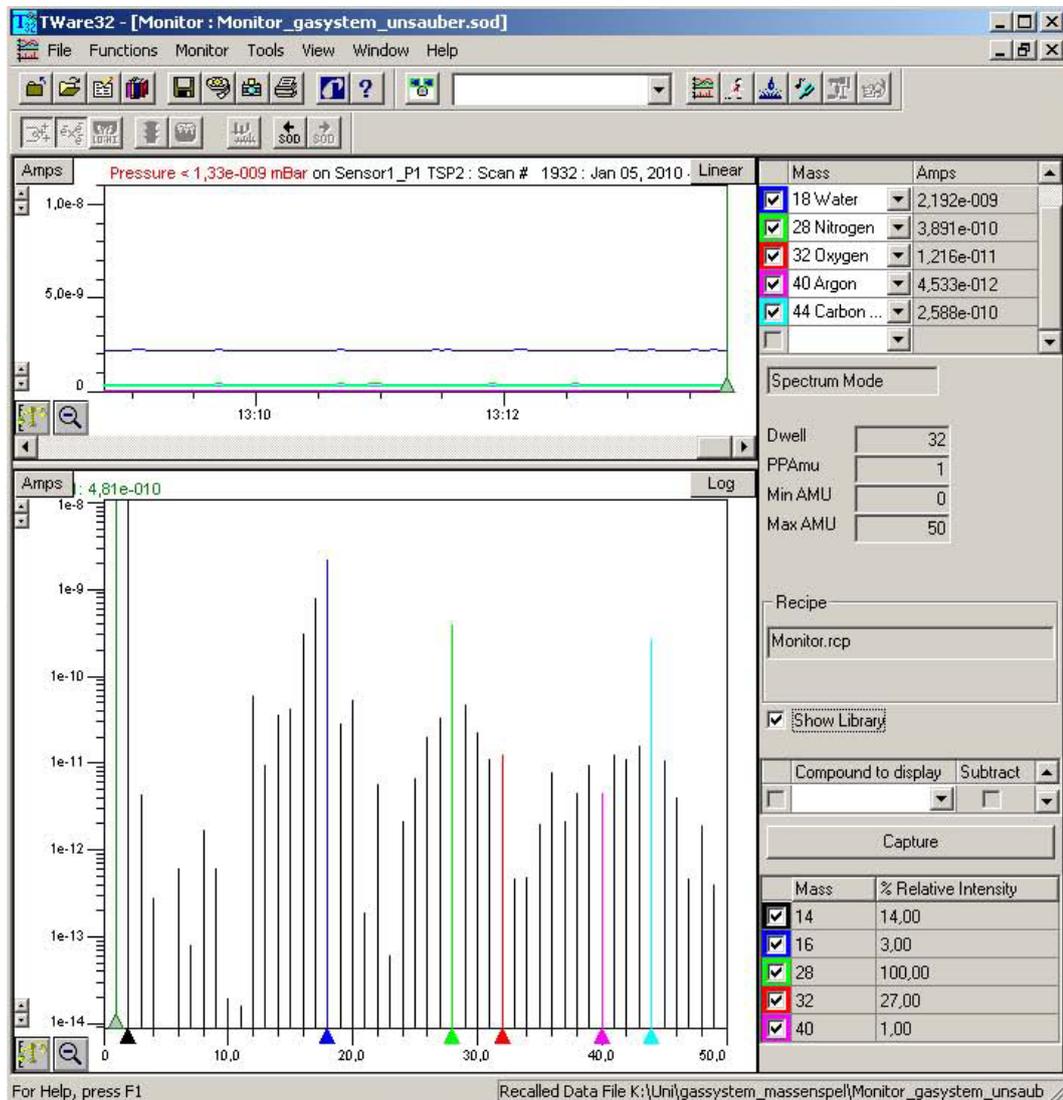


Abbildung 6.1: Das Massenspektrum des neuen Gassystems vor dem Ausheizen. Zu sehen sind die Partialdrücke von H_2O , N_2 , O_2 , Zr , CO_2 .

Für die Arbeiten an Ultrahochvakuumssystemen kann es von Vorteil sein, die Zusammensetzung des Restgases zu kennen. Bei schmutzigen oder nicht gut ausgeheizten Vakuumkammern sind die Anteile von Wasser H_2O (Massenzahl 18) und dessen Fragment HO (Massenzahl 17) groß. Leckagen werden an den Peakhöhen von Stickstoff (Massenzahl 28) und Sauerstoff (Massenzahl 32) im Verhältnis $\frac{\text{N}_2}{\text{O}_2} = \frac{4}{1}$ erkannt. In gut ausgeheizten Kammern befindet sich Wasserstoff (Massenzahl 2), Wasser (Massenzahlen 17 und 18), Kohlenmonoxid (Massenzahl 28) und Kohlendioxid (Massenzahl 44) [Vak10]. In Abb. 6.1 ist das Massenspektrum des neuen Gassystems vor dem Ausheizen dargestellt.

Im Anschluss wurde das neue Gassystem der Kryptonquelle über zwei Arbeitstage für jeweils zehn Stunden ausgeheizt. Aufgrund der in Kapitel 4.2.1 bereits angegebenen maximalen Temperaturgradienten konnte nicht wie bei UHV-Apparaturen typischerweise auf etwa 300°C hochgeheizt werden, sondern lediglich auf eine Temperatur von etwa 160°C . Angefügt ist das Protokoll der gemessenen Absoluttemperaturen am Gassystem. Die Temperatur T_1 wurde am Korpus des Massenfilters, die Temperatur T_2 außen am CF-35 Doppelkreuzstück, der sog. Mischkammer gemessen. Dennoch konnte eine deutliche Reduzierung der Partialdrücke erreicht werden, wie im nächsten Abschnitt dargestellt wird.

Protokoll Tag 1

Uhrzeit	T_1 ($^{\circ}C$)	T_2 ($^{\circ}C$)
11 : 15	34,96	22,94
11 : 30	40,63	24,48
12 : 00	56,65	43,19
12 : 15	60,83	49,77
12 : 30	63,4	54,4
12 : 45	65,5	58,0
13 : 00	81	74,1
13 : 15	92,9	86,4
13 : 30	99,1	95
13 : 45	99,5	98,8
14 : 00	99,0	102,4
14 : 15	114,1	117,7
15 : 00	122,4	128,1
15 : 15	135,8	144
15 : 30	140,7	141,6
16 : 00	153,8	149,1
16 : 30	160,1	173,6
16 : 45	143,5	147,9
17 : 00	131,6	133,5
17 : 30	116,2	116,0
18 : 15	89,2	87,3

Protokoll Tag 2

Uhrzeit	T_1 ($^{\circ}C$)	T_2 ($^{\circ}C$)
10 : 30	25,1	24,8
10 : 45	30,3	27,5
11 : 00	40,2	34
11 : 15	47,4	39,9
11 : 45	54,6	48,1
12 : 15	57,9	51,7
12 : 30	74,8	68,4
13 : 00	76,8	73,3
13 : 30	84,2	82,5
14 : 00	90,1	88,8
14 : 15	98,1	96,6
14 : 30	105,8	102,9
15 : 00	117,2	117,2
15 : 15	120,4	120,5
15 : 45	132,7	128,4
16 : 00	135,9	130,2
16 : 45	191	137,3
17 : 15	135,9	134,4
18 : 45	106,3	100,1
19 : 30	85,1	78,3

In Abbildung 6.2 ist das Massenspektrum des ausgeheizten Gassystems abgebildet.

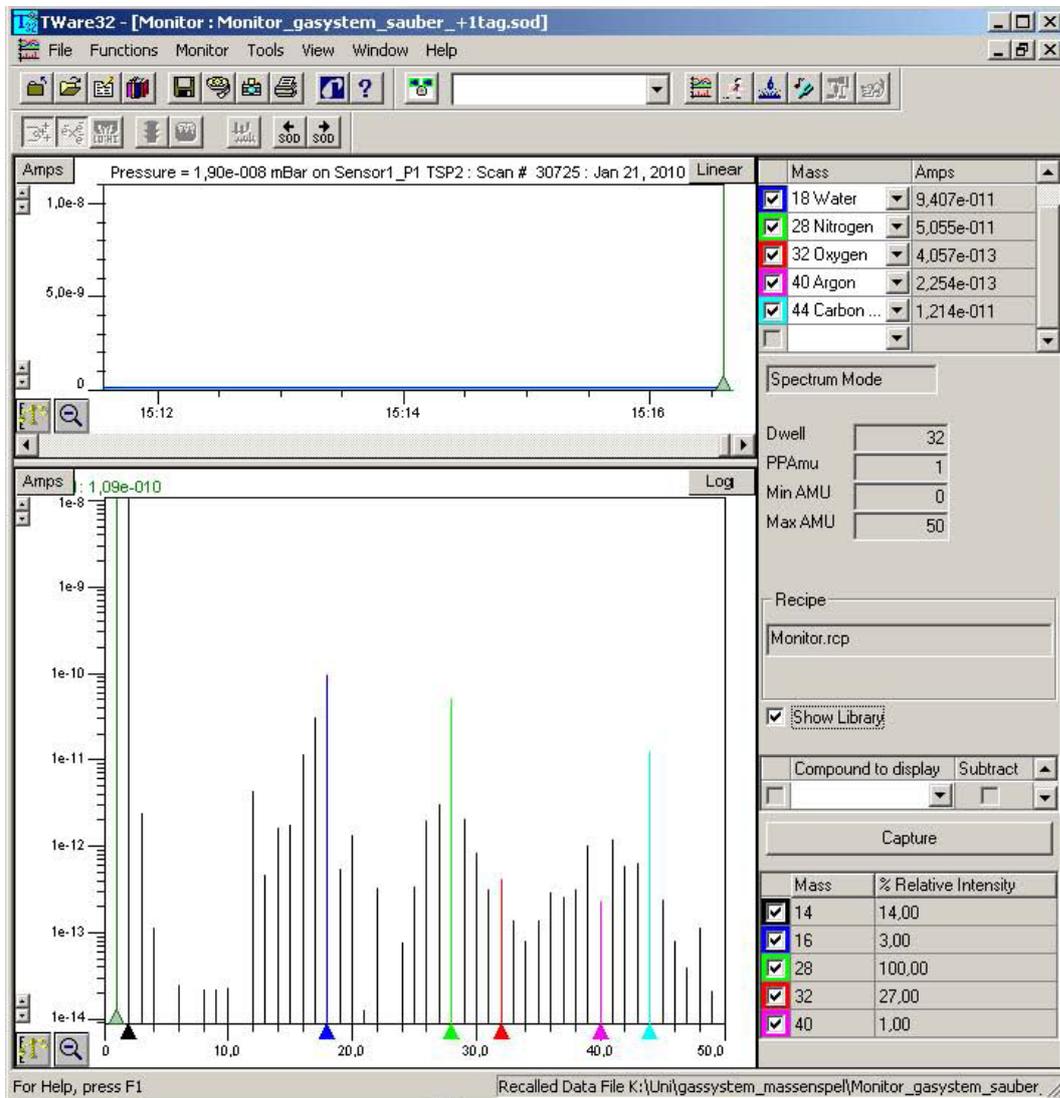


Abbildung 6.2: Das Massenspektrum des neuen Gassystems nach dem Ausheizen. Zu sehen sind die geringeren Partialdrücke von H_2O , N_2 , O_2 , Zr , CO_2 gegenüber denen vor dem Ausheizvorgang.

Im Vergleich konnten die Partialdrücke von H₂O, N₂, O₂, Zr und CO₂ deutlich reduziert werden. Einen Überblick gibt folgende Tabelle:

	Stoff	Restgasdruck vor Ausheizen (mbar)	Restgasdruck nach Ausheizen (mbar)
18	Wasser	$2.192 \cdot 10^{-9}$	$9.407 \cdot 10^{-11}$
28	Stickstoff	$3.819 \cdot 10^{-10}$	$5.055 \cdot 10^{-11}$
32	Sauerstoff	$1.216 \cdot 10^{-11}$	$4.057 \cdot 10^{-13}$
40	Argon	$4.533 \cdot 10^{-12}$	$2.254 \cdot 10^{-13}$
44	Kohlendioxid	$2.588 \cdot 10^{-10}$	$1.214 \cdot 10^{-11}$

Tabelle 6.1: Übersicht der Partialdrücke von H₂O, N₂, O₂, Zr und CO₂ vor und nach dem Ausheizen des Gassystems.

6.2 Erkennung eines fehlerhaften Ventils

Während sich das vorherige Unterkapitel mit systematischen und grundsätzlichen Arbeitsweisen befasst, soll an dieser Stelle ein Beispiel für ein spezifisches Problem aufgezeigt werden. Im konkreten Fall wurde während des Versuchs des Frierens einer Krypton-Referenzkurve mit stabilem Kryptongas festgestellt, dass die in Kapitel 5 beschriebenen Gasportionen, die „Schlücke“, trotz konstanter Umgebungsbedingungen wie Raumtemperatur, Ventil-Öffnungszeit, Einlassdruck und Druck im Kryosystem, nicht im selben Maße zu einer Schichtdickenerhöhung auf dem HOPG-Substrat führen. Dies geschieht in einer Größenordnung, in der Oberflächeneffekte wie Spiegelladungen, „Bulk-Kondensation“ o.ä. von Beginn an ausgeschlossen werden konnten. Diese Tatsache machte es nötig, das Gaseinlassventil als Verbindungsventil zwischen Kryo- und Gassystem genauer zu untersuchen. Ein besonderer Wert wurde dabei einem zügigen Test des Ventils zugemessen, bei dem nicht von vornherein das System belüftet und auseinanderggebaut werden muss. Zur Vollständigkeit sei hier erwähnt, dass für ein Aufwärmen der Quelle etwa 48 Stunden, für ein Abpumpen und Herunterkühlen auf das benötigte Niveau hingegen sogar 1 Woche eingeplant werden muss.

Details zum Abkühl- und Aufwärmverhalten wurden von Jürgen Smollich untersucht [Smo08]. Bei dem zu testenden Ventil handelt es sich um ein elektrisch getriebenes Ganzmetall-Regelventil der Firma VSE, welches in der Vergangenheit zwar bereits wegen kleineren Leckagen, nicht aber wegen unzuverlässigem Öffnungs- und Schließverhalten aufgefallen war. Die Überlegung, das Ventil ohne einen Ausbau auf sein Schließverhalten zu testen, basiert auf einem Gleichgewicht zwischen Saugleistung und Leckrate.

Als Leckrate Q_{Leck} wird ein Gasfluss bezeichnet, der durch Undichtigkeiten in das Vakuumsystem mit dem Volumen V einströmt. Dieses ist definiert als Druckanstieg Δp in der Zeit Δt :

$$Q_{\text{Leck}} = \frac{\Delta p \cdot V}{\Delta t} \quad . \quad (6.2)$$

Wird ein Vakuumsystem dauernd mit dem Saugvermögen $S = \frac{dV}{dt}$ gepumpt, so stellt sich ein Gleichgewichtsdruck p_{gleich} ein. Das ist genau dann der Fall, wenn die Saugleistung, also das Produkt aus Saugvermögen S und Eingangsdruck p , gleich der Leckrate Q_{Leck} ist:

$$S \cdot p \stackrel{!}{=} Q_{\text{Leck}} \quad . \quad (6.3)$$

Der „Umgebungsdruck“ wurde durch das Gassystem, welches mit der Größenordnung 1 bar stabilem Kryptongas gefüllt war, simuliert. Anschließend wurde zur Untersuchung des Ventils dieses in die Position „geschlossen“ gefahren, was einer Eingangsspannung von 0 V DC an der Ventilsteuerbox entspricht. Danach wurde auf einen bestimmten Öffnungswert gefahren, z.B. +1 V DC, und gewartet bis sich ein für diese Ventilstellung theoretisch konstanter und reproduzierbarer Gleichgewichtsdruck einstellte. Anschließend wurde das Ventil wieder auf 0 V DC zurückgefahren und ein weiterer Spannungswert, z.B. +2 V DC, eingestellt. Es wurde erneut gewartet bis sich der Gleichgewichtsdruck einstellt und so weiter verfahren, bis die maximale Ventilöffnung erreicht wurde. Auf diese Weise müsste sich eine Druckkurve erstellen lassen können, die in den Gleichgewichtsdrücken bei Ventilöffnung (bis auf Offset-Faktoren) der Öffnungskurve des Ventils folgt. Damit ist die Funktion des Ventils im eingebauten Zustand überprüfbar.

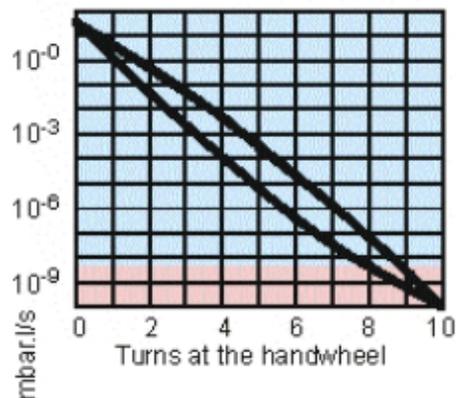


Abbildung 6.3: Die Soll-Öffnungskurve des VSE-Regelventils. „Turns at Handwheel“ entspricht dem Eingangsstellwert, einer 0-10 V DC Spannung am Regeleingang der Ventilsteuerbox [VSE]. Bei weniger als drei Umdrehungen berührt das Diaphragma den Ventilsitz nicht. Bei Raumtemperatur ist eine Regelung der Leckrate zwischen $1 \cdot 10^{-9}$ und $1 \cdot 10^{-10}$ mbar \cdot $\frac{1}{s}$ nicht möglich. In diesem Fall ist das Ventil bei etwa 9 Umdrehungen dicht [VAS04].

Die Soll-Öffnungskurve des VSE-Ventils ist in Abb. 6.3 dargestellt. Eine Überprüfung dieser Kurve nach der oben beschriebenen Methodik ergab folgendes Ventilverhalten:

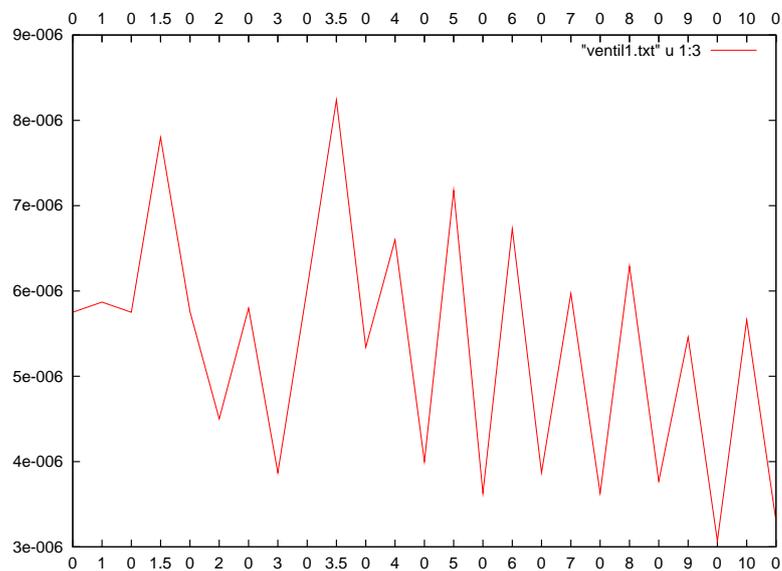


Abbildung 6.4: Die gemessene Ist-Öffnungskurve des VSE-Regelventils. Dargestellt ist der Gleichgewichtsdruck in Abhängigkeit der Ventilöffnungsspannung, entsprechend „Turns at Handwheel“ der VSE-Bedienungsanleitung.

Der Vergleich der Messdaten mit der Vorgabe des Herstellers belegt eindeutig einen mechanischen Defekt des Ventils. Nicht nur, dass die Gleichgewichtsdrücke bei weit geöffnetem Ventil nicht ansteigen, sondern gerade auch die Tatsache, dass nicht einmal bei eigentlich geschlossenem Ventil kein konstanter und reproduzierbarer Gleichgewichtsdruck messbar war, machte einen Ausbau, also das Belüften des Systems notwendig. Im ausgebauten Zustand bestätigte sich durch Messungen mit einem Lecktester der abgezeichnete Defekt. Allerdings wies das Ventil Undichtigkeiten auf, die eine höhere als mit dem Lecktester feststellbare Leckrate aufwies. Die Undichtigkeit lässt sich also lediglich auf $> 10^{-5} \text{ mbar} \cdot \frac{1}{\text{s}}$ beziffern, was einen Austausch des Ventils und die Quantifizierung eines neuen Gasdosierventils für die kondensierte Kryptonquelle notwendig machte.

6.3 Quantifizierung eines neuen Regelventils

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, musste das zentrale Gasdosierventil ersetzt werden. Aufgrund der negativen Erfahrungen mit diesem Ventiltyp, galt es nun eine Alternative aufzuzeigen. Die Wahl fiel auf das in Kapitel 5 beschriebene thermomechanische Regelventil des Typs UDV 146 von Pfeiffer Vakuum. Da hiermit der Umstieg von einer elektromechanischen Regelung (Motor) auf eine thermomechanische Regelung (Heizung) stattfand musste eine Einstellung des neuen Ventils gefunden werden, die im Hinblick auf Durchfluss und Handhabbarkeit die des Vorgängermodells entspricht, ohne aber die Anfälligkeit auf Undichtigkeiten oder „Motorklemmer“ zu reproduzieren. In Kapitel 5 wurde bereits das experimentell ermittelte Wertepaar aus „Manueller Voröffnung“ und „Schließheizspannung“ erwähnt: Manuelle Voröffnung 3,5 Umdrehungen (an aufgedruckter Skala ablesbar) sowie eine Heizspannung zum vollständigen Ventilschluss von 12V DC. Die Herangehensweise war folgende:

- Montage des Ventils auf einem Lecktester, einseitig unverschlossen gegen Luft.
- Komplette manuelle Öffnung des Ventils.
- Annahme einer sinnvollen Heizspannung als „Arbeitsspannung“.
- Manuelles und gefühlvolles Zudrehen des Ventils bis Leckrate $< 1 \cdot 10^{-10} \text{ mbar} \cdot \frac{1}{\text{s}}$.

Aufgrund von Fertigungstoleranzen der Einzelteile kann der Hersteller diese Kombinationen nicht freigeben. Diese Prozedur muss individuell für jedes einzelne Ventil durchgeführt werden. Die Öffnung des Ventils folgt dann der Kennlinie gemäß Abb. 5.2.

Nach der Bestimmung der Ventilparameter war die Reproduzierbarkeit der Ventilöffnungen zu überprüfen. Hierzu wurde auf den Ellipsometrieaufbau von Anne Wegmann zurückgegriffen. Um ein Gefühl für die Sensitivität ihrer Messmethode zu vermitteln, hat Anne Wegmann für drei bzw. vier charakteristische Messpunkte die Differenz ΔP oder ΔA in eine Unsicherheit der Filmdicke D umgerechnet. Dabei wurde jeweils die Differenz desjenigen Linearpolarisators betrachtet, der auf dem jeweiligen Teil der Kurve am stärksten sensitiv auf eine Schichtdickenänderung reagiert. Als Ergebnis bleibt festzuhalten, dass „[...] die größten Unsicherheiten [...] vor allem im Anfangsbereich für dünne Schichten bis ungefähr 600 Å[...]“ [Weg10] auftreten. Aus diesem Grund wurde im Rahmen der Betrachtung von Reproduzierbarkeiten der Ventilöffnung lediglich ein Ausschnitt der Kurve im Bereich von kleinen Schichtdicken mehrfach unter gleichen Rahmenbedingungen (s. Tabelle 6.2) reproduziert. In Abb. 6.5 ist der erste Quadrant einer aus [Weg10] bekannten sog. (P,A)-Kurve dargestellt. Es zeigt diejenigen Wertepaare aus Polarisator- und Analysatorstellung des Laserellipsometrieaufbaus für unterschiedliche Filmdicken, bei welcher der einfallende Laserstrahl maximal ausgelöscht wird (siehe Kapitel 4.2.2). Sehr schön zu sehen ist hier die gute Übereinstimmung der Messpunkte im Rahmen der von dem Ellipsometrieprogramm errechneten Unsicherheiten. Details zu dem Ellipsometrieprogramm finden sich in der Diplomarbeit von Anne Wegmann [Weg10]. Mit den in Abb. 6.5 dargestellten Werten lässt sich somit experimentell die These aus [Weg10] untermauern, dass sich die Unsicherheiten im Bereich von $\pm 1 \text{ \AA}$ befinden.

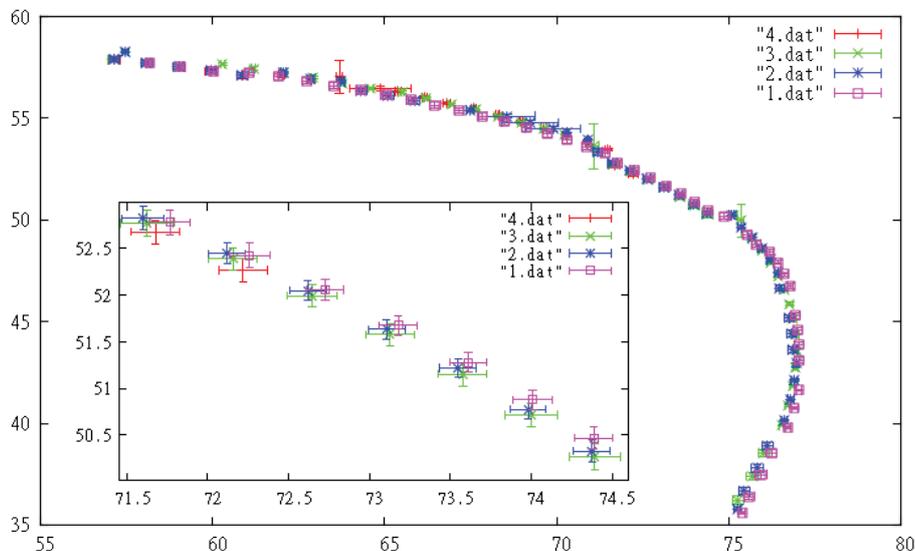


Abbildung 6.5: Reproduzierbarkeit der Ventilöffnung. Dargestellt ist der erste Quadrant einer aus [Weg10] bekannten (P,A)-Kurve.

Eine vollständige (P,A)-Kurve schließt sich bei einer aufkondensierten Filmdicke D , wenn $D = \frac{\lambda}{2}(N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \Phi_0)^{-1/2} = 2559,92 \text{ \AA}$ ist [Weg10]. Hierbei ist λ die Wellenlänge des eingestrahlten grünen Laserlichtes, N_1 und N_0 die Brechungsindizes von Kryptonfilm und Vakuum und Φ_0 ist der Einfallswinkel, mit dem der Laserstrahl auf den Film trifft. Mit dem Setup aus Tabelle 6.2 ergibt sich eine geschlossene Kurve nach 146 Messpunkten (siehe Abb. 6.5).

Einlasszeit	2:30 min
Ventil geschlossen	+12 V DC
Ventil offen	+9 V DC
Diffusionszeit	20:00 min
Heizspannung Substratheizer	4,5 V (7%)
Heizspannung Kapillarheizer	11,2 V (100%)

Tabelle 6.2: Ellipsometrie-Rahmenbedingungen für die Messung zur Reproduzierbarkeit.

Das bedeutet im Umkehrschluss, dass ein „Schluck“ Gas unter den o.g. Bedingungen ein Film mit einer Schichtdicke von etwa $15,5 \text{ \AA}$ auf dem HOPG kondensiert.

$$\frac{2259 \text{ \AA}}{146 \text{ „Schluck“}} \implies \approx 15,5 \text{ \AA pro „Schluck“} \quad (6.4)$$

7 Zusammenfassung und Ausblick

Beim KATRIN Experiment werden an verschiedenen Stellen unterschiedliche Kalibrationsquellen eingesetzt. Eine davon ist die kondensierte $^{83\text{m}}\text{Kr}$ -Kalibrationsquelle. Diese wurde bereits beim Mainzer-Neutrinomassenexperiment erfolgreich eingesetzt und 2007 zum Zwecke von Optimierungen und Anpassungen für KATRIN dem Institut für Kernphysik der Westfälischen-Wilhelms Universität in Münster übergeben. Zu den dort geplanten Maßnahmen an der Kryptonquelle zählten neben der Untersuchung und Optimierung von Zählraten, bearbeitet durch Jürgen Smollich in [Smo08] und der Untersuchung von alternativen Möglichkeiten zur Verbesserung der Laserellipsometrie durch Anne Wegmann [Weg10] auch der Aufbau eines neuen, an die KATRIN Spezifikationen angepassten Gassystems. Dieses muss im Wesentlichen drei Kernanforderungen genügen: Kompaktheit, Automatisierung und Fernbedienbarkeit. Im Rahmen dessen ist diese Diplomarbeit entstanden. So wurde ein neues, kompaktes Gassystem erdacht, konstruiert und realisiert, welches bei minimalem Volumen und geringstmöglicher Oberfläche ein Maximum an Funktionsfähigkeit und Handhabbarkeit bietet. Dazu wurde auch eine stabile Software zur Steuerung des Systems entwickelt, wodurch die wesentlichen Funktionen bereits vollautomatisch bedient werden können. Diese hat sich bereits im Einsatz zur Steuerung der Messungen für die Diplomarbeit von Daniel Spitzer bewähren können, welcher das Themengebiet der Untersuchung von alternativen Möglichkeiten der Ellipsometrie in Nachfolge von Anne Wegmann weiterführt [Spi11]. Im Anschluss an diese Diplomarbeit knüpft Richard Bottesch mit der Steuerung und Automatisierung der Kryptonquelle an, welcher sich neben der Dokumentation der Umbauten, Erstellung von Schaltplänen und Weiterführung der konsequenten Integration von Funktionen zur Automatisierung der Quelle angenommen hat [Bot11].

Abschließend lässt sich sagen, dass neben einfachen aber effektiven Maßnahmen wie z.B. dem Tausch von geschirmten gegen mehrfach geschirmten Signalleitungen, eine grundlegende Architektur geschaffen wurde, die eine Integration der kondensierten Kryptonquelle in die KATRIN Infrastruktur ermöglicht. Dennoch gibt es auch weiterhin noch Arbeitspakete, bei denen Optimierungsbedarf besteht: Eine Aufgabe umfasst die Entwicklung von LabView-Real-Time kompatiblen Treibern für die Drehtische des Ellipsometriaufbaus und die Einbindung der derzeitig noch extern ablaufenden Ellipsometrie. Des Weiteren besteht noch Bedarf bei der Integration zusätzlicher Statusinformationen in das Kryptonquellen-Steuerprogramm, insbesondere zur Überwachung der Turbopumpen sowie die Entwicklung von Failsafe-Mechanismen in die Motorsteuerung, wie z.B. der Einbau von (Software-)Endschaltern.

Literaturverzeichnis

- [Bot11] BOTTESCH, R.: *n. n. bekannt*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011.
- [BPW95] BAHCALL, JOHN N., M. H. PINSONNEAULT und G. J. WASSERBURG: *Solar models with helium and heavy-element diffusion*. Rev. Mod. Phys., 67(4):781–808, Oct 1995.
- [Bro11] BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY: *Nudat2 values online*. <http://www-nds.iaea.org/nudat2/>, 2011.
- [Col02] COLLABORATION, SNO: „*Direct Evidence for Neutrino Flavour Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*“. Phys. Lett. 89, No. 1, 011301, 2002.
- [Col04] COLLABORATION, THE KATRIN: *KATRIN Design Report*. Technischer Bericht, 2004.
- [Dem05] *Experimentalphysik 4*. Springer, 2005.
- [DGG⁺62] DANBY, G., J-M. GAILLARD, K. GOULIANOS, L. M. LEDERMAN, N. MISTRY, M. SCHWARTZ und J. STEINBERGER: *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 9(1):36–44, Jul 1962.

- [DJ96] DAVIS, RAYMOND und JR.: *A review of measurements of the solar neutrino flux and their variation*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 48(1-3):284 – 298, 1996. Proceedings of the Fourth International Workshop on Theoretical and Phenomenological Aspects of Underground Physics.
- [DW91] D.L. WARK, R. BARTLETT, T.J. BOWLES R.G.H. ROBERTSON D.S. SIVIA W. TRELA J.F. WILKERSON G.S. BROWN B. CRASEMAN S.L. SORENSEN S.J. SCHAPHORST D.A. KNAPP J. HENDERSON J. TULKKI T.ABERG: *Nr. 2291*. Phys. Rev. Lett. 67, 1991.
- [ea80] AL, G. BEAMSON ET. *J. Phys. E: Sci. Instr.* 13 64-66, 1980.
- [ea85] AL, V. M. LOBASHEV ET. *Nucl. Instr. Meth.* A240 305, 1985.
- [ea92] AL, A. PICARD ET. *Nucl. Instr. Meth.* B63 345, 1992.
- [ea06] AL, W-M YAO ET. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 33 1, 2006.
- [ftSKC] SUPER-KAMIOKANDE COLLABORATION, M. ISHITSUKA FOR THE: *Proceedings for the XXXIXth Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions*.
- [Hil11] HILLEN, B.: *n. n. bekannt*. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011.
- [Hug08] HUGENBERG, K. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.
- [Jou09] JOUSTEN: *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. Vieweg Verlag, 2009.
- [Ost08] OSTRICK, B.: *Eine kondensierte ^{83m}Kr -Kalibrationsquelle für das KATRIN-Experiment*. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.
- [Pfea] *All-Metal Control Valve UDV 146*.
- [Pfeb] *Datenblatt, Gasdosierventile: RME 005 A, Regelbereich 0,085 bis 8,5 mbar l/s*.
- [Pic90] PICARD, A. Doktorarbeit, Institut für Physik Universität Mainz, 1990.

- [Pra05] PRALL, M.: *Aufbau und Test des Gaseinlasssystems für die kondensierte ^{83m}Kr -Kalibrationsquelle des KATRIN-Experimentes*. Diplomarbeit, Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität, Bonn, 2005.
- [RR59] R. REINES, C. L. COWAN. *Phys. Rev.* 113, 273, 1959.
- [Sch97] SCHMITZ, N.: *Neutrinophysik*. Teubner Verlag, 1997.
- [Smo08] SMOLLICH, J.: *Zählratenoptimierung und Hochspannungsmodifikation der kondensierten Konversionselektronen-Kryptonquelle (CKrS) für das KATRIN-Experiment*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.
- [Spi11] SPITZER, D.: *n. n. bekannt*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2011.
- [TAC73] T. A. CARLSON, C. W. NESTOR: *Nr. 6 2887-2893*. *Phys. Rev. A*, Vol. 8, 1973.
- [Vak10] VAKUUM, PFEIFFER: *Einführung in die Vakuumtechnik*. Pfeiffer Vakuum GmbH, 2010.
- [Val04] VALERIUS, K.: *Elektromagnetisches Design für das Hauptspektrometer des KATRIN Experiments*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2004.
- [Val09] VALERIUS, K.: *Spektrometeruntergrund und seine Unterdrückung beim KATRIN Experiment*. Doktorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2009.
- [Weg10] WEGMANN, A.: *Laserellipsometrie für die kondensierte ^{83m}Kr -Konversionselektronenquelle des KATRIN-Experimentes*. Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010.
- [WP] W. PAULI, „OFFENER BRIEF AN DIE GRUPPE DER RADIOAKTIVEN BEI DER GAUVEREINS-TAGUNG ZU TÜBINGEN“(4. DEZEMBER 1930): *wiedergegeben*

*in: R. Kronig & V. Weisskopf, Wolfgang Pauli, Collected Scientific Papers,
Vol.2, Interscience, New York, (1964) 1316-1317.*

Danksagung

An dieser Stelle danke ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und mich während der Studienzeit besonders unterstützt haben.

Als erstes möchte ich ganz besonders Herrn Prof. C. Weinheimer danken, für die Möglichkeit unter seiner Regie meine Diplomarbeit schreiben zu können. Darüber hinaus bedanke ich mich für die intensive und sehr herzliche Betreuung während der gesamten Zeit, die ich als Diplomand im IKP verbracht habe.

Herrn Prof. Dr. A. Khoukaz danke ich für die Übernahme des Koreferats.

Besonders danken möchte ich auch Hans-Werner Ortjohann für die Hilfe bei Fragestellungen jeder Art.

Ebenso danke ich Daniel Bonaventura, Herrn G. Burichter und Herrn R. Berendes, stellvertretend für die Werkstätten, die mich trotz voller Terminkalender auch bei dringenden Aufträgen immer tatkräftig unterstützt haben.

Für die Korrektur meiner Arbeit danke ich Nina Gausmann und Esperanza Köhler: Dir ganz besonders Esperanza, dass Du im Gegensatz zu vielen anderen den Glauben an mich nicht verloren hast und mich zu diesem Ergebnis getrieben hast. Ohne Deinen Ansporn und den nächtelangen Korrekturmarathon wäre diese Arbeit wohl nicht geworden, was sie heute ist. Danke!

Meinen Freunden Ulf, Philip und Lukas danke ich für die reichliche Ablenkung während meiner Studienzeit und dafür, dass Ihr mir gezeigt habt, was die Welt neben der Physik noch so spannendes zu bieten hat.

Auch bei meiner Frau Jennifer möchte ich mich an dieser Stelle bedanken: Du hast wegen dieser Seiten viel zurückstecken müssen und mich dennoch immer ermuntert am Ball zu bleiben. Gabst mir alle Freiheiten, die ich brauchte, um in Ruhe zusammenzuschreiben, hast mich jederzeit mit aller Kraft unterstützt und mich mit allen erdenklichen Mitteln motiviert, diese Arbeit zu einem guten Abschluss zu bringen. Danke, dass Du immer für mich da bist!

Zu guter Letzt geht der wohl allergrößte Dank an meine Mama, die mir einfach das alles hier erst ermöglicht hat. Sie wäre mit Sicherheit die stolzeste Mama auf der ganzen Welt, könnte sie diese Arbeit noch in Ihren Händen halten.