



JOHANNES-GUTENBERG UNIVERSITÄT MAINZ

INSTITUT FÜR PHYSIK

DIPLOMARBEIT

**Studie von internen
Kalibrationsmethoden für
Flüssig-Xenon-TPCs zur direkten
Suche nach Dunkler Materie**

CHRISTOPHER HILS

17. Januar 2014

1.Gutachter: Prof. Dr. Uwe Oberlack

2.Gutachter: Prof. Dr. Werner Heil

Inhaltsverzeichnis

Einleitung und Motivation	7
1 Dunkle Materie	9
1.1 Hinweise auf die Existenz Dunkler Materie	9
1.2 Kandidaten für Dunkle Materie	14
1.3 Alternative Modelle	16
1.4 Zusammenfassung	18
2 Nachweis der WIMPs	19
2.1 Nachweismethoden für WIMPs	19
2.2 Wechselwirkungen von WIMPs	20
2.3 Xenon als Detektorgas	21
2.4 Nachweis mit Hilfe von Zeitprojektionskammern	24
2.4.1 Funktionsweise eines Photoelektronenvervielfacher	24
2.4.2 Aufbau und Funktionsweise einer Zeitprojektionskammer	25
2.5 Kalibration einer TPC	27
2.6 Zusammenfassung	32
3 Das Gassystem	33
3.1 Gassystem: Rezirkulationsabschnitt	33
3.2 Gassystem: Gaslager	36
3.3 Steuerung und Messwertaufnahme	38
3.3.1 Flow-Controller	39
3.3.2 Wägezellen	43
3.3.3 Drucksensoren	48
3.3.4 Spannungsversorgung	48
3.3.5 Slow Control System	49
3.4 Reinigung und Dichtheitsprüfung	49
3.5 Betriebsmodi	52
3.6 Zusammenfassung	54
4 Interne Kalibrationsmethoden für Xenon TPCs	55
4.1 ^{129m}Xe und ^{131m}Xe als Kalibrationsgas	58
4.2 ^{83m}Kr als Kalibrationsgas	59
4.3 Kalibration mit tritiumangereichertem Methan	61
4.4 ^{220}Rn als Kalibrationsgas	63

5	^{37}Ar als Kalibrationsgas	67
5.1	Vorbereiten der Bestrahlung	70
5.1.1	Eigenschaften der Glasampulle	70
5.1.2	Befüllen der Ampulle	70
5.2	Bestrahlung im Reaktor	74
5.3	Öffnen und Einleiten des Kalibrationsgases in den Xenonkreislauf	75
5.3.1	Bau einer Vorrichtung zum Öffnen der Ampulle	75
5.3.2	Bau einer Dosiervorrichtung	77
5.3.3	Öffnen der Ampulle und Einleiten des Kalibrationsgases in den Xenonkreislauf	79
5.4	Aktivitätsmessung des Kalibrationsgases	80
5.4.1	Charakterisierung des PMT	81
5.4.2	Aufbau der Messvorrichtung	84
5.4.3	Durchführen der Messung	85
5.5	Fehlersuche	88
5.6	Weiterführende Messungen	89
5.7	Zusammenfassung	90
6	Suche nach weiteren Kalibrationsquellen	91
7	Fazit und Ausblick	95
8	Anhang	97
8.1	Technische Zeichnungen des Rezirkulationssystems	97
8.2	Technische Zeichnungen des Lagersystems	99
8.3	Technische Zeichnungen des Kalibrationsgasbehälters und Dosiersystems	101
8.4	Wirkungsquerschnitt von ^{36}Ar	102
8.5	Volumenabschätzung des Gassystems	104
8.6	Gainmessungen des verwendeten PMT	105
	Danksagung	107
	Abkürzungsverzeichnis	109
	Abbildungsverzeichnis	111
	Tabellenverzeichnis	113
	Literaturverzeichnis	115

Einleitung und Motivation

Seit die ersten Diskrepanzen bezüglich der Geschwindigkeiten zwischen dem vorhergesagten und der tatsächlich beobachteten Dynamik kosmischer Objekte wie Sternen und Galaxien aufgetaucht sind, suchen Wissenschaftler nach Erklärungen für diese Phänomene. So wurde die Existenz massiver planetengroßer Objekte vorgeschlagen, die aufgrund mangelnder Beleuchtung oder zu wenig eigener Leuchtkraft nur schwer oder gar nicht zu beobachten sind, die sogenannten Massive Astrophysical Compact Halo Objects (MACHOS). Ein anderer Erklärungsversuch bestand in der Annahme, dass die bekannten Newtonschen Gesetze im galaktischen Maßstab nur modifiziert Geltung besitzen. Daraus wurde die Modified Newtonian Dynamics (MOND) Theorie entwickelt. Ein weiterer Versuch der Erklärung setzt neben der sichtbaren, baryonischen Materie auf die Existenz einer neuen Form von Materie, welche aufgrund mangelnder Wechselwirkung mit Photonen nicht zu sehen ist, jedoch wie die bekannte Materie über die Gravitation wechselwirkt. Der Tatsache, dass sie nicht im elektromagnetischen Spektrum zu beobachten ist, verdankt sie auch ihren Namen: Dunkle Materie.

Selbst heute ist noch unbekannt, aus welchen Teilchen Dunkle Materie aufgebaut ist. Die aussichtsreichsten Kandidaten sind die sogenannten WIMPS, Teilchen die durch die Supersymmetrie vorhergesagt werden und nur über Gravitation und schwache Kraft wechselwirken. Eine Reihe von Experimenten, die diese Teilchen nachzuweisen versucht, sind die XENON-Experimente. Diese besteht aus dem Prototypen XENON10, dem aktuell laufenden XENON100 und dem im Aufbau befindlichen XENON1T. Bei all diesen Experimenten handelt es sich um eine mit dem Edelgas Xenon gefüllte Zeitprojektionskammer, wobei die Zahl einen Hinweis auf die Größenordnung des sensitiven Detektorvolumens (XENON10 etwa 5,6 kg [17], XENON100 etwa 62 kg [18], XENON1T ca. 2200kg [8]) gibt. Die verwendeten Detektoren sind dabei keine klassischen Gas-TPCs, sondern Zwei-Phasen TPCs mit sowohl einer flüssigen, als auch einer gasförmigen Phase. Der Nachweis der WIMPs erfolgt über die bei einem Stoß zwischen einem WIMP und einem Xenonatom an das Atom übertragene Energie. Das erste Kapitel dieser Arbeit gibt einen Überblick über die Hinweise, die zu den verschiedenen genannten Theorien führten, sowie eine kleine Einführung in die Nachweismethode mit Hilfe einer Zwei-Phasen Xenon-Zeitprojektionskammer.

In Mainz entsteht zurzeit eine kleinere Version des Detektors, die MainzTPC. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein zum Betrieb des Detektors benötigtes Gassystem aufgebaut, das neben der wichtigen Aufgabe, die Reinheit des verwendeten Xenons zu gewährleisten, auch zur Einleitung von Kalibrationsmedien in den Gaskreislauf dient. Der Aufbau und eine Beschreibung der im System verbauten Komponenten sind in

Kapitel 3 zu finden.

Durch das Einbringen niederenergetischer Strahlung, sogenannter interner Kalibration, sollen zudem Möglichkeiten untersucht werden, die Sensitivität solcher Detektoren, besonders für die interessanten, niederenergetischen Ereignisse, zu steigern. Kapitel 4 gibt dazu einen Überblick über momentan häufig verwendete interne Kalibrationsgase. Im darauf folgenden Kapitel 5 wird näher auf das Gas ^{37}Ar eingegangen. Durch den in Mainz vorhandenen TRIGA-Forschungsreaktor kann dieses Argonisotop vor Ort durch Neutronenbeschuss hergestellt werden. Um die Wirksamkeit dieser Methode zu testen, wurde eine weitere Vorrichtung entworfen, mit deren Hilfe Kalibrationsmedien dosiert und in den Gaskreislauf eingeleitet werden können. Da die MainzTPC noch nicht betriebsbereit ist, wurde ein einfaches Detektionssystem zum Nachweis der Radioaktivität im Gaskreislauf entworfen und gebaut. Ziel dieser Messung ist es, ^{37}Ar auf seine Tauglichkeit als Kalibrationsgas zu testen, so dass es später im Betrieb der neuen MainzTPC und vielleicht auch größerer Detektoren zum Einsatz kommen kann. Abschließend wird in Kapitel 6 auf die Vielzahl anderer, noch nicht zu Kalibrationszwecken verwendeter, Elemente mit speziellen Eigenschaften und möglichen Nachteilen hingewiesen. Es wird gezeigt, dass für konkrete Problemstellungen noch eine Vielzahl an Alternativen zur Verfügung steht, jedoch auch darauf hingewiesen, dass viele dieser Elemente nicht mit herkömmlichen Methoden als Kalibrationsmedien verwendet werden können.

1 Dunkle Materie

Beobachtungen von Sternen in Galaxien sowie von ganzen Galaxiensystemen haben seit Beginn des 20. Jahrhunderts gezeigt, dass es entweder noch nicht verstandene Physik in der Dynamik astronomischer Körper gibt oder dass neben der sichtbaren Materie noch eine weitere Form von Materie existieren muss, die die Bewegungen der Himmelskörper maßgeblich beeinflusst. In diesem Kapitel werden diese Hinweise erläutert sowie mögliche Erklärungen vorgestellt, insbesondere Teilchen, die für diese unbekannte Form von Materie in Frage kommen. Dabei wird insbesondere auf das WIMP eingegangen, den aussichtsreichsten Kandidaten für Dunkle Materie, sowie auf Detektoren, die dem Nachweis des WIMPs dienen.

1.1 Hinweise auf die Existenz Dunkler Materie

Rotationskurven

Bereits bei den ersten Messungen der Rotationsgeschwindigkeiten von Spiralgalaxien fiel die hohe Bahngeschwindigkeit der außenliegenden Sterne auf. Nach der Newtonschen Theorie erwartete man eine deutlich geringere Geschwindigkeit gemäß

$$v \propto \sqrt{\frac{1}{r}}$$

Mit den gemessenen Geschwindigkeiten dürften die beobachteten Sterne eigentlich nicht mehr an die Galaxie gebunden sein und müssten in den Außenbereich wandern, beziehungsweise die Galaxie verlassen, da bei diesen Geschwindigkeiten die vorhandene Gravitation nicht stark genug ist, sie auf ihrer Bahn zu halten.

In Abb.1.1 ist die gemessene Bahngeschwindigkeit von Sternen gegen ihren Abstand zum Mittelpunkt der Galaxie aufgetragen. Wie man sehen kann, verringert sich die Bahngeschwindigkeit nicht wie erwartet mit zunehmendem Abstand, sondern sie nähert sich einem konstanten, viel höheren Wert an. Da nur eine viel stärkere Gravitationskraft die Sterne auf ihren Bahnen halten kann, kamen bereits Oort (1940) und Schwarzschild (1954) durch Beobachtungen der Galaxien NGC 3115, bzw. M31 zu der Erkenntnis, dass „Massen- und Helligkeitsverteilung nicht übereinstimmen können“ [36]. Demnach muss es etwas geben, was gravitativ Einfluss auf die sichtbare Materie nimmt, selbst aber im Verborgenen bleibt: Dunkle Materie. Abb. 1.1 zeigt neben den gemessenen Werten für die Sternengeschwindigkeiten auch die nach Newton erwartete Geschwindigkeit (gestrichelte Linie). Daneben ist auch der Einfluss des stellaren Gases angegeben (gepunktete Linie), welcher 80% bis 90% der Galaxienmasse

ausmacht. Aber selbst mit dieser Korrektur ist die Geschwindigkeitsverteilung nicht zu erklären. Erst die Einführung eines Dunkle-Materie-Halos (Punkt-Strich-Linie), einer beispielsweise sphärischen oder scheibenförmigen Verteilung Dunkler Materie um die Galaxie, liefert eine Geschwindigkeitsverteilung, die in etwa den gemessenen Werten entspricht.

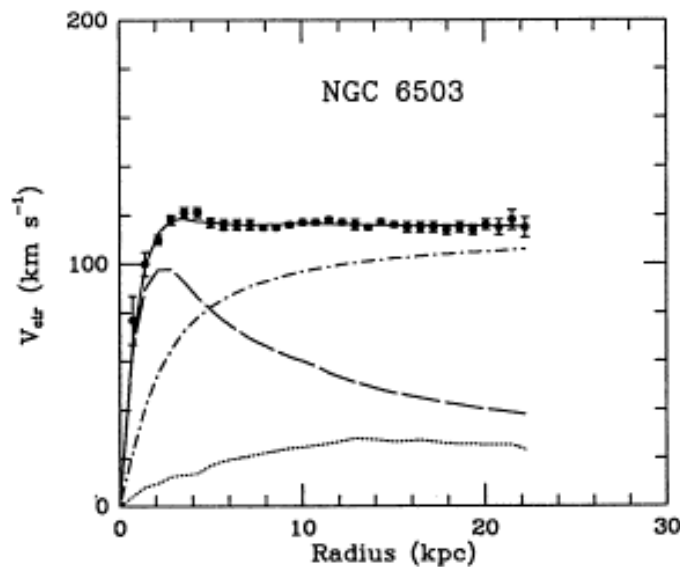


Abbildung 1.1: Rotationskurve der Spiralgalaxie NGC-6503. Neben den Messpunkten sind die nach Newton erwarteten Geschwindigkeiten (gestrichelte Linie), die Korrektur unter Einbezug der Gase (gepunktete Linie) und die berechnete Verteilung für einen Dunkle-Materie-Halo (Punkt-Strich-Linie) angegeben [27].

Beobachtung von Galaxienhaufen

Einen weiteren Hinweis auf die Existenz Dunkler Materie lieferte die Beobachtung von Galaxienhaufen (im Folgenden als Cluster bezeichnet), im Besonderen die Kollision zweier Cluster. Ein bekanntes Beispiel, welches lange Zeit als einer der sichersten Hinweise auf die Existenz Dunkler Materie galt, ist das System 1E0657-558, auch „Bullet Cluster“ genannt. Rund 90% der sichtbaren, baryonischen Materie in einem Cluster liegen in Form ionisierten Gases vor, das den Großteil des Clustervolumens ausfüllt. Die restlichen 10% werden durch die Sterne in den Galaxien selbst gestellt [23]. Dadurch, dass die Galaxien nur einen sehr kleinen Teil des Clustervolumens einnehmen, kommt es bei der Kollision zweier Cluster quasi zu keinen Zusammenstößen und die Galaxien bewegen sich ungestört weiter. Die begleitenden intergalaktischen Gaswolken dagegen kollidieren und es kommt zu Stoßanregungen der einzelnen Atome. Durch Abregungsprozesse wird Strahlung frei, so dass durch Beobachtungen im

Röntgenbereich die Gasverteilung der Cluster bestimmt werden kann. Des Weiteren kann durch den Gravitationslinseneffekt die Massenverteilung der Cluster bestimmt werden. Hierbei nutzt man die Tatsache, dass die Bahn des Lichts beim Durchqueren eines Gravitationspotentials gekrümmt wird. Durch das Beobachten von Galaxien hinter den beiden Clustern und die Art und Weise, wie die Form dieser Galaxien verzerrt ist, lässt sich Richtung und Stärke der wirkenden Gravitation bestimmen (genauer nachzulesen in [23]). Hieraus wiederum lässt sich die Massenverteilung bestimmen, welche das Gravitationspotential erzeugt. In Abb. 1.2 sind in rot die Gasverteilung und in blau die Massenverteilung zu sehen. Deutlich zu sehen ist der Unterschied zwischen baryonischer Gas und Massenverteilung. Der Gravitationslinseneffekt kann nur durch vorhandene Dunkle Materie und ihre zusätzliche Masse erklärt werden. Dies setzt voraus, dass sich die Dunkle Materie nicht wie das baryonische Gas verhält, sondern dass die Dunkle Materie aufgrund der geringen Wechselwirkung den jeweils anderen Cluster ungestört durchdringt und sich so in Form von Halos mit den Galaxien weiterbewegt. Neuere Beobachtungen zeigen jedoch, dass dieses große System aus vielen Galaxien zu komplex ist, um als sicherer Hinweis auf Dunkle Materie interpretiert zu werden.

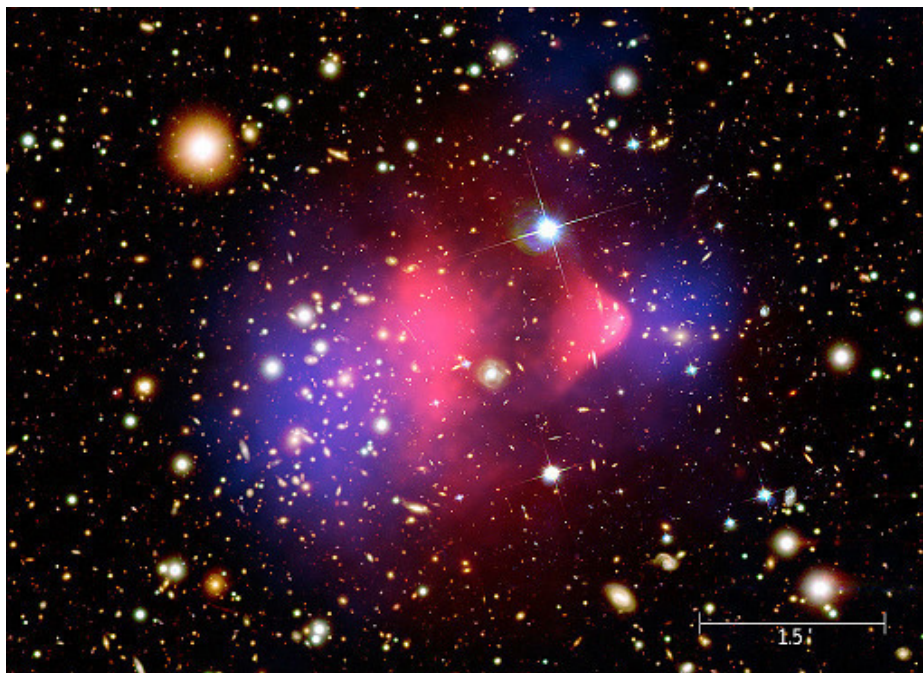


Abbildung 1.2: Bullet Cluster: Neben der sichtbaren Materie in Form von Sternen und Galaxien ist in rot die Gasverteilung, bestimmt durch Beobachtungen im Röntgenbereich, und in blau die durch Gravitationslinseneffekte bestimmte Massenverteilung zu sehen [31].

Kosmische Hintergrundstrahlung

Bei der kosmischen Hintergrundstrahlung (engl. cosmic microwave background, CMB) handelt es sich um Photonen aus der Zeit ca. 380000 Jahre nach dem Urknall. Zu diesem Zeitpunkt war die Energie der Photonen durch Streuprozesse soweit reduziert worden, dass ihre Energie nicht mehr zur Ionisation der primordialen Elemente Wasserstoff und Helium ausreichte. Infolgedessen wurde das Universum für diese Photonen transparent, d.h. sie konnten sich ohne ständige Absorptions- und Emissionsprozesse ungehindert ausbreiten. Bereits 1948 vorhergesagt, wurde sie 1965 bei Messungen von Robert Wilson und Arno Penzias mit einer Hornantenne entdeckt. Bei ersten Messungen wurde die Temperatur zu 3 K bestimmt, heutige Messungen liefern einen Wert von 2,73 K. Bemerkenswert ist, dass sie nahezu perfekt der Strahlung eines idealen schwarzen Strahlers mit eben der gemessenen Temperatur von 2,73 K entspricht. Die Hintergrundstrahlung scheint auf den ersten Blick isotrop verteilt zu sein, genaue Messungen durch Satelliten, zuletzt Planck Anfang 2013, zeigen jedoch Temperaturschwankungen in der Größenordnung von 0,001 %.

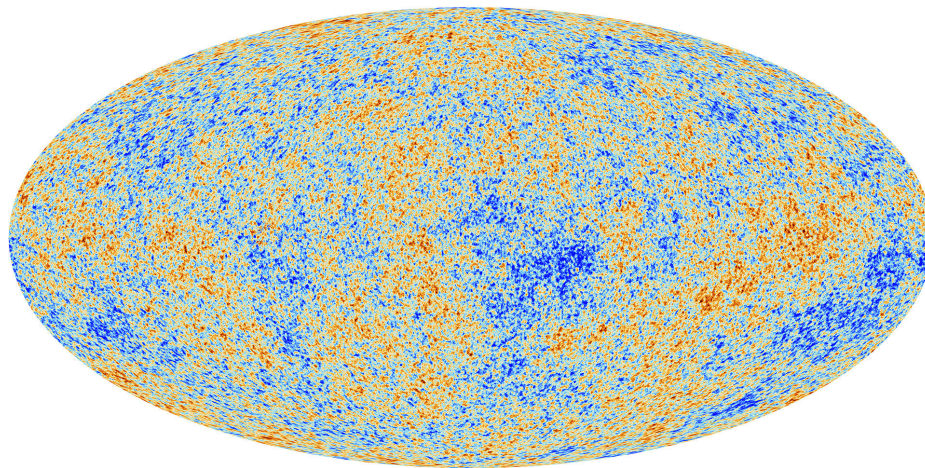


Abbildung 1.3: Aufnahme der Hintergrundstrahlung durch den Planck-Satelliten. Gezeigt ist die Temperaturschwankung der Hintergrundstrahlung im μK Bereich, wobei kühlere Bereiche durch Blautöne und wärmere durch Rottöne dargestellt sind [29].

ΛCDM -Modell

Einen Versuch, die kosmische Hintergrundstrahlung zu beschreiben, stellt das ΛCDM -Modell dar. Das Λ steht für die kosmologische Konstante und CDM für *Cold Dark Matter*. Die kosmische Konstante beschreibt die so genannte Dunkle Energie, die nach aktuellem Wissen den größten Teil des bekannten Universums darstellt. Sie stellt die Energie des Leerraums oder Vakuums dar und baut eine Art „negativen Druck“ auf, der für die Expansion des Universums verantwortlich ist. Das *Cold* in CDM bezieht sich auf die Energie und damit die Geschwindigkeit der Dunkle Materie Teilchen und deutet auf eine Geschwindigkeit hin, die deutlich geringer als die Lichtgeschwindigkeit

ist. Den Gegensatz bildet HDM, *Hot Dark Matter*, auf welche später in 1.3 noch einmal genauer eingegangen wird.

Bei genauerer Betrachtung des CMB fallen, wie bereits erwähnt, kleinste Schwankungen in der Temperatur auf. Aus der räumlichen Verteilung dieser Schwankungen lassen sich viele Informationen über den Aufbau unseres Universums gewinnen. Durch den Planck-Satelliten wurden nicht nur die Temperaturschwankungen, sondern insbesondere auch die Winkelverteilung derselben bestimmt. Das Λ CDM-Modell versucht nun diese Winkelverteilung zu beschreiben. Dabei fließen Größen wie die Anteile an baryonischer und Dunkler Materie und auch die kosmologische Konstante als Parameter in das Modell ein. Insgesamt gehen dreizehn Parameter in die Gleichung ein.

Einige wie z.B. die Hubble-Konstante können und müssen vorher durch andere, unabhängige Beobachtungen festgelegt werden. Andere wiederum wie die Materieverteilung lassen sich nicht durch die Theorie vorhersagen, sondern können aus den Parametern der verwendeten Fitfunktionen abgeleitet werden. Eine ausführlichere Darstellung übersteigt jedoch den Rahmen dieser Arbeit. Abbildung 1.5 zeigt die von den Satelliten gemessene Winkelverteilung der Temperaturschwankungen. Diese Verteilung kann nach Kugelflächenfunktionen entwickelt werden:

$$\Delta T(n) = \sum a_l^m Y_l^m(n)$$

mit a_l^m als Entwicklungsparameter. Oft ist statt der Temperaturfluktuationen das Energiespektrum angegeben, das sich aus den Entwicklungsparametern gemäß

$$D_l = \frac{1}{2l+1} \sum |a_l^m|^2$$

bestimmen lässt. In Abbildung 1.5 wurde diese Funktion in Abhängigkeit des Drehimpulses l , aufgetragen auf der unteren Achse, an die Messwerte angefitet.

Nach den vorliegenden Daten besteht das Universum zu 68,3 % aus Dunkler Energie und zu 26,8 % aus Dunkler Materie, die beobachtbare baryonische Materie macht nur einen Anteil von 4,9 % aus. Mit der so bestimmten Massenverteilung lassen sich Phänomene wie die Rotationsgeschwindigkeiten von Sternen in Galaxien in guter Übereinstimmung erklären.

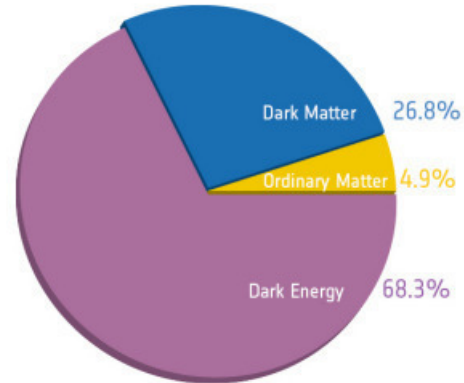


Abbildung 1.4: Materieverteilung im Universum nach dem neuesten Ergebnis des Plancksatelliten [30].

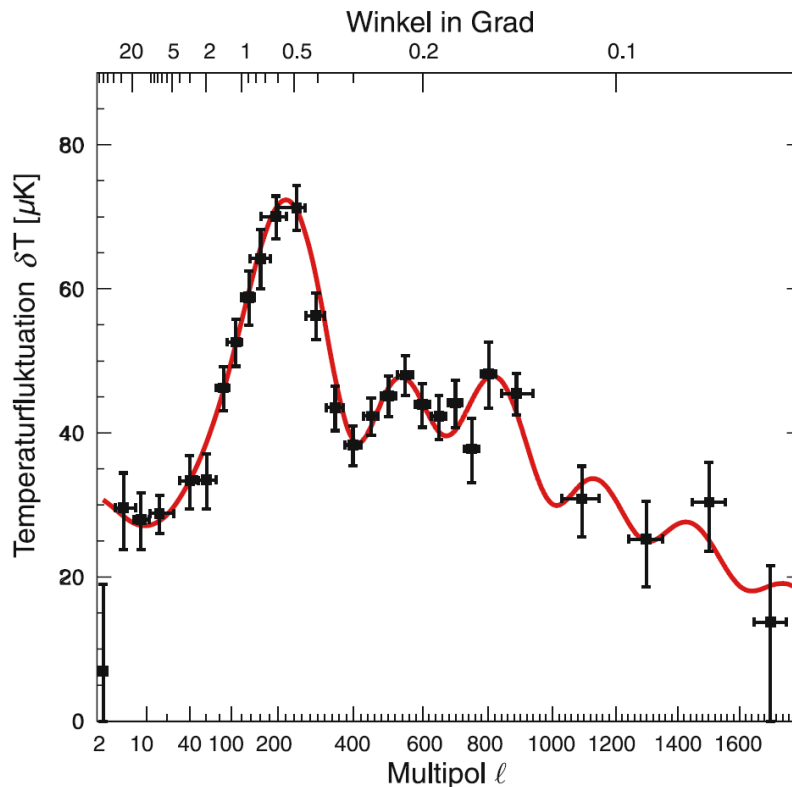


Abbildung 1.5: Winkelverteilung aufgetragen gegen die Temperaturschwankungen [33].

1.2 Kandidaten für Dunkle Materie

WIMPS

Seit der Entdeckung erster Hinweise auf die Existenz Dunkler Materie (DM) wird nach Teilchen gesucht, welche die Anforderungen, die an Dunkle Materie gestellt werden, erfüllen. Die Teilchen des Standardmodells der Teilchenphysik kommen nicht dafür in Frage: die meisten tragen elektrische Ladung und wechselwirken dementsprechend elektromagnetisch, also über den Austausch von Photonen. Damit sind sie aber sehr leicht über Absorptions- oder Emissionseffekte nachzuweisen, was für Dunkle Materie offensichtlich nicht gilt. Andere Teilchen, wie Neutrinos, unterliegen nur der schwachen Wechselwirkung, weisen aber eine zu geringe Masse auf um die Wirkung der DM zu erklären. Um dieses Problem zu lösen wurde das WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) postuliert. Das WIMP unterliegt, wie der Name schon vermuten lässt, neben der Gravitation nur der schwachen Wechselwirkung. Daneben besitzt es eine erwartete Masse von 1 GeV bis mehrere 10 GeV. Diese Eigenschaften, die es zu einem guten DM Kandidaten machen, erschweren jedoch auch deutlich seinen Nachweis.

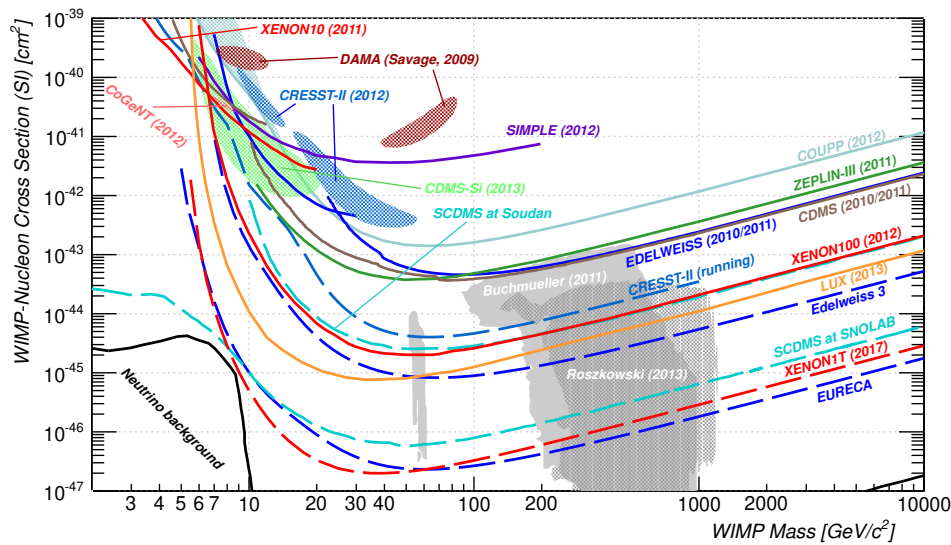


Abbildung 1.6: Ausschlusskurve für den Wechselwirkungsquerschnitt für WIMPs im Massenbereich 6 GeV-10000 GeV

Abbildung 1.6 zeigt so genannte „Ausschlusskurven“, in der der spinunabhängige Wirkungsquerschnitt für verschiedene WIMP-Massen aufgetragen ist. Der Bereich oberhalb der Kurven wurde durch die meisten Experimente bereits ausgeschlossen, die Wirkungsquerschnitte für Reaktionen mit baryonischer Materie können also nur noch unterhalb der Kurve liegen. Wie man sieht, legt das LUX Experiment seit Oktober 2013 die niedrigste Grenze fest, was jedoch auch bedeutet, dass für WIMP-Reaktionen mit einer angenommenen WIMP-Masse von $50 \text{ GeV}/c^2$ nur mit einem sehr kleinen Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung von 10^{-45} cm^2 oder kleiner zu rechnen ist. Es gibt jedoch noch kein konkretes Teilchen, welches man als WIMP bezeichnen könnte. Einen aussichtsreichen Kandidaten liefert die Supersymmetrie (SUSY). In dieser Erweiterung des Standardmodells wird jedem Teilchen ein Superpartner zugeordnet. Zusammen mit dieser Erweiterung wird eine neue Parität eingeführt, die den Standardteilchen die Parität 1 und den SUSY-Teilchen den Wert -1 zuordnet. Unter der Voraussetzung, dass diese Parität erhalten ist, kann das leichteste supersymmetrische Partnerteilchen, das Neutralino, als stabil angenommen werden und stellt einen guten Kandidaten für ein WIMP dar.

Das Axion

Das Axion ist ein weiteres postuliertes Teilchen, das als Erklärung für die Dunkle Materie in Frage kommt. Eingeführt wurde es ursprünglich, um das Starke CP-Problem zu lösen. Dieses folgt aus dem Fehlen des elektrischen Dipolmomentes des Neutrons. Als Resultat müssten alle drei Symmetrien C (engl.: Charge; Ladungsumkehr), P (Parität; Raumspiegelung) und T (Time; Zeitumkehr) in der starken Wechselwirkung

ungebrochen sein und damit auch die Kombination CP. Die Quantenchromodynamik enthält jedoch einen CP-verletzenden Anteil. Zur Lösung dieses Problems wurde eine Theorie vorgeschlagen, welche jedoch auch ein neues Teilchen, das Axion, einführt. Das Axion unterliegt neben der Gravitation nur der schwachen Wechselwirkung und erfüllt somit die Grundvoraussetzungen für ein DM-Teilchen. Im Gegensatz zu den WIMPs wird für Axionen jedoch eine deutlich geringere Masse, welche im Bereich von 10^{-6} bis $1 \text{ eV}/c^2$ liegen soll, angenommen. Gleiches gilt auch für das Axino, das supersymmetrische Partnerteilchen des Axions, da es nahezu die gleichen Eigenschaften besitzt.

1.3 Alternative Modelle

MOND

Ein alternativer Versuch, die beobachteten Rotationskurven von Spiralgalaxien zu erklären, basiert auf der Annahme, dass für galaktische Entfernungen und die daraus resultierenden geringen Beschleunigungen die Newtonsche Theorie nicht mehr in klassischer Form gültig ist. Um die Gültigkeit wieder herzustellen, wurde 1983 eine Modifikation der ursprünglichen Gleichung vorgeschlagen (MODified Newtonian Dynamics, MOND):

$$F = ma \mapsto F = m\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)a$$

$\mu(x)$ ist hierbei eine Funktion, welche für große Werte von x den Wert 1 annimmt, für kleine Werte von x den Wert von x selbst. Wie man sehen kann, hängt der Einfluss der Modifikation stark von der Wahl der Konstanten a_0 ab. Wählt man a_0 sehr klein, bleiben für die im Alltag auftretenden Beschleunigungen weiterhin die klassischen Gleichungen gültig. Für sehr kleine Beschleunigungen, wie sie bei Sternen am Rand einer Galaxis auftreten, gilt nun aber

$$\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) \mapsto \frac{a}{a_0}$$

und damit für die wirkende Kraft:

$$F = m\frac{a^2}{a_0}$$

Zusammen mit dem Gravitationsgesetz

$$F = mG\frac{m_G}{r^2}$$

ergibt sich für die Beschleunigung:

$$a = \frac{\sqrt{Gm_G a_0}}{r}$$

Nun gilt für die Beschleunigung bei einer Kreisbewegung allerdings auch:

$$a = \frac{v^2}{r}$$

und damit letztendlich für die Geschwindigkeit:

$$v^2 = \sqrt{Gm_G a_0}$$

Mit der Modifikation ist die Geschwindigkeit der umlaufenden Sterne also unabhängig vom Abstand zum Zentrum. Dies wäre eine Erklärung für die konstante Geschwindigkeit der Sterne, wie sie in den gemessenen Rotationskurven zu sehen ist.

Allerdings können nicht alle beobachteten Phänomene mit MOND erklärt werden. Die Dynamik von Galaxienclustern, wie beispielsweise der bereits erwähnte Bullet-Cluster, kann z.B. nicht mit MOND alleine beschrieben werden und setzt die Existenz Dunkler Materie voraus.

MACHOs

MACHOs (Massiv Astrophysical Compact Halo Objects) sind ein weiterer Versuch, um die fehlende Masse in den Galaxien zu erklären. MACHOs sind kosmische Objekte, deren Masse sich über den Bereich von 10^{-7} bis zu einer Sonnenmasse erstreckt. Zu den MACHOs zählen sowohl ungebundene Planeten als auch schwarze Löcher, sowie braune Zwerge. Durch ihre nur schwache oder nicht vorhandene Leuchtkraft sind diese Objekte nur schwer zu beobachten. Der Nachweis erfolgt durch schwache Gravitationslinseneffekte („Microlensing“), bei dem ein leuchtender Hintergrund wie z.B. die Galaxie M31 beobachtet und auf Helligkeitsschwankungen untersucht wird. Die Beobachtungen haben jedoch gezeigt, dass mit Hilfe der MACHOs nur maximal 20 % der fehlenden Masse erklärt werden können. Erkenntnisse aus Untersuchungen des CMB zeigen außerdem, dass die fehlende Masse nicht mit baryonischer Materie erklärt werden kann.

Hot Dark Matter-Modell

Als Hot Dark Matter (HDM, engl. für heiße Dunkle Materie) bezeichnet man stark relativistische Teilchen, also Teilchen mit einer Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit. Als beste Kandidaten für HDM gelten Neutrinos. Wie von Dunkler Materie erwartet wird, unterliegen sie nicht der elektromagnetischen Wechselwirkung (auch nicht der Starken) sondern nur der Schwachen Wechselwirkung und der Gravitation. Dabei sind die Wirkungsquerschnitte für die schwache Wechselwirkung so klein, dass riesige Detektorvolumina für den Nachweis erforderlich sind. Beispiele hierfür sind das SuperKamiokande Experiment oder mit einem Volumen von ca. 1 km^3 der IceCube Detektor. Die CMB-Messungen zeigen jedoch, dass keine reine HDM vorliegen kann. Die gemessene CMB-Verteilung weist Strukturen auf, wie sie von HDM aufgrund ihrer Energie, bzw. Geschwindigkeit nicht gebildet werden kann. Ein HDM-Universum würde eine viel größere Struktur aufweisen, da sich die hochenergetischen

Teilchen nicht so leicht von kleinen Gravitationsschwankungen binden lassen würden wie langsamere Teilchen (CDM) und dementsprechend viel größere Strukturen bilden würden. Auch wenn Modelle mit ausschließlich heißer Dunkler Materie durch die vorliegenden Messungen praktisch ausgeschlossen ist, ist sie immer noch Teil von gemischten Modellen.

1.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden zu Beginn erste Hinweise auf die Existenz Dunkler Materie vorgestellt, insbesondere die Beobachtung von Sternen in anderen Galaxien und die Beobachtung von Galaxienclustern, Systemen aus vielen Galaxien, deren Verhalten ebenfalls von den Erwartungen abwich. Es wurden verschiedene Erklärungsversuche aufgezählt, zum einen die MOND-Theorie, zum anderen der Ansatz, die beobachteten Abweichungen mit einer noch unbekannt Form von Materie und ihrer gravitativen Wirkung zu erklären: Dunkle Materie.

Es wurden Kandidaten aufgezeigt, welche die Anforderungen an die Dunkle Materie erfüllen. Dazu zählen die WIMPs, postulierte Teilchen die nur der Gravitation und der Schwachen Kraft unterliegen. Für die WIMPs kommen Teilchen aus der SUSY in Frage, ebenso wie die Axionen, welche aus einer Theorie zur Lösung des CP-Problems der Starken Wechselwirkung hervorgehen. Andere Ansätze, die gravitative Wirkung mit baryonischer Materie zu erklären, wie bei den MACHOs oder dem HDM-Ansatz, wurden mittlerweile verworfen.

2 Nachweis der WIMPs

2.1 Nachweismethoden für WIMPs

Da WIMPs einen aussichtsreichen Kandidaten für Dunkle Materie darstellen, wird mit Hilfe vieler Experimente nach einem Beweis für deren Existenz gesucht. Aufgrund der ihnen zugedachten Eigenschaften ist diese Suche jedoch mit hohem Aufwand verbunden. Zurzeit existieren drei Ansätze zum Nachweis von WIMPs:

1. Suche mit Teilchenbeschleunigern

Mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern kann aktiv nach Dunkler Materie gesucht werden. Wird bei einer Kollision Dunkle Materie erzeugt, kann diese im Detektor aufgrund der mangelnden Wechselwirkung nicht nachgewiesen werden. Durch die Differenz zwischen der Energie der nachgewiesenen Teilchen und der Reaktion zugeführten Energie kann auf die Produktion eines Dunkle Materie Teilchens geschlossen werden.

2. Indirekter Nachweis

Bei der Annihilation zweier WIMPs werden je nach Eigenschaften der WIMPs direkt Photonen und andere Teilchen erzeugt, welche bei ihrem Zerfall oder durch den inversen Compton-Effekt wiederum weitere Photonen erzeugen. Durch den Nachweis der Zerfallsprodukte kann dann auf die Existenz der ursprünglichen WIMPs geschlossen werden [19].

3. Direkter Nachweis

Bei diesem Ansatz versucht man eine direkte Wechselwirkung zwischen einem WIMP und baryonischer Materie, zum Beispiel einem Atomkern zu beobachten. Dazu wird ein Volumen mit einem Wechselwirkungsmedium befüllt. Durch einen Stoß mit einem WIMP können die Atome des Mediums angeregt werden. Beim anschließenden Abregungsprozess wird die Stoßenergie wieder freigegeben. Dies kann sowohl in thermischer/akustischer Form als auch über die Ladung (durch Ionisation), sowie als optisches Signal erfolgen. Die in diesem Kapitel betrachteten Detektoren basieren auf dieser Art der Wechselwirkung.

2.2 Wechselwirkungen von WIMPs

Wie bereits in 1.2 erwähnt, wird das leichteste supersymmetrische Teilchen, das Neutralino, zurzeit als einer der aussichtsreichsten Kandidaten für die Dunkle Materie angesehen. Beim Neutralino handelt es sich um eine Überlagerung der supersymmetrischen Partnerteilchen von Photon, Z^0 und Higgs-Boson. Insgesamt sind vier verschiedene, elektrisch neutrale Kombinationen möglich, die unterschiedliche Eigenschaften und Massen besitzen. Je nachdem, welche der enthaltenen Komponenten dominiert, zeigt das Teilchen vor allem bei der Selbstannihilation unterschiedliches Verhalten.

Bei der Wechselwirkung mit baryonischer Materie, insbesondere bei elastischen Stößen mit Atomkernen, wird der Wirkungsquerschnitt der Reaktion in drei Stufen berechnet. Der Stoß findet auf Quarkebene statt, daher muss zuerst der Wirkungsquerschnitt mit Quarks und auch mit den Gluonen berechnet werden. Da in den Feynmangraphen auch Loops auftreten können, kann die Berechnung viele Summanden enthalten. Aufgrund der Komplexität dieser Berechnung ist das Ergebnis mit großen Unsicherheiten behaftet. Vereinfacht wird die Rechnung durch das streng nichtrelativistische Verhalten der Neutralinos. Im nächsten Schritt wird die Wechselwirkung mit einem Nukleon bestimmt. Dazu werden die Matrixelemente der Quarks und Gluonen im Nukleonenzustand bestimmt. Als letzter Schritt werden die Kernwellenfunktionen durch Überlagerung der Nukleonwellenfunktionen bestimmt. Die Matrixelemente der Kernwellenfunktion liefern dann den Wirkungsquerschnitt einer WIMP-Nukleon-Streuung. Die genannten Prozeduren und Eigenschaften wurden hier nur sehr oberflächlich beschrieben, für tiefer gehende Informationen bezüglich der Eigenschaften von Neutralinos und der Wechselwirkung mit Materie kann [23] zu Rate gezogen werden.

Aufgrund der Eigenschaften der WIMPs müssen bei einer Wechselwirkung nur zwei Fälle betrachtet werden: zum einen die Wechselwirkung der Spins beider Teilchen miteinander, zum anderen der skalare Stoß.

Für Stoßprozesse mit Kernen kann mit der Gleichung

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{\rho_0}{m_N m_W} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\sigma_{WN}}{dE_R}(v, E_R) dv$$

die differentielle Ereignisrate bestimmt werden. In der Formel bezeichnet ρ_0 die lokale WIMP-Dichte, m_N ist die Masse des Nukleonenkerns, m_W die Masse des WIMPs, v ist die Geschwindigkeit, $f(v)$ die vorherrschende Geschwindigkeitsverteilung und σ_{WN} der Wirkungsquerschnitt des WIMP-Nukleonen-Stoßes. Mit dieser Formel können die Ereignisraten für verschiedene Detektormaterialien, wie beispielsweise Argon, Neon und natürlich Xenon, sowie für den Halbleiter Germanium, bestimmt werden. Abbildung 2.1 gibt das Ergebnis dieser Berechnung wieder, wobei die Ereignisraten für Stöße mit einem $100 \text{ GeV}/c^2$ WIMP in Ereignissen pro kg und Jahr angegeben sind.

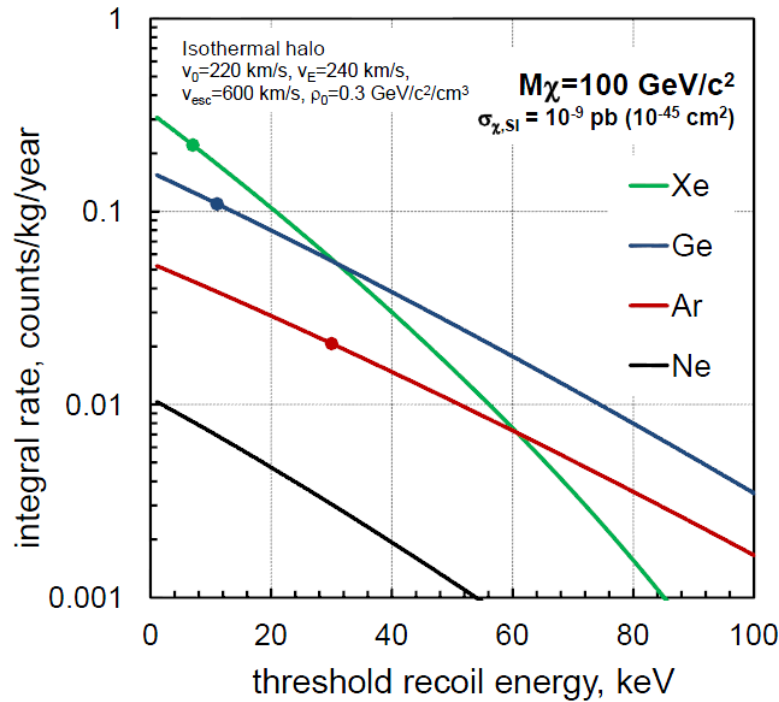


Abbildung 2.1: Integrale Rate für Xe, Ar, Ge und Ne in Ereignissen/kg/Jahr für Stöße mit einem $100 \text{ GeV}/c^2$ -WIMP. Deutlich zu erkennen ist die steiler abfallende Kurve für Xenon, mit jedoch auch deutlich höherer Ereignisrate für Rückstoßenergien $< 30 \text{ keV}$ [1].

Wie man deutlich sieht, fällt die Kurve für Xenon deutlich schneller ab als bei den anderen gezeigten Elementen, im niederenergetischen Bereich, bei Übertragungen von Stoßenergien bis 30 keV , werden jedoch höhere Raten erwartet. Dadurch ist Xenon als Detektorgas für die Suche nach Rückstoßereignissen mit geringem Energieübertrag besonders gut geeignet.

2.3 Xenon als Detektorgas

Xenon ist ein Edelgas mit insgesamt 7 stabilen Isotopen. Daneben existieren mit ^{124}Xe und ^{136}Xe zwei instabile Isotope, die jedoch durch ihre extrem langen Halbwertszeiten einen beachtlichen Teil des natürlich vorkommenden Xenons ausmachen.

Xenon wird aus mehreren Gründen als Detektorgas verwendet. Da es sich um ein Edelgas handelt, reagiert es chemisch sehr träge, somit kommt es kaum zu Reaktionen mit anderen im Detektor verbauten Materialien. Flüssiges Xenon hat eine relativ hohe Dichte von $3 \text{ g}/\text{cm}^3$, so dass auch massereiche Detektoren relativ kompakt gebaut werden können. Durch die hohen Massenzahlen von $A = 124$ bis $A = 136$ hat es eine hohe Wahrscheinlichkeit, mit den nur schwach wechselwirkenden WIMPs zu stoßen. Mit der hohen Ordnungszahl $Z = 54$ hat Xenon eine gute Abschirmwirkung gegen

sowohl externe als auch interne Gammastrahlungsquellen. Hinzu kommt, dass Xenon abgesehen von ^{124}Xe und ^{136}Xe keine langlebigen instabilen Isotope hat. ^{124}Xe ist jedoch nur gegenüber dem doppelten Elektroneneinfang und ^{136}Xe nur gegenüber dem doppelten β -Zerfall instabil. Daher besitzen diese Isotope sehr lange Halbwertszeiten in den Größenordnungen von 10^{16} und 10^{21} Jahren. Ihre Aktivität kann aufgrund dieser langen Lebensdauern vernachlässigt werden. Den beiden zuletzt genannten Eigenschaften, der Abschirmwirkung und der geringen intrinsischen Radioaktivität, ist es zu verdanken, dass Xenon nur sehr wenig Untergrundstrahlung aufweist.

Tabelle 2.1 zeigt eine Auflistung aller in der Natur vorkommenden Xenonisotope, zusammen mit ihrer Häufigkeit. Wie man sieht, sind mit ^{129}Xe und ^{131}Xe auch zwei Isotope mit ungerader Massenzahl und daher mit resultierendem Spin vorhanden, so dass Xenon auch für den Nachweis der spinabhängigen Wechselwirkung mit WIMPs verwendet werden kann.

Isotop	Natürliche Häufigkeit	$T_{1/2}$	Zerfallskanal
^{124}Xe	0,095 %	$4,8 \cdot 10^{16}$ a	Doppelter Elektroneneinfang
^{126}Xe	0,089 %	Stabil	-
^{128}Xe	1,910 %	Stabil	-
^{129}Xe	26,400 %	Stabil	-
^{130}Xe	4,071 %	Stabil	-
^{131}Xe	21,232 %	Stabil	-
^{132}Xe	26,909 %	Stabil	-
^{134}Xe	10,436 %	Stabil	-
^{136}Xe	8,857 %	$2,11 \cdot 10^{21}$ a	Doppelter Betazerfall

Tabelle 2.1: Die natürlich vorkommenden Xenon-Isotope [3].

Wie bereits in Abbildung 2.1 zu sehen war, ist Xenon besonders für den Nachweis niederenergetischer Ereignisse geeignet. Neben einer hohen Ereignisrate ist auch die Ausbeute an erzeugten, nachweisbaren Photonen von entscheidender Bedeutung. Xenon stellt, wie die anderen Edelgase auch, einen ausgezeichneten Szintillator dar. Abbildung 2.2 zeigt die Anzahl der erzeugten Photonen für verschiedene Energien von wechselwirkenden Elektronen und γ -Quanten. Für den niederen Energiebereich < 10 keV werden demnach bis zu 65 Photonen/keV erzeugt, im Bereich sehr niedriger Energien < 1 keV kann noch mit bis zu 40 Photonen/keV gerechnet werden.

Für die Angabe der Lichtausbeute bei Stößen mit anderen Kernen oder Neutronen bzw. auch für Stöße mit WIMPs kann die Lichtausbeute nicht so einfach angegeben werden. Diese Teilchen wirken im Gegensatz zu Elektronen oder γ -Strahlung nicht mit der Elektronenhülle, sondern übertragen ihre Energie an den Kern, welcher die Energie wiederum an die Hüllenelektronen weitergibt. Um dennoch eine aussagekräftige und vergleichbare Größe zur Hand zu haben wird die relative Lichtausbeute L_{eff} eingeführt. Sie gibt die relative Szintillationseffizienz für nuklearen Stöße, bezogen auf elektromagnetischen Stöße mit dem 122 keV-Quant aus dem Zerfall von ^{57}Co .

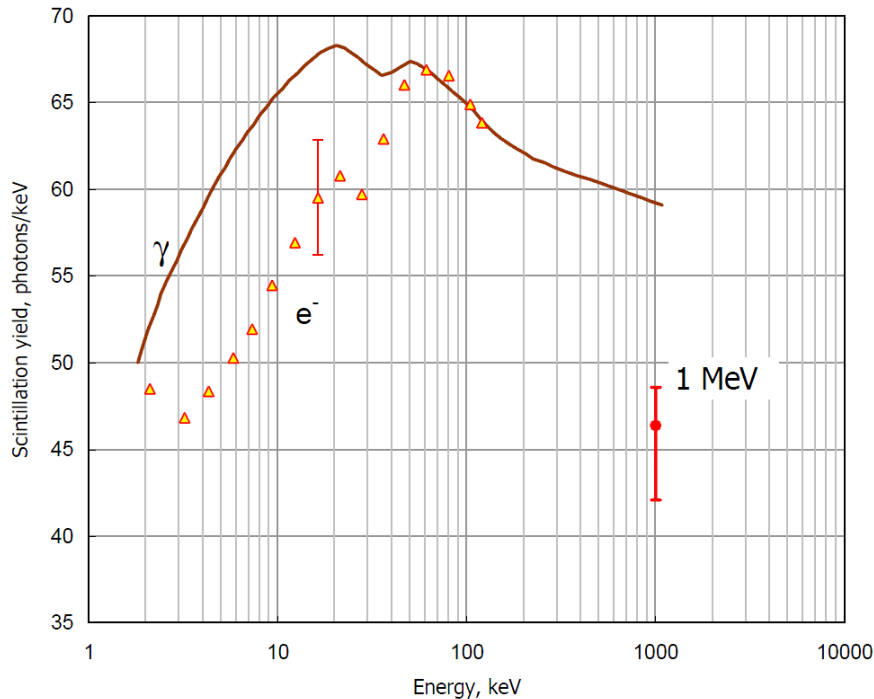


Abbildung 2.2: Anzahl der erzeugten Photonen in flüssigem Xenon für Elektronen und γ -Quanten mit Energien zwischen 1 keV und 1000 keV [1].

Durch Stöße mit Elektronen/ γ -Quanten können Xenonatome angeregt oder ionisiert werden. Die durch die Stöße angeregten Xenonatome (Xe^*) gehen eine zweiatomige Molekülverbindung ein und werden als Exzimer bezeichnet (eine Kombination aus „excited dimer“, engl. angeregte Dimere):



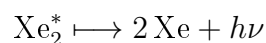
Das dritte anwesende Xenonatom nimmt Energien aus Schwingungszuständen auf, welche somit fast strahlungsfrei abgebaut werden. Zurück bleibt ein rein elektrisch angeregter Zustand im Molekülverbund. Andererseits können durch den Stoß auch Xenon-Ionen (Xe^+) entstehen, die ebenfalls eine Bindung eingehen, so genannte Dimere, und sich dann durch Rekombination wieder in angeregte Xenonatome aufteilen:



Dieser angeregte Zustand wird zuerst durch Wärmeemission abgebaut



Anschließend wird dieser angeregte Zustand dann über die bereits genannte Molekülbindung durch Emission des Szintillationslichts in den Grundzustand überführt:



Das ausgesendete Licht liegt im ultravioletten Bereich mit einer Wellenlänge von 178 nm [35]. Da das Licht bei der Relaxation eines angeregten Molekülzustandes entsteht, der sich auf einem Energieniveau befindet, welcher sich nicht bei einem einzelnen Xenonatom finden lässt, werden die ausgesendeten Photonen nicht mehr von Xenonatomen absorbiert und breiten sich nahezu ungehindert aus. Dadurch ist Xenon für sein eigenes Szintillationslicht transparent. Dieses lässt sich mit auf die entsprechende Wellenlänge optimierten PMTs sehr effizient nachweisen (Bsp.: Quanteneffizienz der PMTs bei XENON100 zwischen 22 % und 35 % [16]).

Ein Nachteil ist die eingeschränkte Verfügbarkeit und der daraus resultierende Preis für Xenon. Außerdem muss das Xenon in hoher Reinheit vorliegen, um die oben genannten Eigenschaften zu besitzen, da schon kleinste Verschmutzungen einen oder mehrere der positiven Aspekte des Xenons neutralisieren können. Als Beispiel sei hier die Verunreinigung mit dem Edelgasisotop ^{85}Kr genannt, welches mit einer Halbwertszeit von etwas über 10 Jahren für einen störenden Untergrund sorgen kann.

2.4 Nachweis mit Hilfe von Zeitprojektionskammern

Der Nachweis von WIMPs kann unter anderem mit Hilfe von Zeitprojektionskammern (TPC, engl. Time Projection Chamber) erfolgen. Dabei handelt es sich in der Regel um einen gasgefüllten Detektor, der mit Hilfe von Szintillationslicht Ereignisse, welche im Detektormedium stattfinden, nachweist. Der Nachweis des Lichts erfolgt durch Photoelektronenvervielfacher. In den folgenden Kapiteln wird näher auf Aufbau und Funktionsweise dieser Instrumente eingegangen

2.4.1 Funktionsweise eines Photoelektronenvervielfacher

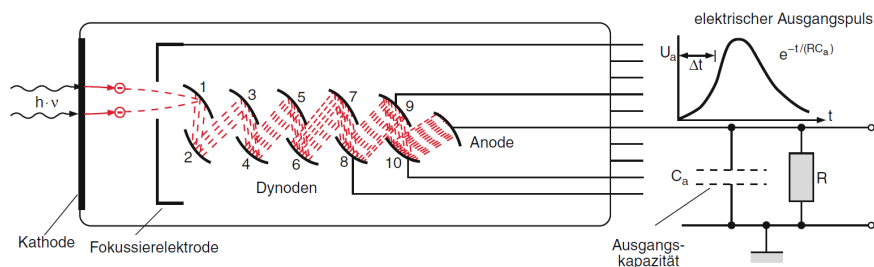


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau eines Photoelektronenvervielfachers. Zu sehen ist links die Photokathode, aus der durch Photonen Elektronen ausgelöst werden, im Zentrum die Dynodenkaskade zur Elektronenvervielfältigung, rechts ist das Ausgangssignal in Form eines Spannungspulses abgebildet, welcher am Widerstand durch die abfließende Ladung abfällt [5].

Ein Photoelektronenvervielfacher (PMT, engl. photo multiplier tube) ist ein Gerät zum Nachweis von Photonen, wobei Sensitivitäten bis zum Nachweis einzelner Photonen erreicht werden können. Der allgemeine Aufbau eines PMTs ist in Abbildung

2.3 dargestellt. Wie man erkennen kann, besteht ein PMT im Wesentlichen aus den folgenden Komponenten:

- Photokathode: eine photosensitive Schicht auf der Innenseite des Eintrittsfensters.
- Sekundärelektronenvervielfacher: eine Reihe hintereinander geschalteter Elektroden, auch Dynoden genannt, werden auf zunehmend positives Potential gelegt. Typischerweise werden acht, zehn oder noch mehr Dynoden hintereinander angeordnet. Die zwischen Kathode und Anode angelegte Hochspannung wird dann durch Widerstände nach dem Spannungsteilerprinzip aufgeteilt und die Dynoden auf die zunehmend positiven Potentialstufen gelegt. Die letzte Dynode ist geerdet, die dort eingesammelten Elektronen können über einen Widerstand abfließen. Die dabei am Widerstand auftretende Spannung wird als Ausgangssignal ausgegeben.
- Behälter: Der gesamte Aufbau befindet sich in einem abgeschlossenen, evakuierten Behälter. Dies ist vonnöten, damit es zu keinen Verlusten bei den ausgelösten Elektronen und auch nicht zu Gasentladungen kommen kann.

Durch den photoelektrischen Effekt kann ein Photon aus der Photokathode ein Elektron herauslösen. Dieses bewegt sich durch den Potentialunterschied in Richtung der ersten Dynode. Gleichzeitig gewinnt es an Energie, so dass es beim Aufprall auf die Dynode weitere Elektronen aus dem Metall herauslösen kann. Diese werden wiederum in Richtung der nächsten Dynode beschleunigt, wo sie weitere freie Elektronen erzeugen. Die Anzahl der pro Stufe und Elektron erzeugten neuen Elektronen wird als Sekundärelektronenverhältnis δ bezeichnet. Die Anzahl der auf diese Weise zusätzlich herausgelösten Elektronen hängt von der Potentialdifferenz zwischen den einzelnen Dynoden ab und nimmt von Stufe zu Stufe exponentiell zu. Die Gesamtzahl der Elektronen N_e , auch als Verstärkungsfaktor bezeichnet, ergibt sich demnach aus

$$N_e = \delta^{n_d}$$

Dabei ist n_d die Anzahl der Dynoden. Zusätzlich ist die nachgewiesene Spannung auch proportional zur Anzahl einfallender Photonen, so dass auch auf die Intensität des einfallenden Lichts geschlossen werden kann.

2.4.2 Aufbau und Funktionsweise einer Zeitprojektionskammer

Bei den im Rahmen der XENON Experimente eingesetzten Detektoren handelt es sich um sogenannte Zwei-Phasen-TPCs: das Detektorgas Xenon liegt hier sowohl in flüssigen als auch im gasförmigen Zustand vor. Die TPCs haben die Form eines aufrecht stehenden Zylinders, mit Photoelektronenvervielfachern als Photonendetektoren an beiden Stirnflächen. Jeweils vor den PMTs als auch knapp unterhalb des Übergangs zwischen flüssiger und gasförmiger Phase des Xenons befinden sich Metallgitter, über

die ein elektrisches Feld angelegt werden kann. Abbildung 2.4 zeigt den schematischen Aufbau einer TPC mit Lage der PMTs und der Metallgitter, insbesondere der Kathode in der flüssigen und der Anode in der gasförmigen Phase sowie dem geerdeten Gitter unterhalb des Phasenübergangs.

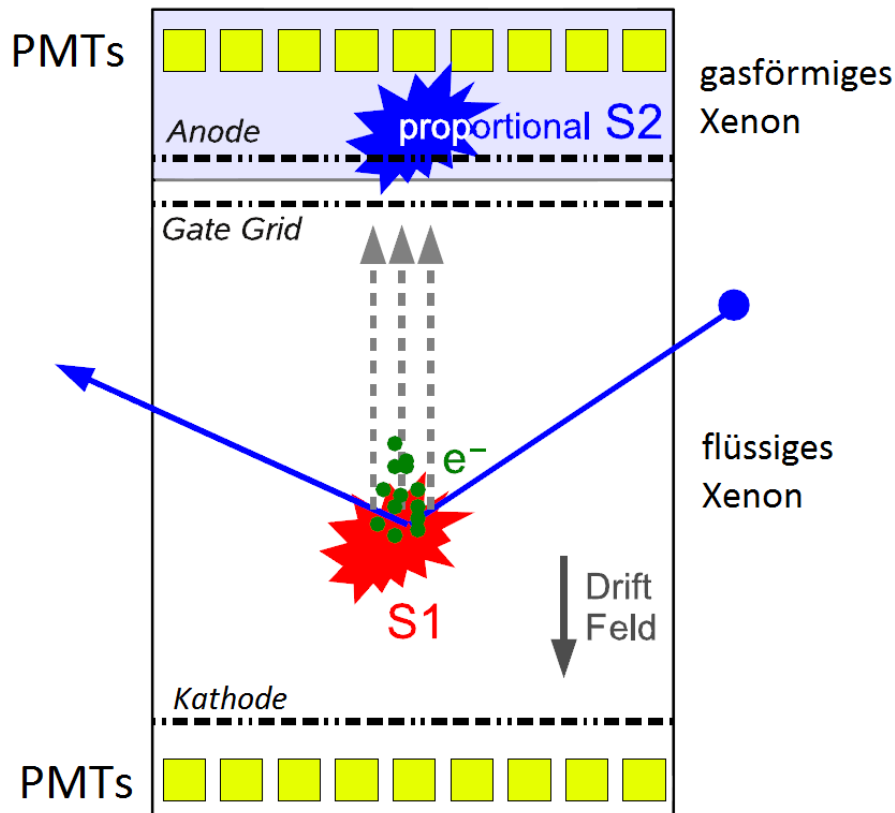


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung einer Zwei-Phasen-TPC mit einem Ereignis. Am oberen und unteren Ende der TPC sind die PMTs zu sehen. Ebenfalls eingezeichnet sind die Metallgitter, die das Driftfeld erzeugen. Außerdem wird grob der Ablauf eines Ereignisses in der TPC dargestellt: erst der Stoß in der flüssigen Phase mit der Erzeugung eines S1-Signals, die Bewegung der dabei freiwerdenden Elektronen und die anschließende Erzeugung des zugehörigen S2-Signals [16].

Abbildung 2.4 skizziert auch den Ablauf eines Ereignisses in der TPC. Bei dem Stoß eines Teilchens mit den Xenon-Atomen kommt es zur Anregung oder Ionisation. Durch Abregung senden die Atome Szintillationslicht aus. Dieses wird von den PMTs detektiert und als S1-Signal bezeichnet. Dieses wird hauptsächlich von den unteren PMTs gesehen, da der überwiegende Anteil des Lichts beim Phasenübergang des Xenons durch Totalreflektion wieder nach unten reflektiert wird. Ein Teil der beim Stoß erzeugten Elektronen driften aber auch durch das angelegte elektrische Feld nach oben

und werden in die Gasphase extrahiert. Dort erzeugen sie durch Stoßionisation das sogenannte S2-Signal. Aus der Lichtverteilung des S2-Signals auf den PMTs lässt sich die x-y-Koordinate des Ereignisses ermitteln, die Zeit zwischen S1 und S2 und die bekannte Driftgeschwindigkeit der Elektronen durch flüssiges Xenon (abhängig von der angelegten Spannung) liefern die z-Koordinate. Die TPC liefert also den Ort des Ereignisses in allen drei Dimensionen.

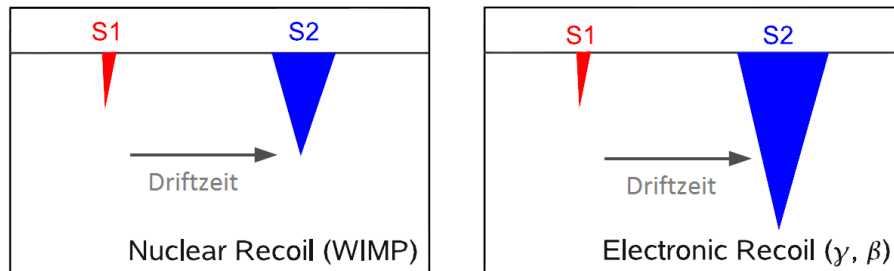


Abbildung 2.5: Zwei verschiedene Signalformen einer mit Xenon gefüllten Zwei-Phasen-TPC. Links ist das S2/S1 Verhältnis eines WIMP/Nuclear Recoil Ereignisses, rechts ein Elektron/ γ -Ereignis mit deutlich größerem S2-Signal [16].

Des Weiteren lässt sich etwas über die Art des einlaufenden Teilchens sagen, da verschiedene Teilchen zu unterschiedlichen Ereignisformen führen. Wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist, liefern Elektronen- und γ -Ereignisse („electronic recoils“) ein im Vergleich zum S1-Signal größeres S2 Signal als die von Kernrückstößen ausgelösten Ereignisse („nuclear recoils“), wie sie auch von einem WIMP erwartet werden. Das unterschiedliche S2/S1 Verhältnis der Ereignisse kann zur Diskriminierung unerwünschter Signale verwendet werden.

2.5 Kalibration einer TPC

Zur richtigen Interpretation der Daten einer TPC muss das Verhalten des Detektormaterials bekannt sein, ebenso wie die Sensitivität des gesamten Versuchsaufbaus. Das Wissen um die Sensitivität erhält man durch das Messen bekannter Größen und den Vergleich mit den vom Versuchsaufbau gemessenen Daten. Durch diese Kalibration kann später aus den gemessenen Werten z.B. eines unbekanntes Teilchens, auf die wahren physikalischen Größen geschlossen werden. Für die Kalibration einer TPC stehen mehrere Arten der Kalibration zur Verfügung, die jeweils Aussagen über verschiedene Eigenschaften des Detektors liefern:

- Kalibration mit Neutronen oder α -Teilchen liefern das *nuklear recoil band* (NR). Das S2/S1-Verhältnis gegen das S1-Signal eines Kernrückstoßes liefert einen Bereich, in dem sich alle Ereignisse dieses Typs befinden.

- Analog zum NR liefern Kalibrationen mit Photonen oder geladenen Teilchen mit kontinuierlichem Energiespektrum das *electronic recoil band* (ER). Durch das größere S2/S1-Verhältnis lassen sich beide Formen des Stoßes, besonders für höhere Rückstoßenergien unterscheiden.
- Linien-Kalibration mit fest definierter Energie. Das im Verlauf dieser Arbeit erzeugte ^{37}Ar kann für diese Art der Kalibration verwendet werden.
- Positionskalibration. Eine Kalibrationsquelle wird an fest definierten Positionen in den Detektor eingebracht. Damit kann die Ortsauflösung bestimmt werden.

Auf die ersten beiden Punkte wird noch einmal in Kapitel 4 genauer eingegangen. Dort werden verschiedene Kalibrationsgase für diese Arten der Kalibration näher erläutert. Als Quellen für die Teilchen, sowohl mit konstanter als auch mit kontinuierlicher Energie, können radioaktive Isotope mit den gewünschten Eigenschaften verwendet werden (zu den Auswahlkriterien der Isotope siehe Kapitel 4).

Auch muss man sich Gedanken darüber machen, wie die Kalibrationsquellen mit dem Detektor wechselwirken sollen. Bei kleineren Detektoren (XENON10, XENON100) kann die Quelle einfach von außen in die Nähe des Detektors gebracht werden, natürlich aber innerhalb der Abschirmung, die der Reduzierung des Untergrunds dient. Zur Untersuchung, wie der Detektor auf elektromagnetische Wechselwirkungen reagiert, muss auf eine Kalibration mit Hilfe von γ -Quanten zurückgegriffen werden, da Elektronen nicht in der Lage sind, das Detektorgefäß zu durchdringen. Als externe γ -Quellen werden die radioaktiven Isotope ^{57}Co , ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{228}Th verwendet [17]. In Abbildung 2.6 ist die örtliche Verteilung der Ereignisse während einer Kalibration mit 662 keV- γ -Quanten einer ^{137}Cs -Quelle in der x-y-Ebene einer TPC zu sehen. Halbwertszeiten und Zerfallsenergien dieses und anderer häufig für die Kalibration von TPCs verwendeten Isotope können Tabelle 2.2 entnommen werden.

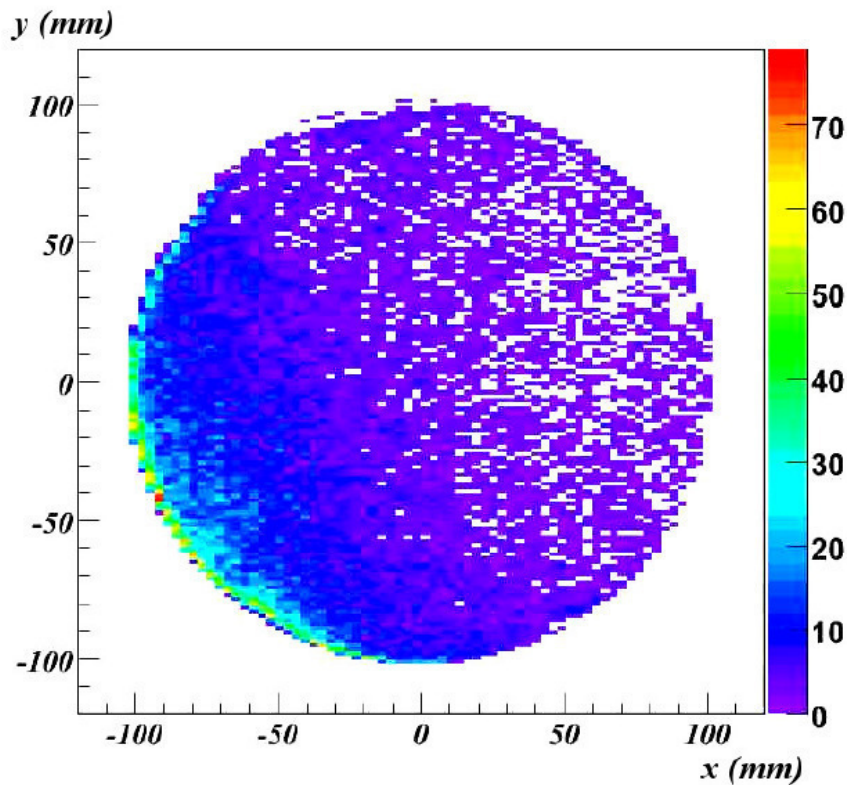


Abbildung 2.6: Beispiel einer Kalibration mit γ -Strahlung beim XENON10 Experiment. Gezeigt ist ein Schnitt durch die TPC in der x-y-Ebene, aufgetragen sind an den Achsen die x- beziehungsweise die y-Koordinaten der Ereignisse, mit dem Ursprung des Koordinatensystems im Zentrum der Detektors. Die Farbcodierung gibt die Anzahl der an den einzelnen Positionen registrierten Ereignisse an. Wie man unschwer erkennen kann, befindet sich die γ -Quelle am linken Rand, leicht nach unten versetzt [17].

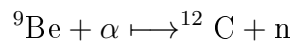
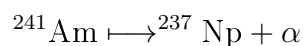
Isotop	Halbwertszeit	Zerfallsart	Energie
^{57}Co	271,7 d	Elektroneneinfang	122 keV
^{60}Co	5,27 a	β^-	1173 keV
		β^-	1332 keV
^{137}Cs	30,1 a	β^-	662 keV
^{228}Th	11,8 d	α^-	12,3 keV

Tabelle 2.2: Halbwertszeiten und Zerfallsarten häufig verwendeter Isotope, sowie die Energie der beim Zerfall emittierten und zur Kalibration verwendeten γ -Quanten [3].

Zwar werden die Detektoren tief unter der Erde errichtet um die kosmische Strahlung abschirmen zu können, jedoch gibt es im umgebenden Gestein manchmal ebenfalls

radioaktive Zerfälle, die zum Untergrund beitragen. Durch die Kalibration ist das Verhalten des Detektors bei solchen Ereignissen bekannt. Dadurch trägt die Kalibration mit γ -Quanten maßgeblich dazu bei, diese unerwünschten Hintergrundereignisse besser unterdrücken zu können.

Zur Kalibration für Nukleonenstreuung, wie sie für WIMP-Ereignisse erwartet wird, verwendet man Neutronen, da sie ähnlich mit den Xenonatomen wechselwirken, wie es auch von WIMPs erwartet wird. Die Neutronen können aus einer kompakten AmBe-Quelle gewonnen werden. Hierbei wird beim Zerfall eines ^{241}Am -Kerns ein α -Teilchen frei, welches durch einen Berylliumkern eingefangen wird. Bei dieser Reaktion wird ein Neutron mit einer Energie zwischen 0,1 MeV und 11 MeV frei [17]:



Wie auch die γ -Quelle wird die Neutronenquelle von außen an das Detektorgefäß herangeführt. Die Neutronen können die Gefäßwand durchdringen und stoßen mit den Xenonatomen im Inneren des Detektors zusammen. Im Gegensatz zu den γ -Quanten wechselwirken die Neutronen nicht mit der Hülle der Xenonatome, sondern mit den Kernen. Die Kerne geben ihre Anregungsenergie an die Hüllenelektronen ab, welche wiederum durch Emission des Szintillationslichts in den Grundzustand zurückfallen. Die Energieabgabe ist bei Neutronen viel stärker lokalisiert und betrifft daher deutlich weniger Atome als bei einem Elektron, welches mit nahezu jedem Atom wechselwirkt, das es auf seiner Bahn passiert. Infolgedessen werden weniger Atome ionisiert und die Lichtausbeute des S2-Signals ist bei nuklearen Stößen deutlich geringer als bei einer Elektronen/ γ -Reaktion, wie in Abbildung 2.5 dargestellt. Diese Art der externen Kalibration wirft jedoch auch Probleme auf: die Teilchen verlieren beim Durchdringen der Außenwand des Detektors einen Teil ihrer Energie. Dieser Verlust muss bekannt sein und kann eine Kalibration mit energetisch schwachen Quellen, welche gerade für den niederenergetischen Bereich des Detektors wichtig sind, problematisch oder sogar unmöglich machen. Bei größeren Detektoren wie XENON1T kommt noch die bereits erwähnte gute Abschirmwirkung vom Xenon selbst hinzu, so dass externe Quellen nicht bis in die Kernregionen des Detektors reichen und die Eigenschaften dieses Bereichs somit nicht erfasst werden können.

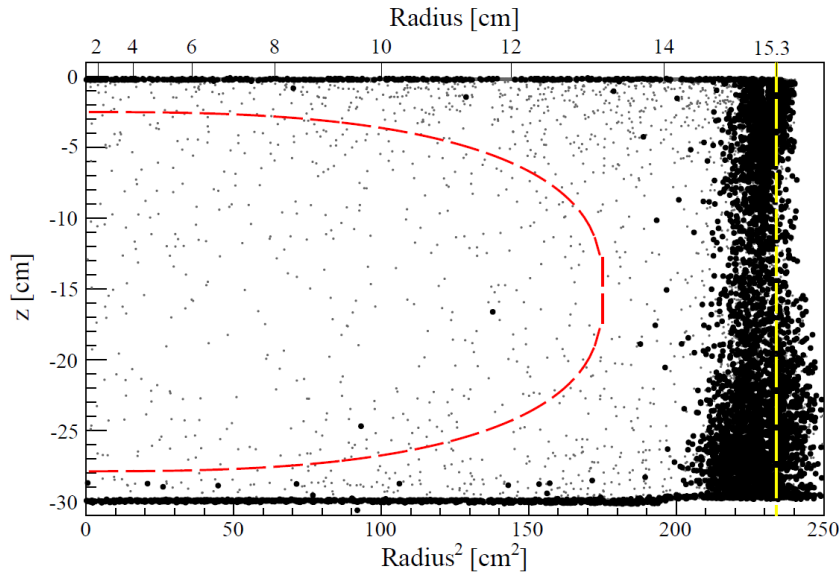


Abbildung 2.7: Definition des „Fiducial Volume“ bei XENON100. Die z -Koordinate (Höhe) ist gegen den Radius aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist, dass die Untergrundereignisse in den Randregionen des Detektors (oben, unten und an der Zylinderwand) stattfinden. Das fiducial Volume wird so gewählt (begrenzt durch die eingezeichnete rote Linie), dass diese Ereignisse unterdrückt werden. Danach finden sich lediglich noch zwei Ereignisse, die näher betrachtet werden müssen [18].

Diese abschirmende Wirkung des Xenons ermöglicht eine weitere Möglichkeit, Untergrundereignisse herauszufiltern. Da die störende Strahlung nicht ins Innere vordringen kann, finden die Ereignisse, vor allem die niederenergetischen, in den Randregionen des Detektors statt. Nun wird das sogenannte „fiducial Volume“ definiert. Dabei handelt es sich um ein virtuelles Volumen im Inneren des Detektors, dessen Dimensionen so festgelegt werden, dass die Untergrundereignisse möglichst vollständig außerhalb dieses Volumens liegen. Alle Ereignisse, die außerhalb dieses Volumens liegen, stammen mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit von eindringender Strahlung und nicht von WIMP-Reaktionen im Inneren des Detektors und können somit durch Bestimmung ihrer Position unterdrückt werden. Die genauen Abmessungen des fiducial Volumens werden durch Untergrundmessungen und durch die oben beschriebenen externen Kalibrationsmethoden bestimmt. Die Grenzen dieses Volumens sind dabei nicht durch den Aufbau des Detektors festgelegt, sondern hängen im Wesentlichen auch von den zur Auswertung der Daten gewählten Methoden ab. So kann sich das Volumen zwischen zwei Datennahmen deutlich unterscheiden, obwohl sich am Aufbau des Detektors nichts verändert hat. Ein Beispiel für die Definition eines solchen fiducial Volumens für XENON100 ist in Abbildung 2.7 zu sehen.

Zur Untersuchung der inneren Regionen muss ein System entwickelt werden, die zur Kalibration verwendeten Quellen auch in die von außen unzugänglichen Bereiche des Detektors zu bekommen. Dazu können Rohre in den Detektor eingebaut werden, durch

die Quellen in verschiedenen Positionen des Detektors eingeführt werden können. Bei den XENON-TPCs treten dabei jedoch Probleme auf. Zum einen kann durch ein Rohr das angelegte Driftfeld gestört werden, so dass die Elektronen nicht mehr in geraden, bekannten Bahnen driften, zum anderen kann auch die Lichtausbreitung im Detektor gestört werden. In beiden Fällen ist eine Verschlechterung der Ortsauflösung zu erwarten. Ein anderer Ansatz für interne Kalibrationsquellen ist daher das Einbringen der Kalibrationsquellen direkt in das Detektorgas. Jedoch muss man sich hierbei klarmachen, dass man eine Strahlungs- oder Teilchenquelle direkt in das Detektormedium einbringt. Dies schränkt die Auswahl der verwendeten Materialien natürlich ein. Näheres zu den Auswahlkriterien und gewünschten Eigenschaften sind in Kapitel 4 nachzulesen.

2.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ein grober Überblick über die Wechselwirkungsmechanismen von WIMPs gegeben. Diese führten zu dem Ansatz, die WIMPs über Stöße mit Atomkernen baryonischer Materie nachzuweisen. Im Folgenden wurde insbesondere auf Xenon als Detektormaterial eingegangen und Vorzüge sowie Nachteile des Edelgases aufgezeigt. Schließlich wurde mit der Flüssig-Xenon Zwei-Phasen Zeitprojektionkammer ein zur Suche nach WIMP-Wechselwirkungen häufig verwendeter Detektortyp vorgestellt und erläutert. Abschließend wurde ein erster Überblick über verschiedene Kalibrationsarten gegeben, mit einem Schwerpunkt auf externen Methoden und den hierbei verwendeten, radioaktiven Isotopen.

3 Das Gassystem

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die MainzTPC ein neues Gassystem aufgebaut. Durch die neuen Versuchsaufbauten wäre ein einziges Gassystem zu wenig, außerdem hat das bereits vorhandene Gassystem einen zu geringen Gasdurchsatz von maximal 5 Standardliter pro Minute (slpm), das neue System ist auf einen höheren Gasfluss von bis zu 20 slpm ausgelegt. Neben der Rezirkulation und Reinigung des Xenons bietet das System auch die Möglichkeit, an verschiedenen Stellen Gase für Kalibrationszwecke in den Kreislauf einzuleiten oder Gasproben für Messungen, z.B. mit einem Restgasanalysator, zu entnehmen. Das neue System besteht im Wesentlichen aus zwei Teilen, dem eigentlichen Gassystem oder Rezirkulationsteil und dem Gaslager mit den Gasflaschen und dem nötigen Druckreduzierer. Montiert sind beide Systeme auf Aluminiumprofilrahmen. Die Systeme sind mobil und können sowohl getrennt als auch fest miteinander verbunden verwendet werden. Die Planung und das Design der Rahmen und der einzelnen Rohrabschnitte erfolgte mit Hilfe der CAD-Software SolidWorks. Eine technische Zeichnung mit Beschriftung der wichtigsten Komponenten, sowie ein Foto des fertigen Systems ist in Anhang 8 zu finden. Im Folgenden werden beide Systeme näher erläutert:

3.1 Gassystem: Rezirkulationsabschnitt

Der Rezirkulationsteil wurde auf einem Aluminiumprofilrahmen montiert. Verwendet wurden quadratische Aluminiumprofile mit einer Kantenlänge von 50 mm für den Hauptrahmen, für die Profile, an denen der Getter und die Buffervolumen befestigt sind wurde eine kleinere Kantenlänge von 40 mm gewählt. Der Rahmen ist 0,9 m lang, 0,7 m breit und 1,75 m hoch, durch die seitlich montierten Ventile ergibt sich jedoch eine Gesamtbreite von ca. 0,9 m. Das gesamte System ist auf 90 mm-Lenkrollen mit Feststellfunktion aufgebaut und lässt sich leicht bewegen.

Aufgrund des höheren Durchflusses wurde gegenüber dem bereits vorhandenen System der Rohrdurchmesser von 1/4" auf 3/8" erhöht, lediglich im Hochdruckteil wurde der Rohrdurchmesser von 1/4" beibehalten. Da für den Betrieb mit Xenon die Reinheit des Gases von sehr hoher Wichtigkeit ist, wurden die Teile über VCR-Verbindungen mit Metaldichtscheiben verbunden. Um die Anzahl der Verschraubungen und damit der möglichen Problemstellen (z.B. bezüglich der Dichtheit) zu verringern, wurden keine T-Stücke und Winkel mit Schraubverbindungen verwendet. Stattdessen sind die Verbindungsrohre zwischen den Ventilen und den anderen Komponenten aus Schweißfittingen zusammengesetzt. Verbunden wurden sie mit Hilfe von Orbitalschweißungen, da diese eine sauberere Schweißnaht liefern als eine von Hand ausgeführte Schweißung,

besonders im Inneren der Rohre. Dies erleichtert später die Reinigung des Systems, da diese Schweißnähte weniger Gelegenheiten für ungewollte Gaseinschlüsse bieten, was die nötige Zeit zum Ausgasen während des Reinigungsprozesses reduziert. Außerdem bieten die Orbitalschweißnähte aufgrund der Regelmäßigkeit einen geringeren Strömungswiderstand als eine handgeschweißte Naht. In Abbildung 3.1 ist ein gerendertes Bild des Rezirkulationsabschnitts zu sehen, Abbildung 3.2 zeigt schematisch den Rezirkulationsteil des Systems.



Abbildung 3.1: Gerenderte Darstellung des Gassystems. In der Abbildung ist die verwendete Doppelmembranpumpe nicht abgebildet. Die Bezeichnung der einzelnen Komponenten kann Anhang 8.1 entnommen werden.

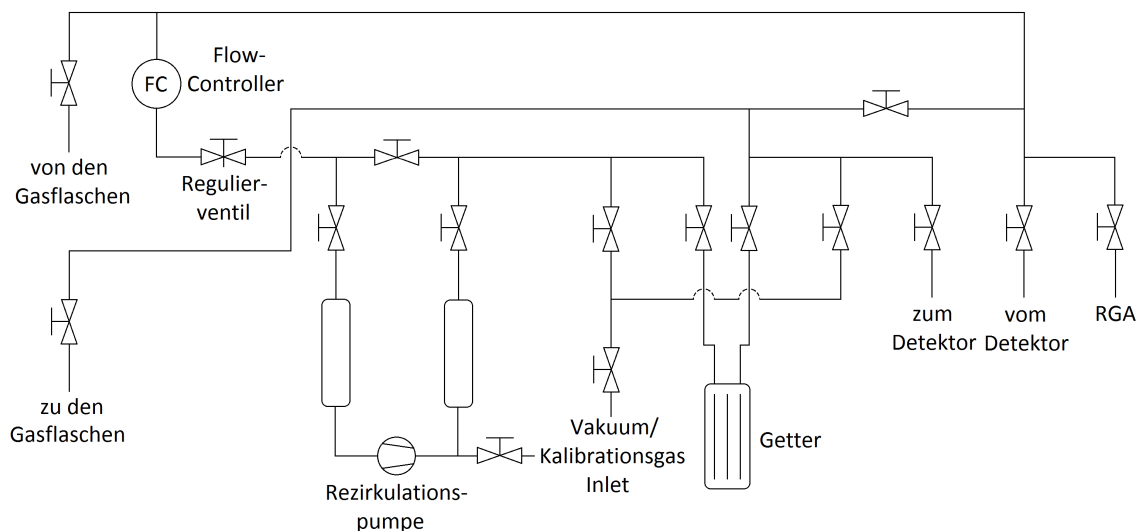


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Rezirkulationsteils des Gassystems. Zur Rezirkulation wird eine KNF-Doppelmembranpumpe, Modell N143 AN.12E, mit einem maximalen Gasfluss von 30 slpm und einem maximalen Hinterdruck von 3 bar verwendet. Unmittelbar vor und hinter der Pumpe befinden sich Buffervolumen um die Druckstöße der Pumpzyklen abzumildern. Über Ventile vor den Volumen kann die Pumpe auch abgesperrt werden, um im Falle eines Pumpentauschs nicht das gesamte System der Atmosphäre auszusetzen. Außerdem besteht über einen Bypass die Möglichkeit, die Pumpe zu umgehen. Unmittelbar vor und hinter der Pumpe sind Drucksensoren angebracht. Die verwendeten Drucksensoren sind vom Typ Solid Sense II und für einen Druck bis 6,8 bar geeignet. Genauere Angaben zu den Eigenschaften der Sensoren kann Kapitel 3.3.3 entnommen werden. Nach der Pumpe gibt es einen Anschluss, der zum Evakuieren des Systems dient, später aber auch dazu verwendet werden soll, Kalibrationsgase in das System einzuleiten. Nachträglich wurde am Buffervolumen hinter der Pumpe noch eine Abzweigung hinzugefügt, über die der Gasstrom abgezweigt werden kann. Entgegen der ersten Planungen kann somit ein Kalibrationsgas nicht nur über den bereits erwähnten Anschluss eingeleitet werden, ein Vorgang welcher aufgrund der Verwendung von nur einer einzigen Verbindung hauptsächlich durch Diffusion zustande käme. Es besteht nun die Möglichkeit, zwischen Pumpe und Getter, bzw. zwischen Pumpe und Detektor eine Vorrichtung einzubringen und den gesamten Gasstrom hindurchzuleiten. Dadurch können Kalibrationsgase wesentlich schneller und vor allem auch effizienter in das System eingeleitet werden.

Zur Reinigung des Xenons wird ein SAES-Getter vom Typ PS4-MT3-R-1 verwendet. Dieser erhitzt das Gas auf Temperaturen von über 400 °C. Dabei werden Unreinheiten chemisch an das Reinigungsmaterial gebunden und auch unter Vakuum und hohen Temperaturen nicht wieder freigegeben. Der Getter kann seine maximale Reinigungseffizienz bis zu einem Gasfluss von 20 slpm aufrecht erhalten, wobei Verschmutzungen

wie H_2O , O_2 , H_2 , CO , CO_2 , CH_4 und N_2 auf Anteile von unter 1 ppb reduziert werden [25]. Um die Reinigungseffizienz nicht zu verschlechtern, ist das Gassystem daher auf einen maximalen Gasfluss von 20 slpm ausgelegt.

Wie auch bei der Pumpe besteht die Möglichkeit den Getter über Ventile vom Rest des Systems zu trennen. Im Gegensatz zur Pumpe besitzt der Getter einen internen Bypass, weswegen auf einen externen verzichtet wurde. Nach dem Getter gibt es noch einen weiteren Anschluss zum Evakuieren oder Einleiten von Kalibrationsmedien in das System. Wie bereits erwähnt, ist die volle Kapazität des Getters nur bei Flussraten unter 20 slpm gewährleistet. Da die Pumpe jedoch auch höheren Durchsatz liefern kann und auch, weil angeschlossene Versuchsaufbauten vielleicht nur einen geringeren Durchfluss erlauben, muss der Durchfluss geregelt werden.

Dazu befindet sich vor der Pumpe ein Flow-Controller vom Typ HFC-302-H der Firma Hastings, der auf einen maximalen Fluss von 20 slpm Xenon kalibriert ist. Die Druckverhältnisse im Gassystem werden zum einen von der Pumpe vorgegeben, welche, abhängig vom Volumenstrom, maximal 3 bar liefert, andererseits führt der Getter nach den Angaben des Datenblatts zu einem Druckverlust von bis zu 1 bar. Des Weiteren kommt es in der nachfolgenden TPC zu weiteren Druckverlusten, die jedoch zum Zeitpunkt der Planung noch nicht konkret angegeben werden konnten, da sich Teile der TPC und des Kühlsystems selbst noch in der Planungsphase befanden. Daher lagen keine Angaben zu den Druckverhältnissen nach dem Detektor, also vor dem Flow-Controller vor. Es wurden einige Tests bei verschiedenen Eingangsdrücken durchgeführt, um das Verhalten des Flow-Controllers bei verschiedenen, insbesondere sehr niedrigen Druckdifferenzen zwischen Ein- und Ausgang des Flow-Controllers zu untersuchen. Näheres zu den Tests kann Kapitel 3.3.1 entnommen werden.

3.2 Gassystem: Gaslager

Wie auch der Rezirkulationsteil besteht der Grundrahmen des Gaslagers aus Aluminium-Profilstangen mit einer Kantenlänge von 50 mm. Der Rahmen ist 0,82 m lang, 0,7 m breit und 2,06 m hoch. Durch die Höhe der Labortüren von 2,1 m war die Bauhöhe des Lagers begrenzt, wenn nicht auf den Vorteil der Mobilität verzichtet werden sollte. Zusätzlich ist der Rahmen des Gaslagers durch das Gewicht der beiden Gasflaschen von jeweils 24 kg plus dem eingefüllten Xenon stärker belastet als der Rahmen des Rezirkulationssystems. Daher wurde beim Design des Rahmens darauf geachtet, dass alle Kräfte über Auflageflächen übertragen werden, das Gewicht also nicht nur über eine Zugkraft auf einer Schraube lastet. Für diesen Rahmen wurden die gleichen Rollen mit Feststellfunktion verwendet wie für den Rezirkulationsteil.

Das System besteht aus einer Aufhängung für zwei Gasflaschen und einem Rohrsystem zur Zuführung des Gases in den Rezirkulationsteil, bzw. aus dem Rezirkulationssystem zurück in die Gasflaschen. Die Gasflaschen haben einen Rauminhalt von 20 l und sind für einen Druck bis 300 bar ausgelegt, auch wenn später der Druck des gelagerten Xenons deutlich niedriger liegt, nicht höher als 60 bar. Da der Flaschendruck von

60 bar deutlich über dem Betriebsdruck des Gassystems und der TPC liegt, wird noch ein Druckregulierer durchlaufen, der den Druck auf 3 bar oder weniger reduziert, bevor das Gas in das Rezirkulationssystem eingeleitet wird. Zur Rückgewinnung des Gases aus dem Rezirkulationssystem und der TPC wird die Gasflasche in einen mit flüssigem Stickstoff gefüllten Dewar eingetaucht. Das Xenon friert dann an den Flaschenwänden aus, durch den entstehenden Unterdruck wird auch das Gas aus Rezirkulationssystem und TPC in die Flasche "zurückgesaugt". Da Stahlflaschen bei so niedrigen Temperaturen spröde werden, bestehen die Flaschen aus einer Aluminiumlegierung. Abbildung 3.3 zeigt ein gerendertes Bild, in Abbildung 3.4 ist ein Schema des Gaslagers zu sehen.

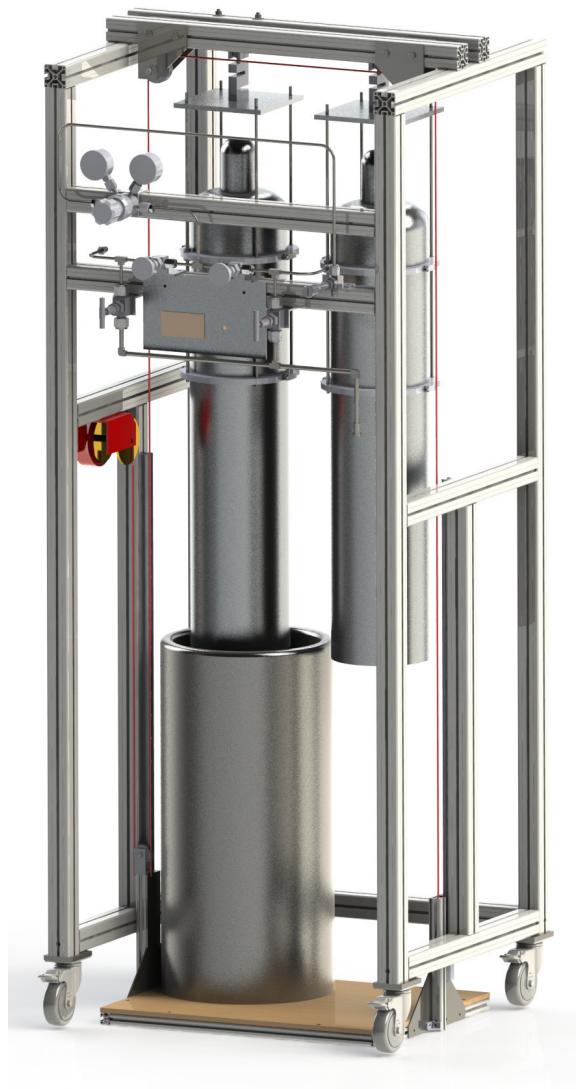


Abbildung 3.3: Gerenderte Darstellung des Gaslagers. Die Bezeichnung der Komponenten ist in Anhang 8.2 zu finden.

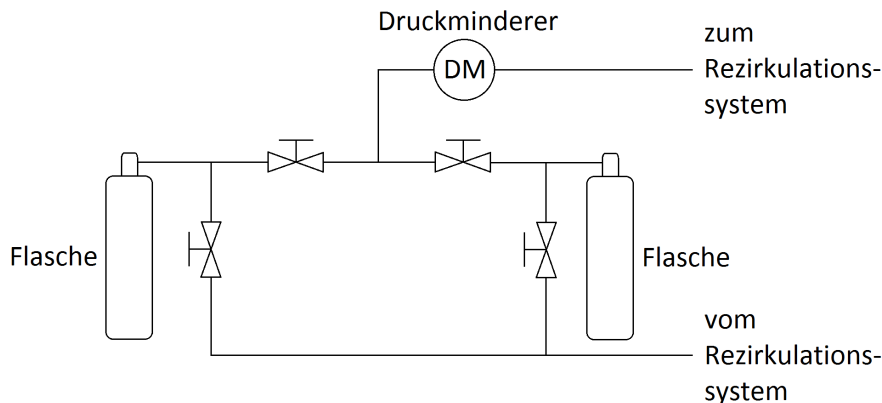


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Gaslagers.

Um die Menge des entnommenen oder zurückgeführten Gases überwachen zu können, hängen die Flaschen an S-förmigen Wägezellen der Firma Bosche vom Typ S40S mit einer maximalen Kapazität von 75 kg. Näheres zum Aufbau des Wägezellensystems ist in Kapitel 3.3.2 nachzulesen. Die Flaschen sind an einem Kugelgelenk aufgehängt, damit sie immer senkrecht hängen und keine Scherkräfte auf die Wägezellen wirken, welche die Zellen über einen längeren Zeitraum beschädigen oder die Gewichtsmessung beeinträchtigen können. Um die Rekuperation (das Zurückgewinnen des Xenons) zu erleichtern, wurde eine mit Schienen geführte Plattform eingebaut, die sich mit Hilfe einer Seilwinde heben und senken lässt. Damit kann der mit Stickstoff gefüllte Dewar von unten über die Gasflaschen gefahren werden, um die Flaschen herunterzukühlen.

3.3 Steuerung und Messwertaufnahme

Sowohl in der Lagereinheit als auch im Rezirkulationsteil sind Sensoren und Regелеlemente enthalten, die durch Auslesegeräte oder Messverstärker mit der nötigen Betriebsspannung versorgt werden. Über die gleichen Geräte können auch die Messwerte abgelesen und teilweise auch analoge Spannungssignale abgegriffen werden, über die aktuelle Messwerte mit Hilfe eines PCs leicht aufgezeichnet werden können. Im Folgenden wird näher auf die wichtigsten Komponenten und verwendeten Sensoren eingegangen. Außerdem wird kurz auf das SlowControl-System eingegangen, mit dessen Hilfe die von den Sensoren gelieferten Daten direkt am PC ausgewertet werden können.

3.3.1 Flow-Controller

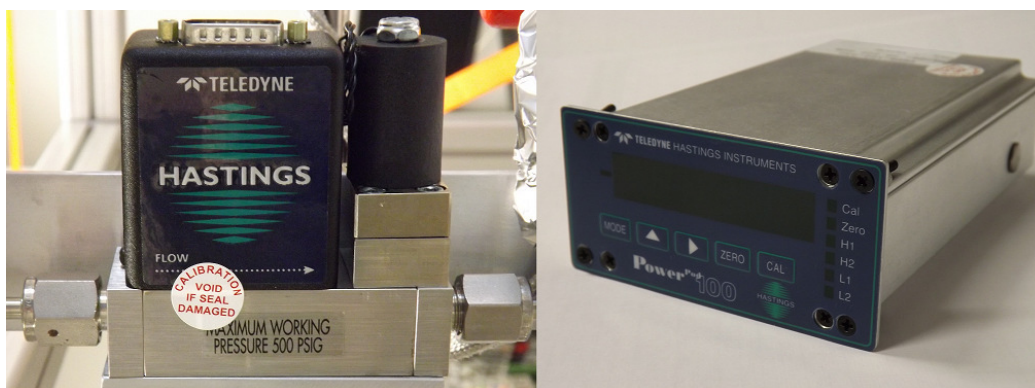


Abbildung 3.5: Der verwendete Flow-Controller vom Typ HFC-302-H (links) und das zugehörige Auslesegerät vom Typ THPS100 (rechts).

Der Flow-Controller (FC) wird über einen Power Pod 100 (THPS100) der Firma Hastings betrieben. Dieser liefert die vom Flow-Controller benötigte Betriebsspannung von 15 V. Das THPS100 ist auf einen Fluss von 20 slpm Xenongas kalibriert. Die Messwerte des Flow-Meters werden in Form eines Spannungssignals von 0 V (0 slpm) bis 5 V (20 slpm) an den THPS100 übertragen. Dieser rechnet das Spannungssignal automatisch in einen Fluss mit Einheit slpm um. Um den Fluss einzustellen, kann über den Menüpunkt SetPoint (über die Mode-Taste zu erreichen) der gewünschte Wert in slpm eingegeben werden. Dieser wird dann ebenfalls in Form eines Spannungssignals von 0 V bis 5 V an den FC übermittelt. Die Genauigkeit der ausgegebenen Werte beträgt $\pm 0,01\%$ des Messbereichs ± 1 Stelle. Der THPS100 benötigt zum Betrieb eine Netzspannung von 230 V_{AC} und besitzt keinen Analogausgang, es ist jedoch eine RS232-Schnittstelle in Form eines 15-Pin D-Sub Steckers vorhanden. Das 0 bis 5 V Spannungssignal, welches den Messwert an den THPS100 überträgt, liegt ebenfalls an zwei Pins der RS232-Schnittstelle an und kann über einen Analog-Digital-Konverter (ADC, analog-digital-converter) ausgelesen werden.

Da zum Zeitpunkt der Bestellung noch keine genauen Angaben über die dynamischen Eigenschaften der TPC bzgl. des Gases gemacht werden konnten, wurde wie in 3.1 bereits erwähnt, eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Druckverhältnisse in der Versuchsanordnung gemacht. Der erwartete Vordruck basiert im Wesentlichen auf dem durch die Pumpe erzeugten Druck von maximal 3 bar und einem Druckverlust von maximal 1 bar nach Durchlaufen des Getters. Der Hinterdruck ist durch die Sogwirkung der Pumpe gegeben, welche einen minimalen Unterdruck von 100 mbar erzeugen kann. Danach wurde der FC mit folgenden Spezifikationen bestellt:

Vordruck	2,5 bar(absolut)
Hinterdruck	0,1-1 bar(absolut)
Maximaler Gasfluss	20 slpm Xenon

Tabelle 3.1: Spezifikationen des verwendeten Mass-Flow-Controllers vom Typ HFC-302-H.

Wie zu erkennen ist, liegt die erforderliche Druckdifferenz zur Regelung laut Herstellerangaben bei mindestens 1,5 bar. Es ist jedoch nicht gewährleistet, dass diese Druckdifferenz immer erreicht wird, daher wurde das Verhalten des FC auch bei niedrigeren Druckdifferenzen untersucht. Dazu wurde am Gaseinlass des Flow-Controllers Stickstoff aus einer Gasflasche eingeleitet. Der Eingangsdruck wurde über den Druckreduzierer der Gasflasche eingestellt, der Ausgang des Flow-Controllers war offen, demnach lag dort Atmosphärendruck vor. Die Druckdifferenz ergibt sich aus der Differenz zwischen diesen beiden Werten. Wie zu erwarten war, gibt es bei Druckdifferenzen über 1,5 bar keinerlei Probleme. Abbildung 3.6 zeigt den erwarteten linearen Verlauf für Druckdifferenzen von 3 bar beziehungsweise 2 bar.

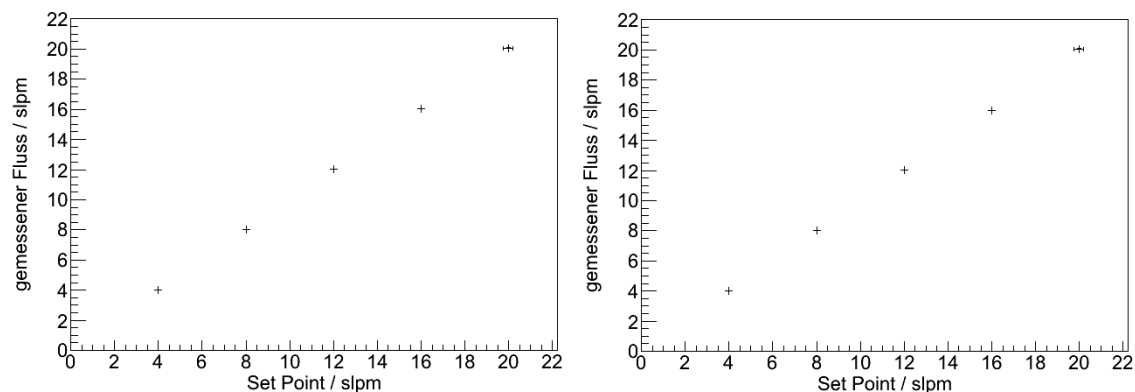


Abbildung 3.6: Verlauf des Durchflusses für Druckdifferenzen von 2 bar (links) und 3 bar (rechts). Aufgetragen ist der gemessene Durchfluss gegen den vorgegebenen Wert (Set Point).

Auch bei der Messung bei einer Druckdifferenz von 1,5 bar wurde, wie erwartet, der maximale Fluss von 20 slpm erreicht. Bei dieser Messung wurde zusätzlich auch das Verhalten bei sehr kleinen Soll-Einstellungen für den Fluss beobachtet. Abbildung 3.7 zeigt die Messung mit den vorgegebenen Werten (SetPoint) auf der X-Achse und den gemessenen Werten auf der Y-Achse.

Wie man in der Detailansicht (Abbildung 3.8) sieht, weichen die Werte für Vorgabewerte bis 0,2slpm von der erwarteten Geraden ab, die gemessenen Werte liegen deutlich unter den Eingestellten. Grund hierfür könnte die Genauigkeit des Flow-Controllers sein, die nach dem Datenblatt 1 % des Messbereichs beträgt, für 20 slpm demnach also 0,2slpm. Diese Angabe bildet auch die Grundlage für die angenommene Unsicherheit des SetPoints. Die Fehlerangaben der Messwerte werden durch die Genauigkeit des Auslesegerätes festgelegt, die mit 0,01 % des Messbereichs ± 1 Stelle angegeben ist. Daraus folgt eine Unsicherheit von 0,03 slpm, ein Fehler der zu klein ist, um die Fehlerbalken in den Diagrammen zu erkennen. In den gezeigten Abbildungen sind die Fehler aus Gründen der Übersicht nur für den jeweils größten Messwert angegeben, sie gelten jedoch auch für alle anderen Messwerte.

Durchflussraten von weniger als 0,2 slpm liegen weit unterhalb des Bereichs, in denen

die angeschlossene TPC betrieben werden soll, die Abweichung stellt demnach keine Einschränkung dar.

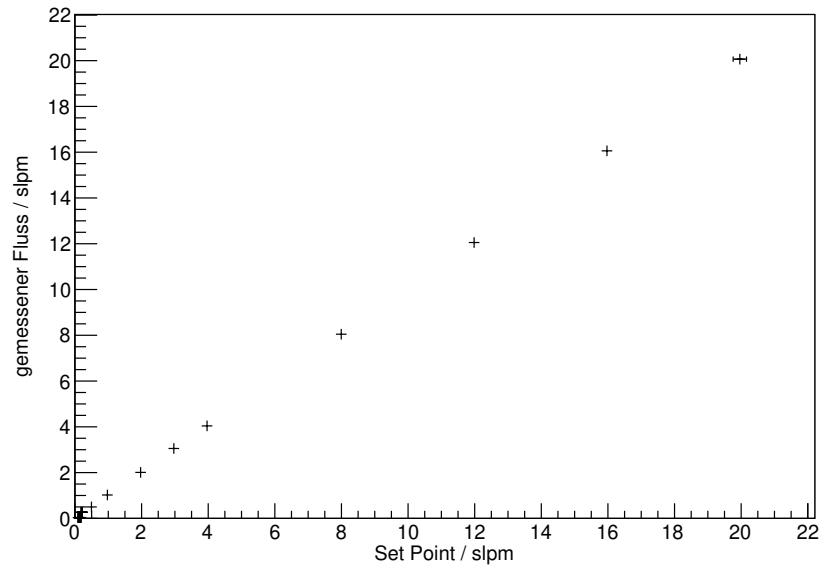


Abbildung 3.7: Verlauf des Durchflusses für eine Druckdifferenz von 1,5 bar. Aufgetragen ist hier der gemessene Durchfluss gegen den vorgegebenen Wert (Set Point).

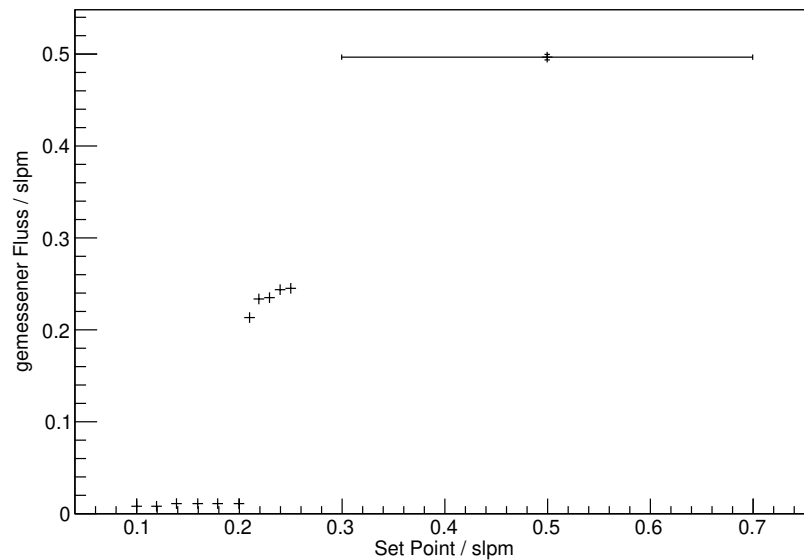


Abbildung 3.8: Ein vergrößerter Ausschnitt für sehr niedrige Durchflussraten. Bei Vorgabewerten von weniger als 0,2 slpm fällt der tatsächliche Durchfluss fast bis auf 0 slpm ab.

Ähnliche Werte liefert auch eine Messung bei einem Differenzdruck von nur 1 bar, wie in Abbildung 3.9 zu sehen ist. Auch hier weichen die Werte für eingestellte Flüsse unter 0,22 slpm deutlich von den gemessenen ab. Jedoch wird auch hier, trotz des geringen Differenzdrucks, der deutlich unterhalb des von den Spezifikationen angegebenen minimalen Differenzdruckes liegt, noch der maximale Durchsatz von 20 slpm erreicht.

Erste Einschränkungen sind bei einem Differenzdruck von 0,75 bar zu erkennen. Hier wird nur noch ein maximaler Fluss von 14 slpm erreicht (Abbildung 3.10 links). Bei noch weiter reduziertem Druck von 0,5 bar sinkt der Gasfluss sogar auf maximal 5,6 slpm (Abbildung 3.10 rechts). Zu beachten ist, dass auch hier die Messwerte bis 0,4 slpm stark von den vorgegebenen Werten abweichen.

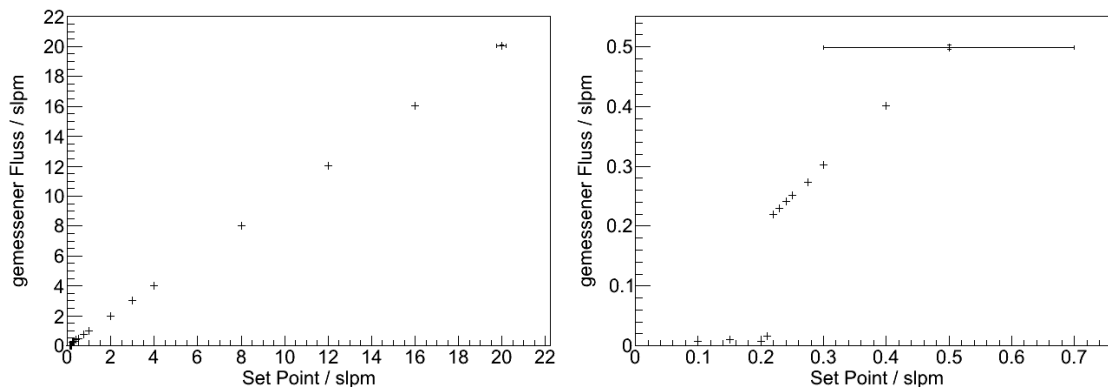


Abbildung 3.9: Verlauf des Durchflusses für eine Druckdifferenz von 1 bar (links) und im Detail für niedrige Durchflussraten (rechts). Auch hier sind für die niedrigen Durchflussraten deutliche Abweichungen vom Setpoint zu erkennen.

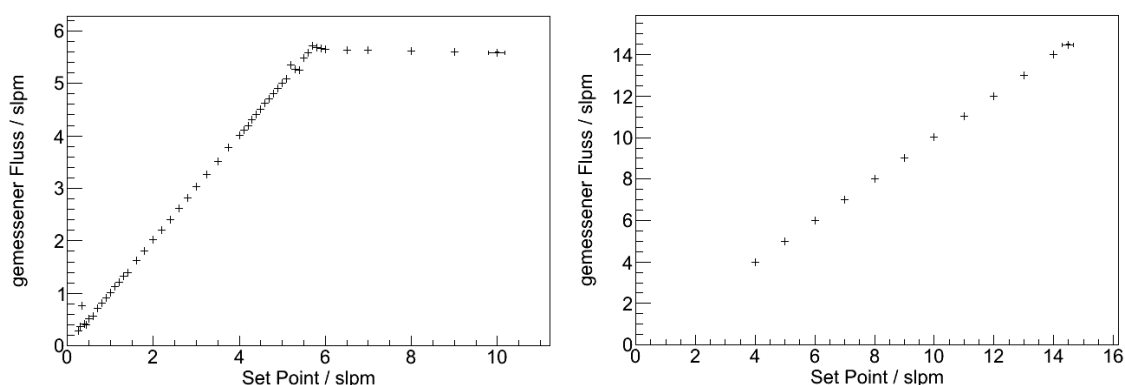


Abbildung 3.10: Verlauf des Durchflusses für Druckdifferenzen von 0,5 bar (links) und 0,75 bar (rechts). Bei beiden Einstellungen sind die Durchflussraten deutlich eingeschränkt. Bei 0,5 bar wurde die Messung mit mehreren Zwischenschritten durchgeführt, deutlich zu erkennen ist der bei dieser Druckdifferenz maximal erreichbare Durchfluss von 5,6 slpm.

Beobachtet wurde auch das Verhalten des Flow-Controllers in den Übergangsbereichen, wenn die vorgegebenen Flüsse nicht mehr erreicht werden können. Bei der zuletzt genannten Messung (mit 0,5 bar Druckdifferenz) regelte der Flow-Controller nicht mehr nach und der Fluss blieb konstant bei dem durch den Druck erlaubten Maximum, selbst wenn größere Werte vorgegeben wurden.

Bei der Messung mit 0,75 bar Druckdifferenz versuchte der Controller bei einer Vorgabe von 14,5 slpm den Fluss zu regeln. Da dieser Fluss nicht erreicht wurde, regelte der Flow-Controller den Fluss bis auf ca. 8 slpm herunter, wodurch der Druck vor dem Controller stieg. Dadurch wurden kurzzeitig höhere Flüsse bis 16 slpm möglich und der FC erreichte den Vorgabewert. Wurde der Druck wieder zu gering, senkte der FC den Durchfluss wieder. Dieser Zyklus wurde mehrfach durchlaufen und es war keine Stabilisierung abzusehen. Sollten benötigte Flüsse einmal in einem solchen instabilen Bereich liegen, besteht die Möglichkeit, das Regulierventil des FC zu überbrücken und in die Stellung „immer offen“ zu bringen. Der FC wird durch ein 15-Pin D-Sub Anschluss angesprochen, Pin 8 ist der Control-Over-Ride. Durch Anlegen einer Spannung von -5 V, 0 V (nicht belegt), +5 V wird das Ventil auf „immer geschlossen“, regulierend oder „immer offen“ gestellt. Der FC fungiert dann nur noch als Flow-Meter und der Gasfluss kann mit dem nach dem FC ins Rezirkuliersystem eingebauten Regulierventil von Hand eingestellt werden.

3.3.2 Wägezellen



Abbildung 3.11: Die verwendeten Wägezellen vom Typ S40S (links) und das zugehörige Auslesegerät vom Typ FMP1 (rechts).

Wie bereits erwähnt, wird der Inhalt der Gasflaschen mit Hilfe von Wägezellen überwacht, wie sie in Abbildung 3.11 links zu sehen ist. Diese benötigen eine Anregungsspannung von 5 V und besitzen eine Sensitivität von 2 mV/V (d.h. sie liefern ein Ausgangssignal proportional zur angelegten Anregungsspannung. Beispiel: Bei maximaler Last beträgt das Ausgangssignal 2 mV/V, bei 5 V Anregungsspannung wird also ein Messsignal von 10 mV ausgegeben). Die Wägezellen werden mit einem Messverstärker der Firma SIKA vom Typ FMP1 ausgelesen, gezeigt in Abbildung 3.11 rechts. Dieser liefert bei einer benötigten Betriebsspannung von 24 V_{DC} eine Anre-

gungsspannung von 5 V und besitzt einen Messwerteingang mit einer Einteilung von 2 mV/V, passend zu den verwendeten Zellen. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, ein zum Messwert proportionales Analogsignal von 0 bis 5 V abzugreifen, welches über einen ADC von einem PC ausgelesen werden kann. Die Genauigkeit und Temperaturabweichungen des FMP1 können Tabelle 3.2 entnommen werden.

- Genauigkeit	$\leq 0,05\%$
- Linearitätsfehler	$\leq 0,05\%$
Temperaturabweichung (10 K)	
- Messbereichsnulldpunkt	$\leq 0,01\%$
- Messbereichsendwert	$\leq 0,01\%$

Tabelle 3.2: Genauigkeitsangaben des Auslesegerätes FMP-1 [34].

In der Lagereinheit befinden sich zwei Gasflaschen, wovon jede an einer eigenen Wägezelle hängt. Da beim Einfüllen in das Rezirkulationssystem und während der Rückgewinnung jeweils nur eine Flasche benötigt wird, sollen beide Sensoren mit nur einem Auslesegerät betrieben werden. Daher wurde ein Drehschalter zwischen den Sensoren und dem Readout eingebaut, mit dem zwischen den Messsignalen beider Sensoren gewählt werden kann. Wie in Abbildung 3.13 zu sehen ist, verwenden die Sensoren zur Massenbestimmung eine Widerstandsbrücke und sind in 2-Leiter-Technik ausgeführt. Dabei werden vier identische Widerstände in einer Vierecksschaltung verbunden und an zwei gegenüberliegenden Ecken die Anregungsspannung angelegt. Im unbelasteten Fall liegt an den beiden freien Ecken, den Messfühlern, keine Potentialdifferenz an. Wird die Wägezelle jedoch belastet, ändern sich durch die Verformung der Zelle die einzelnen Widerstände geringfügig, so dass zwischen den Messfühlern nun eine Potentialdifferenz entsteht. Die Widerstände sind hierbei so gewählt, dass die entstehende Spannung bei maximaler Belastung genau 2 mV pro angelegtem Volt Anregungsspannung entspricht.

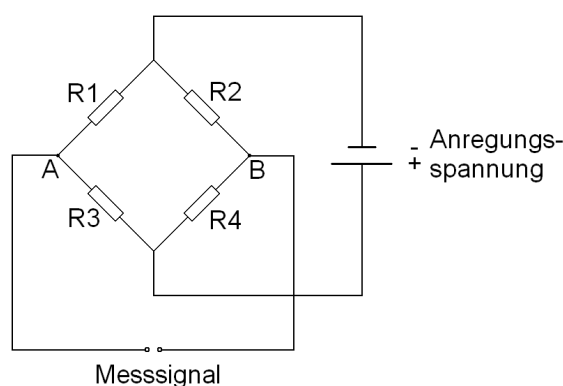


Abbildung 3.12: Funktionsprinzip der Wägezellen. Wird eine Last angehängt, ändern sich durch Verformung der Wägezelle die Widerstände. Die vorher auf gleichem Potential liegenden Punkte A und B weisen nun eine Potentialdifferenz auf, über die die angehängte Last ermittelt werden kann.

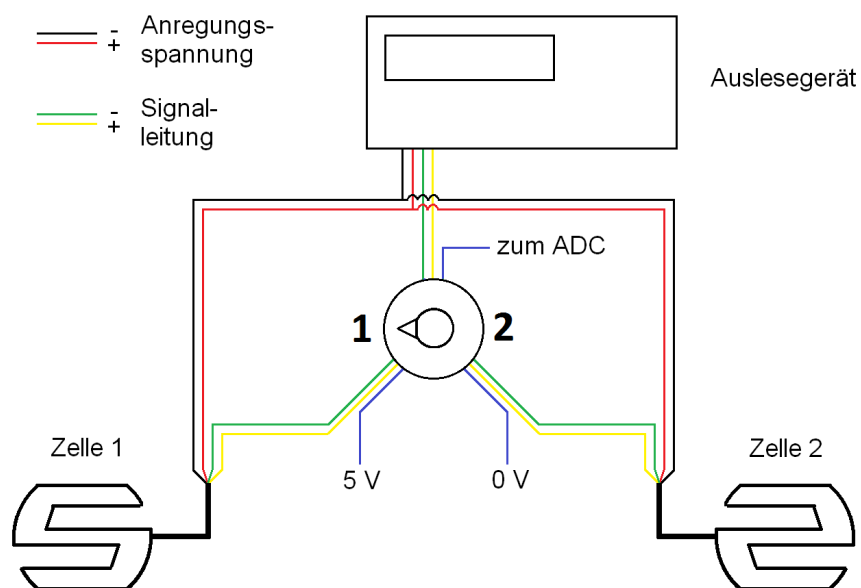


Abbildung 3.13: Verschaltung der Wägezellen. Über den eingebauten Drehschalter kann zwischen den zwei Wägezellen gewählt werden. Der Schalter kann 3 Kanäle schalten, die blaue Leitung dient der Identifikation der Zelle. Liegt am ADC eine Spannung von 5 V an, so ist Zelle 1 ausgewählt, bei 0 V steht der Schalter auf Position 2.

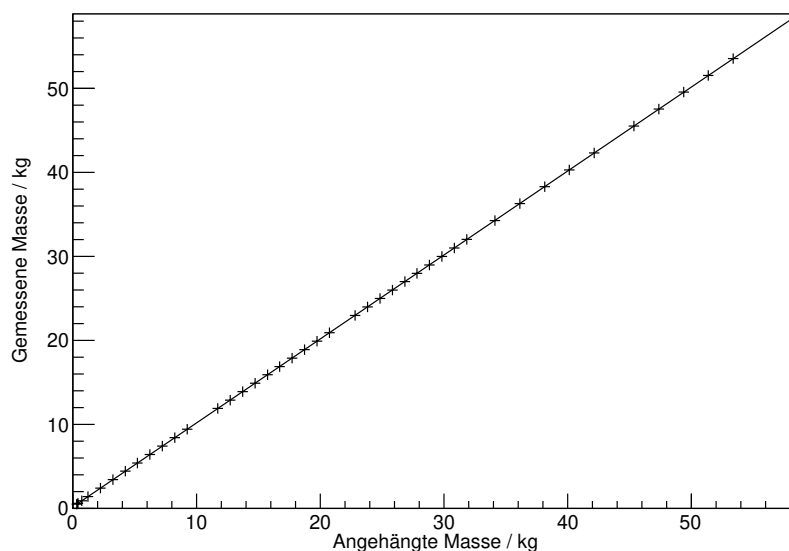


Abbildung 3.14: Gewichtsmessung der Wägezelle ohne eingebauten Schalter mit durchgeführtem linearem Fit.

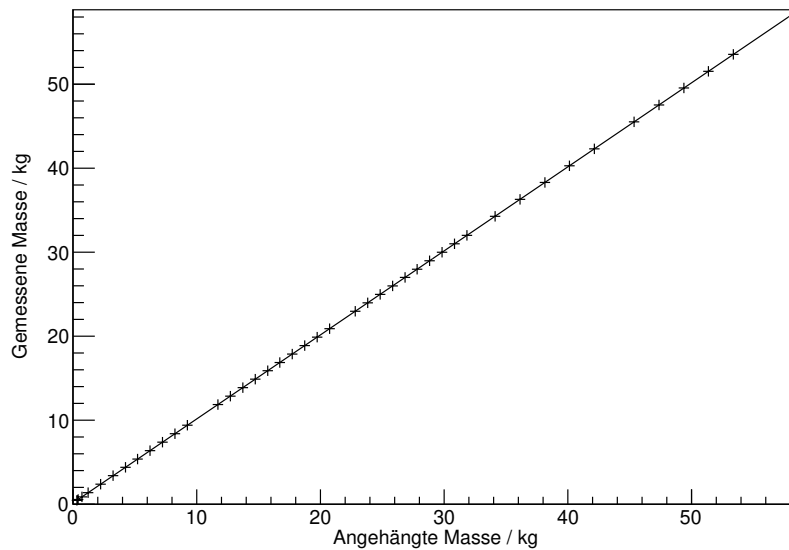


Abbildung 3.15: Gewichtsmessung der Wägezelle mit eingebauten Schalter mit durchgeführtem linearem Fit.

Diese Spannung kann dann am Ende der am Sensor angebrachten Kabel abgegriffen werden. Dies bedeutet jedoch auch, dass zur Bestimmung der Signalspannung der Leitungswiderstand beachtet wurde. Jegliche Veränderung der Leitungslänge führt demnach auch zu einer Änderung des Leitungswiderstands und damit des Messsignals. Daher wurde eine Messreihe mit verschiedenen Gewichten aufgenommen, jeweils einmal mit und einmal ohne den eingefügten Drehschalter, um dessen Einfluss auf die Messwerte zu untersuchen. Die beiden Abbildungen 3.14 und 3.15 zeigen die beiden aufgenommenen Messreihen, erst ohne den Drehschalter, dann mit. Durch die Messpunkte wurde eine lineare Fitfunktion der Form

$$y = mx + b$$

gelegt. Sollte der Schalter keinen Einfluss auf die Messwerte haben, müssten die Steigungen der durchgeführten linearen Fits identisch sein.

Parameter	m	b
Ohne Schalter	0,9994	0,1856
Mit Schalter	1	0,1486

Tabelle 3.3: Fitparameter der Gewichtsmessungen.

Tabelle 3.3 gibt die Fitparameter wieder und es zeigt sich eine sehr geringe Abweichung in der Steigung von nur 0,06%. Betrachtet man nun die Differenz zwischen beiden Messungen und trägt sie gegen das angehängte Gewicht auf, erkennt man eine besonders große Abweichung für alle Gewichte kleiner als 34 kg. Auffällig ist, dass für

Massen größer als besagte 34 kg keine erkennbaren Abweichungen mehr auftreten, wie man in Abbildung 3.16 sehen kann.

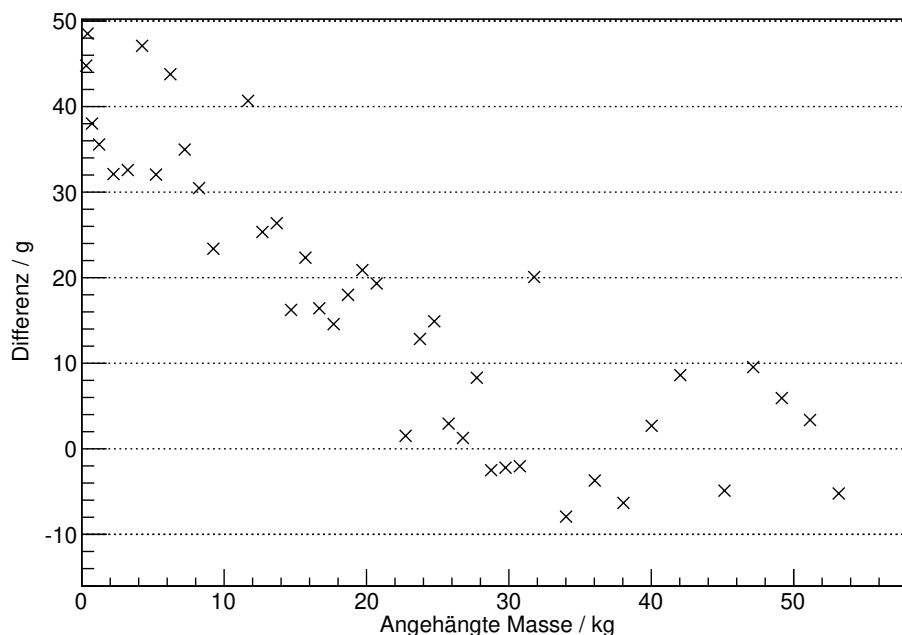


Abbildung 3.16: Differenz der gemessenen Massen zwischen der Messung ohne den Schalter und mit Schalter, aufgetragen gegen die angehängte Masse.

Zwar schwankt die Differenz auch für Werte größer als 34 kg, die Schwankungen finden offenbar nur in einem Bereich von etwa ± 10 g statt. Da die Genauigkeit der Wägezellen 0,02 % des Messbereichs beträgt und dies bei einem Messbereich bis 75 kg einer Genauigkeit von 15 g entspricht, ist diese Schwankung durch die Messgenauigkeit der Wägezellen zu erklären. Da das Gewicht der Flaschen und der Aufhängung bei etwa 27 kg liegt, und diese mit mindestens 5 kg Xenon befüllt werden, liegen die zu messenden Massen in Bereichen, in denen keine Abweichungen mehr festgestellt werden konnten. Es wurde noch eine weitere Messreihe mit der zweiten Wägezelle aufgenommen, ebenfalls mit eingebautem Schalter, um beide Zellen miteinander vergleichen zu können. Wie erwartet verhalten sich beide Zellen nahezu identisch, es besteht lediglich ein Offset zwischen beiden Zellen, der sich in der Größenordnung von etwa 42 g bewegt.

Letztendlich kommt es nicht auf die absoluten Werte an, wichtig sind die Differenzen, die zwischen zwei Massen gemessen werden. Der Unterschied zwischen zwei gleich gewählten Massen, der von beiden Zellen gemessen wurde, beträgt im Schnitt 4,6 g, ist demnach also kleiner als der Fehler der Messwerte.

3.3.3 Drucksensoren

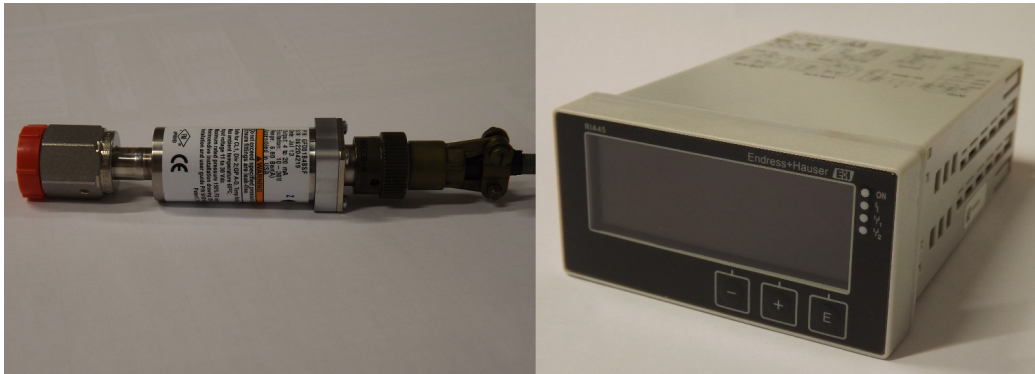


Abbildung 3.17: Der verwendete Drucksensor vom Typ Solid-Sense-II (links) und das zugehörige Auslesegerät vom Typ RIA45 (rechts).

Zur Druckmessung unmittelbar vor und hinter der Membranpumpe werden Sensoren vom Typ Solid Sense II verwendet. Die Sensoren haben einen Messbereich von 0 bis 6,8 bar und liefern ein Messsignal von 4 bis 20 mA. Die Drucksensoren werden mit Hilfe von Universalauslesegeräten der Firma E-direct vom Typ RIA45 ausgelesen. Dieses Gerät besitzt einen Universaleingang, der eine große Bandbreite an Eingangssignalen unterstützt, von diversen Spannungssignalen bis hin zu dem hier benötigten Stromsignal von 4 bis 20 mA, welches von den Drucksensoren geliefert wird. Die vom RIA45 gelieferte Versorgungsspannung beträgt 24 V, sie liegt im von den Drucksensoren erforderlichen Bereich von 10 bis 30 V. Die Genauigkeit des Geräts beträgt 0,05 % des Messbereichs. Das RIA45 besitzt ein Weitbereichsnetzteil, das Betriebsspannungen von 24 V bis 230 V, sowohl Wechsel- als auch Gleichspannung verarbeiten kann. Genau wie das FMP1 der Wägezellen stellt auch das RIA45 ein Analogsignal von 0 bis 5 V zur Verfügung, das mit Hilfe eines ADC über einen PC ausgelesen werden kann. Eine genaue Druckkalibration kann für die Sensoren nicht durchgeführt werden, da keine Möglichkeit besteht, einen genau definierten Eingangsdruck festzulegen. Die einzige Möglichkeit bildet der Anschluss an eine Gasflasche über einen Druckminderer. Da die Genauigkeiten der vorhandenen Druckminderer jedoch unbekannt sind würde eine solche Messung keinen Sinn ergeben. Einzig die Messwerte für 1 bar, und bei evakuiertem System bei 0 bar, können über die Zero-Einstellung bei Atmosphärendruck eingestellt werden.

3.3.4 Spannungsversorgung

Zur Spannungsversorgung von FMP1 und RIA45 dient ein Labornetzteil vom Typ EA-PS 3032-05 B der Firma dataTec. Das Netzgerät kann entweder spannungs- oder stromgeregelt betrieben werden. Die Spannung kann von 0 V bis 32 V, der Strom von 0 A bis 5 A geregelt werden, mit der Möglichkeit einer Feineinstellung über einen Bereich von 1,6 V bzw. 0,25 A. Das Gerät besitzt eine geringe Restwelligkeit von weniger als 2 mV_{RMS} bzw. weniger als 2 mA_{RMS} , um einen möglichen Einfluss auf die Sensoren

durch eine schwankende Betriebsspannung oder einen schwankenden Betriebsstrom zu minimieren. Das Gerät besitzt an der Front eine analoge Schnittstelle, über die Einstellungen des Gerätes abgefragt oder per Fernkontrolle auch gesetzt werden können. Die Einstellungen werden in Form von proportionalen 0 V bis 10 V Spannungssignalen ausgegeben oder gesetzt. Die Membranpumpe und das Auslesegerät des Flow-Controllers benötigen eine Spannung von 230 V, für den Getter muss eine zusätzliche Spannungsquelle mit einer Versorgungsspannung von 110 V bereitgestellt werden, da es sich bei dem Gerät um ein Importgerät aus den USA handelt.

3.3.5 Slow Control System

Beim Slow Control System (SCS) handelt es sich um ein System, das zur Steuerung und Überwachung der sich zurzeit im Aufbau befindlichen MainzTPC entwickelt wurde. Die Software mit dem Namen IXeMon besteht aus 2 Komponenten: der Serversoftware und dem Client für den Onlinezugriff auf die Daten.

Der IXeMon-Server befindet sich auf einem normalen PC, der mit den zu überwachen den Geräten verbunden ist. Die Aufgaben des Servers beinhalten die Aufzeichnung und Überwachung der eingehenden Daten. Die Software wurde entworfen, um ohne Probleme mit Geräten verschiedener Hersteller kommunizieren zu können. Daher wurde auf die Auswertung einfacher analoger und digitaler Signale in Form von Spannungs-/Stromsignalen besonderer Wert gelegt. Wie bereits in den Unterkapiteln der Massen- und Drucksensoren erwähnt wurde, werden die von den Auslesegeräten bereitgestellten, analogen Spannungssignale über einen ADC ausgelesen. Dieser ist über eine USB-Schnittstelle mit dem Slow Control Server verbunden. Der PowerPod100 des FlowControllers kann über eine serielle Schnittstelle über das RS232 Protokoll direkt mit dem Server verbunden werden. Neben der Aufzeichnung der Daten können diese auch mit vorher festgelegten Parametern verglichen und damit ein Alarmtrigger gesetzt werden. Bei Abweichungen von den vorgegebenen erlaubten Datenbereichen kann das System Alarmmeldungen per E-Mail versenden.

Der IXeMon-Client wurde entwickelt, um einen einfachen Onlinezugriff auf die Messdaten zu erlauben. Der Abruf der aufgezeichneten und aktuellen Daten ist somit über den Browser jederzeit möglich.

Weitere Details zur Software kann der Bachelorarbeit von Elvar Kjartansson entnommen werden [28].

3.4 Reinigung und Dichtheitsprüfung

An das Xenon für DM-Anwendungen werden hohe Ansprüche bezüglich der Reinheit gestellt. Dies wurde, wie bereits am Anfang dieses Kapitels erwähnt, in der Konstruktion berücksichtigt. So wurden nur Metall- und PTFE-Dichtscheiben (an den Gasflaschen) verwendet. Diese Maßnahmen sorgen zusammen mit dem Getter für den Erhalt der Reinheit während des Betriebs. Vor der ersten Inbetriebnahme mussten einige Reinigungsschritte unternommen werden, um Verschmutzungen, die während des

Herstellungsprozesses der einzelnen Komponenten auftraten, zu beseitigen. Zu diesen Verschmutzungen gehörten ölige Rückstände, die beim Zurechtschneiden der Rohrstücke aufgetreten sein können, oder Korrosionsstellen, die an den Schnittstellen oder nach den Schweißungen entstanden. Diese wurden in einem warmen Ultraschallbad mit einer leicht alkalischen, tensidhaltigen Reinigungslösung entfernt. Um die Reste des Reinigungsbades zu entfernen, wurden die Teile anschließend mit destilliertem Wasser nachgespült. Ein Teil der Rohre wurde in der hauseigenen Werkstatt gereinigt und nur mit normalem Wasser nachgespült. Um möglicherweise dabei entstandene Kalkablagerungen zu entfernen wurden die Rohre in ein mit verdünnter Zitronensäure gefülltes Becken zur Reinigung ca. 60 min zwischengelagert und anschließend noch einmal mit destilliertem Wasser nachgespült. Da Wasser selbst eine Verunreinigung darstellt, musste es anschließend möglichst vollständig aus den Wellschläuchen entfernt werden. Diese wurden daher unmittelbar nach der Spülung mit destilliertem Wasser mit Stickstoff durchgeblasen um den größten Teil des Wassers zu entfernen. Um die Schläuche endgültig zu trocknen, wurden sie mit Heizbändern umwickelt und für zwei Tage auf 120° C erhitzt. Diese Behandlung war für die kürzeren Schläuche mit einem Innendurchmesser von 12 mm vollkommen ausreichend, die Schläuche für die Gasflaschenverbindung mit einer Länge von 1 m und einem geringeren Innendurchmesser von 6 mm benötigten dagegen 5 Tage, bis sie trocken waren.

Trotz dieser Reinigung und der anschließenden Trocknung waren noch immer Gas- und Wasseranhaftungen auf den inneren Oberflächen der Rohre und Wellschläuche enthalten. Dies gilt auch für die Ventile, da sie ebenso wie die restlichen Teile mit der Raumluft in Berührung kamen. Um die letzten Reste von Feuchtigkeit zu entfernen, wurden die Systeme, nachdem alle Rohre montiert waren, abgedichtet und anschließend evakuiert. Dazu wurde eine mobile Pumpstation verwendet, bestehend aus einer Scrollpumpe, welche ein Vorvakuum bis etwa $4 \cdot 10^{-2}$ mbar erzeugt. Nach Erreichen dieses Drucks wird die vorgeschaltete Turbomolekularpumpe aktiviert, mit welcher ein Vakuum bis in die Größenordnung von 10^{-8} mbar erreicht werden kann. Im Hochvakuumbereich befinden sich noch zwei Drucksensoren und ein Restgasanalysator (RGA), der unter anderem zur Lecksuche verwendet werden kann. Abbildung 3.18 zeigt schematisch den Aufbau der verwendeten Pumpstation.

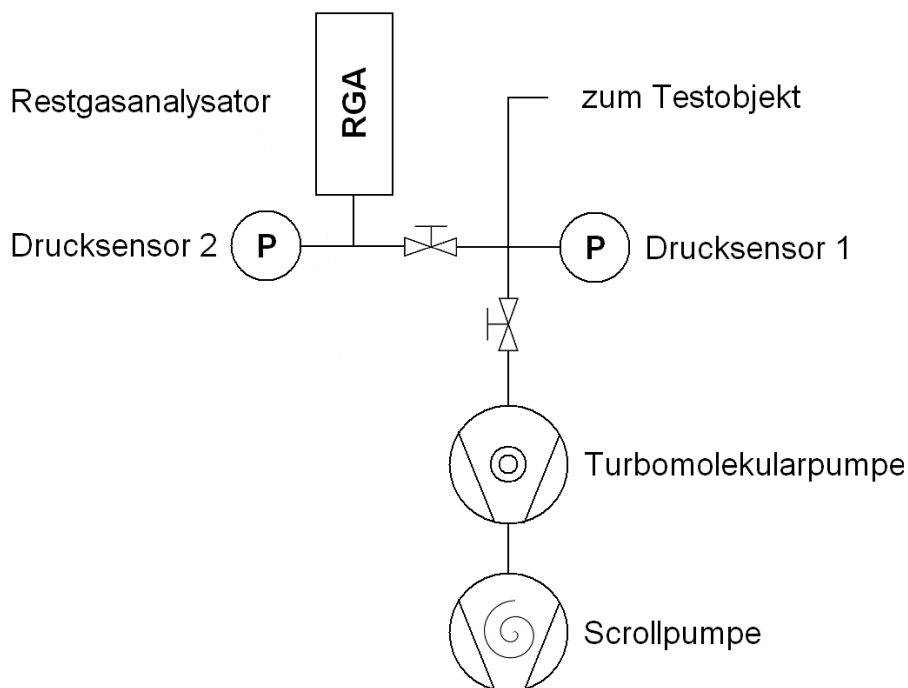


Abbildung 3.18: Schematische Darstellung des verwendeten Pumpstandes. Eine Scrollpumpe dient als Vorpumpe, mit vorgeschalteter Turbomolekularpumpe als Hochvakuum Pumpe. Drucksensor 1 dient zur Überwachung des Drucks bei Verwendung der Scrollpumpe mit einem Messbereich bis $4 \cdot 10^{-3}$ mbar. Bei Einsatz der Turbomolekularpumpe für niedrigere Drücke muss Sensor 2 mit dem entsprechenden Druckbereich verwendet werden. Der eingebaute Restgasanalysator kann bei der Lecksuche zum Heliumnachweis verwendet werden.

Um Wasser und auch andere Verschmutzungen schneller zu entfernen, wurden die Rohre und Welschläuche während des Abpumpvorgangs mit Heizbändern erwärmt, um die Ausgasvorgänge zu beschleunigen. Ab einem Druck von unter 10^{-5} mbar kann mit dem RGA eine Lecksuche durchgeführt werden. Dazu besitzen die Überwurfmutter an den Rohrverschraubungen Prüflöcher, über die Helium an die Verbindungsstelle geleitet werden kann. Sollte eine Undichtigkeit vorliegen, kann, wie in Abbildung 3.19 zu sehen ist, mit dem RGA ein Anstieg des Partialdrucks von Helium im Vakuum nachgewiesen werden. Die Gasflaschen wurden gereinigt geliefert. Um mögliche Restverschmutzungen zu entfernen, wurden die Flaschen einzeln über die Pumpstation evakuiert. Um das Ausgasen von Wasser und anderen Stoffen zu beschleunigen, wurden die Flaschen, wie auch die Rohre, mit Heizbändern erwärmt und kontinuierlich über einen Zeitraum von einer Woche ausgepumpt.

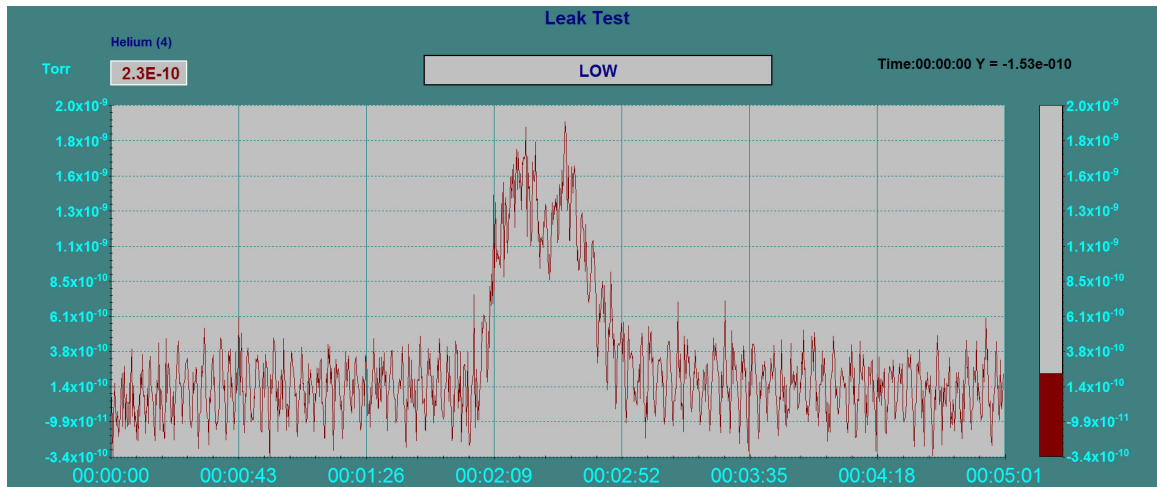


Abbildung 3.19: Beispiel eines mit dem RGA gefundenen Lecks. Aufgetragen ist der Partialdruck von Helium gegen die Zeit der Messung. Deutlich ist der nach 2,5 min auftretende Peak zu sehen, der auf eine undichte Stelle an der gerade geprüften Verbindungsstelle hindeutet.

3.5 Betriebsmodi

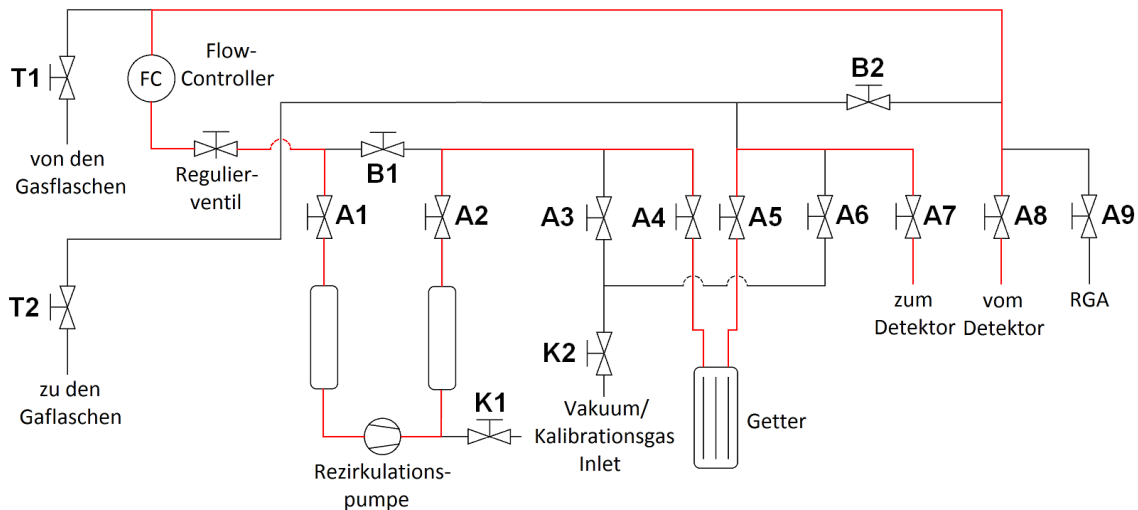


Abbildung 3.20: Schematische Darstellung des Rezirkulationsteils, der Weg des Gases im Rezirkulationsbetrieb ist rot markiert.

Hauptaufgabe des Systems ist die Rezirkulation des Xenons im laufenden Betrieb mit einem angeschlossenen Detektor. Durch die Rezirkulation soll die Reinheit des verwendeten Gases beibehalten oder, im optimalen Fall, über einen längeren Zeitraum noch gesteigert werden. Dies ist zum Erhalt, bzw. zur Verbesserung der Sensitivität

notwendig, da eventuell enthaltene elektronegative Verschmutzungen oder Ionen die bei Stößen erzeugten Elektronen absorbieren würden. Der dadurch resultierende Verlust an Szintillationsphotonen lässt sich durch das Entfernen der Verschmutzungen durch den Getter minimieren. Neben der Rezirkulation dient das Gassystem auch dem Einleiten von Kalibrationsgasen. Außerdem soll das zirkulierende Gas auch wieder zurückgewonnen werden können. Im Folgenden werden die verschiedenen Modi näher erläutert:

- Einleiten des Gases

Zur Befüllung des Gassystems werden die Ventile der Gasflasche und das Absperrventil zum Druckminderer geöffnet. Über den Druckminderer kann der Befülldruck eingestellt werden. Die Strömungsgeschwindigkeit kann über den Flow-Controller oder das darauffolgende Regulierventil eingestellt werden. Um eine Befüllung der TPC in falscher Durchlaufrichtung zu vermeiden, muss das Inlet-Ventil zum Rezirkulationssystem geschlossen gehalten werden. Das Gas wird anschließend in der TPC heruntergekühlt und kondensiert. Die Menge des eingeleiteten Xenons kann auf zwei Arten gemessen werden, zum einen durch Integration des Strömungsverlaufes durch den Flow-Controller, zum anderen durch die reduzierte Masse der Xenonflasche, die direkt über die Wägezellen gemessen werden kann.

- Rezirkulation

In Abbildung 3.20 ist der Weg des Gases im Rezirkulationsbetrieb rot markiert. Ventil T1 muss geschlossen werden, um ein Zurückströmen des Gases zum Druckminderer zu verhindern. Ebenso müssen die Ventile B1, A3, A6 und B2 geschlossen sein, um ein Vorbeiströmen des Gases an Pumpe, Getter und TPC zu unterbinden. Alle anderen Ventile entlang des rot markierten Weges müssen für den Rezirkulationsbetrieb geöffnet werden. Dadurch wird das Gas aus der TPC durch den Flow-Controller zur Pumpe geleitet, anschließend durch den Getter gereinigt und wieder zur TPC zurückgeführt. Durch den Flow-Controller kann die Strömungsgeschwindigkeit reguliert und dadurch indirekt auf die Reinigungseffizienz des Getters und den Gasdruck in der TPC Einfluss genommen werden.

- Einleiten eines Kalibrationsgases

Um ein Kalibrationsgas einzuleiten werden die Ventile wie im Rezirkulationsmodus eingestellt. Den einzigen Unterschied stellt das Ventil A2 nach dem Buffervolumen am Auslass der Pumpe dar, dieses muss geschlossen werden. Stattdessen wird das abzweigende Ventil K1 geöffnet, um das Gas durch die angeschlossene Vorrichtung, welche das Kalibrationsgas enthält, zu leiten. Der abgezweigte Gasstrom kann dann wahlweise vor oder hinter dem Getter durch das Ventil K2 und anschließend entweder über A3 bzw. A6 wieder dem Rezirkulationskreislauf zugeführt werden, je nach den Eigenschaften des Kalibrationsgases.

- **Rekuperation**

Vor der eigentlichen Rückgewinnung muss die Flasche, in welche zurückgefüllt werden soll, durch flüssigen Stickstoff soweit heruntergekühlt werden, dass das darin befindliche Xenongas an den Flaschenwänden ausfriert. Dadurch entsteht im Inneren der Flasche ein Unterdruck, durch den das im System befindliche Gas in die Flasche zurückgesaugt wird. Zur Rückgewinnung des Gases kann durch Öffnen der Ventile B2 und T2 eine direkte Verbindung zur Lagereinheit hergestellt werden. Die zurückgeführte Menge an Gas kann dann mit den Wägezellen bestimmt werden. Alternativ kann das Gas auch durch den Flow-Controller geleitet werden, um eine zweite Mengenbestimmung durchzuführen. Dabei können sowohl das Pumpenbypassventil B1 als auch der interne Bypass des Getters geöffnet werden, um den Strömungswiderstand des Systems zu minimieren.

3.6 Zusammenfassung

Diese Kapitel beschreibt das neue Gasrezirkulationssystem, das in Verbindung mit der sich noch im Bau befindlichen MainzTPC verwendet werden soll. Es wurde der Aufbau, sowohl des Rezirkulationsteils, als auch der zur Lagerung des Gases verwendete Lagerabschnitt beschrieben. Es wurde näher auf die verwendeten Sensoren und Kontrollinstrumente eingegangen. Für Flow-Controller wurden Messungen durchgeführt um dessen Verhalten bei niedrigen Druckdifferenzen besser einschätzen zu können. Ebenso wurde eine Messung mit den Wägezellen durchgeführt, um festzustellen ob der Betrieb zweier Zellen mit einem Auslesegerät zu Problemen führt.

Anschließend wurde auf die Besonderheiten beim Aufbau der Systeme eingegangen. Dies bezieht sich auf die besonderen Reinheitsanforderungen die an das System gestellt werden, da für den Betrieb des Detektors Xenon höchster Reinheit Voraussetzung ist. Zum Abschluss des Kapitels erfolgte noch eine kurze Beschreibung, wie das System in verschiedenen Situationen zu bedienen ist.

4 Interne Kalibrationsmethoden für Xenon TPCs

Wie bereits in Kapitel 2 angedeutet, ist das Ziel dieser Arbeit neben dem Aufbau eines Gassystems, interne Kalibrationsmethoden für Xenon-TPCs zu studieren. Ziel ist es, Isotope zu finden, welche Teilchen der gewünschten Eigenschaften in den Detektor bringen. Natürlich kann man durch die Wahl einer bestimmten Art der Strahlung das Verhalten bei Reaktionen mit unterschiedlichen Teilchensorten untersuchen. β - und γ -Strahlung liefern das Verhalten für den sogenannten „electronic recoil“ (ER), also für elektromagnetische Stöße, während α -Teilchen und Neutronen ein Verhalten wie die schwereren Atomkerne zeigen. Man nennt solche Stöße dann „nuclear recoil“ (NR). Diese sind im Bezug auf das XENON-Experiment besonders interessant, da ein solches Verhalten auch bei einem Stoß mit einem WIMP erwartet wird.

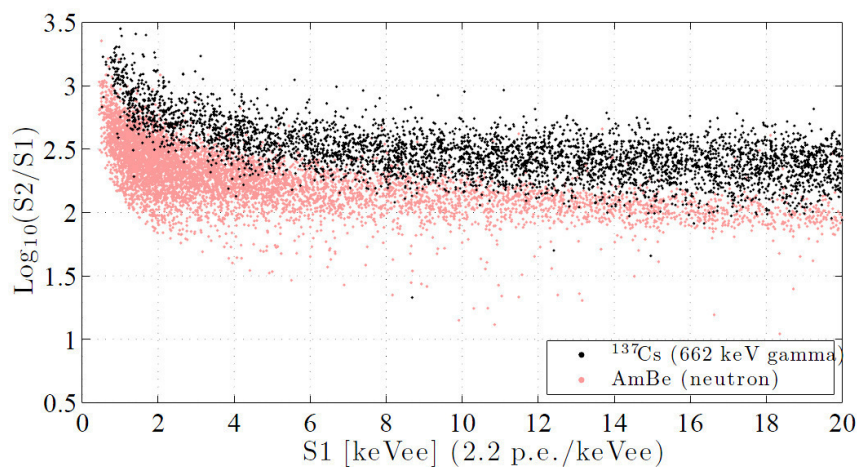


Abbildung 4.1: Gezeigt sind das „electronic recoil band“ und das „nuclear recoil band“, mit Daten aus Kalibrationen mit γ -Strahlung (^{137}Cs -Quelle, schwarze Punkte) und Neutronen (AmBe-Quelle, rote Punkte). Aufgetragen ist der Logarithmus des $S2/S1$ -Verhältnisses gegen das $S1$ -Signal in Photoelektronen (pe) [17].

Für den Fall, dass die eingebrachten Isotope Teilchen diskreter Energien liefern, beispielsweise durch Emission von Augerelektronen oder α -Teilchen, kann damit eine Energiekalibration erfolgen. Bei einem β -Strahler wird ein Teilchen mit kontinuierlichem Energiespektrum emittiert. Diese Eigenschaft kann dazu verwendet werden, das

Verhalten für gleiche Teilchen bei unterschiedlichen Energien zu untersuchen. Letzteres liefert einen ganzen Bereich, über den diese Ereignisse verteilt sein können, das sogenannte „electronic recoil band“. Dieser Bereich und das „nuclear recoil band“ sind in Abbildung 4.1 zu sehen.

Viele Elemente besitzen eine oder mehrere Isotope, welche Strahlung oder Teilchen mit den gewünschten Energien emittieren. Allerdings muss man neben der Radioaktivität auch andere Eigenschaften der Isotope, und natürlich auch deren chemisches Verhalten, studieren. Edelgase sind aufgrund ihrer chemischen Trägheit ideale Kandidaten, die Verwendung anderer Elemente mit geeigneten Eigenschaften kann aufgrund ihrer chemischen Reaktionsfreudigkeit zu Problemen führen. Da im Bezug auf das XENON-Experiment eine Verbesserung der Sensitivität besonders für niedrige Energien angestrebt wird, ist man auf der Suche nach Isotopen mit niederenergetischer Strahlung, um das Verhalten der Detektoren besser zu verstehen. Bei der Suche nach möglichen Kalibrationsisotopen wurde daher viel Wert auf einen niederenergetischen Teil der emittierten Teilchen gelegt. Es folgen Beispiele zweier auf den ersten Blick interessanter Isotope, die bei genauerer Überprüfung jedoch auch Eigenschaften zeigen, die eine Nutzung als Kalibrationsmedium verhindern.

1. Eines der vielen betrachteten Isotope ist ^{45}K . Dieses emittiert beim Zerfall zwei niederenergetische Augerelektronen mit Energien von 0,3 keV und 3,3 keV. Auf den ersten Blick scheint es sich um einen interessanten Kandidaten zu handeln, näheres Hinschauen offenbart jedoch mehrere Details, welche eine Nutzung unpraktisch machen. So liegt die Wahrscheinlichkeit für die Emission dieser Augerelektronen nur bei 0,381 %, bzw. 0,185 %, bezogen auf die stärkste γ -Linie. Der Anteil der interessanten Strahlung ist also verschwindend gering. Des Weiteren zerfällt ^{45}K nicht direkt in den Grundzustand der Tochter ^{45}Ca , sondern in einen angeregten Zustand. Durch Relaxation ist die Emission von γ -Quanten mit über 40 verschiedenen Energien möglich, ein eindeutiges Zuordnen der registrierten Ereignisse zu bestimmten Übergängen ist daher nicht möglich.
2. Wie bereits erwähnt, bieten sich zur Kalibration Isotope der Edelgase Argon, Krypton und natürlich Xenon an, da diese ähnliche Eigenschaften wie das Detektorgas besitzen und sich somit ähnlich verhalten. Deshalb wurden diese Isotope besonders untersucht. Tatsächlich scheint es mit ^{133}Xe ein geeignetes Isotop zu geben.

Isotop	$T_{1/2}$	Zerfallskanal	Energien
^{133}Xe	5,2475 d	β -Zerfall	kont. Spektrum 100,62-346,4 keV
^{133m}Xe	2,198 d	innere Konversion	Augerelektronen 3,43 und 24,6 keV

Tabelle 4.1: Zerfallskanäle und Halbwertszeiten von ^{133}Xe und ^{133m}Xe [3].

Wie in Tabelle 4.1 zu sehen ist, gibt es neben ^{133}Xe noch ein Kernisomer mit ebenfalls auf den ersten Blick interessanten Eigenschaften. Der angeregte Zustand liefert Elektronen diskreter Energie, der Zerfall des Grundzustands ein

Energiekontinuum von 100,62 keV bis 346,4 keV (es ist ein weiteres Kontinuum zwischen 11,1 keV und 43,6 keV vorhanden, jedoch mit nur sehr geringer Intensität). Der β -Zerfall in die Tochter ^{133}Cs erfolgt ebenfalls nicht direkt, sondern in 98,5 % der Fälle über einen Zwischenzustand, der nur eine Lebensdauer von 6,283 ns besitzt und bei dem ein γ -Quant mit einer Energie von 81 keV frei wird. Die Zeit zwischen beiden Ereignissen ist zu kurz, um von der TPC aufgelöst zu werden. Die gemessene Energie wäre die Summe der Einzelenergien beider Zerfälle, wodurch der eigentliche, interessante Aspekt eines niederenergetischen Ereignisses verloren geht.

Wie man an den beiden oben genannten Beispielen erkennen kann, muss bei der Auswahl geeigneter Materialien auf eine Vielzahl von Faktoren geachtet werden. Dabei wurde bei diesen beiden Beispielen ein wichtiges Kriterium noch außer Acht gelassen, da sie bereits vorher als ungeeignet eingestuft wurden. Die eingesetzten Isotope dienen der Kalibration der TPC, allerdings dürfen sie darauffolgende Messungen nicht beeinträchtigen. Sie müssen daher schnell wieder aus dem System entfernt werden können oder in stabile Isotope zerfallen, die bei einer Messung nicht weiter stören. Das Entfernen der entstandenen Tochternuklide und des Kalibrationsgases selbst kann durch den im Gassystem eingebauten Getter geschehen. Dort werden Verschmutzungen chemisch an ein Reinigungsmaterial gebunden. Dies setzt jedoch die Bereitschaft zu chemischen Reaktionen voraus, einer Eigenschaft, die bei Edelgasisotopen nicht gegeben ist.

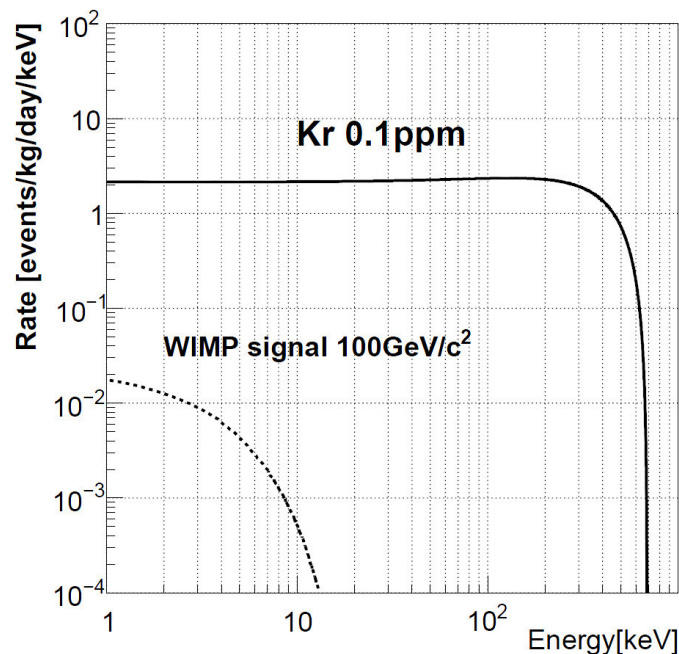


Abbildung 4.2: Vergleich der Ereignisrate eines $100 \text{ GeV}/c^2$ -WIMPs mit der Ereignisrate durch den Zerfall von ^{85}Kr mit einem Anteil von 0,1 ppm [20].

Ein bekanntes Isotop, das sehr schwer zu entfernen ist, ist das Kryptonisotop ^{85}Kr . Xenon wird aus Luft gewonnen, in der es mit einer Konzentration von etwa

10^{-7} mol/mol_{Luft} enthalten ist, zusammen mit Krypton, welches in einer Konzentration von 10^{-6} mol/mol_{Luft} in der Luft enthalten ist. Getrennt werden die beiden Edelgase durch Destillation, wobei im Xenon ein relativer Anteil von 10^{-6} bis 10^{-9} an Krypton verbleibt. Das radioaktive Kryptonisotop ^{85}Kr zerfällt mit einer Halbwertszeit von etwa 10 Jahren über den β -Zerfall mit einer maximalen Energie von 687 keV. Abbildung 4.2 zeigt sowohl die durch ^{85}Kr -Untergrund- als auch die WIMP-Signallrate für ein Xe/Kr Verhältnis von 10^{-7} für ein $100 \text{ GeV}/c^2$ -WIMP [20]. Man erkennt deutlich, dass ein mögliches WIMP Signal vom Untergrund überdeckt würde. Ein ähnlicher Einfluss ist auch von unzureichend entfernten Kalibrationsgasen zu erwarten.

Im Folgenden werden mehrere Kalibrationsisotope vorgestellt und auf deren unterschiedliche Eigenschaften und Produktionswege hingewiesen. Schließlich wird im folgenden Kapitel genauer auf ^{37}Ar als Kalibrationsgas eingegangen, da sich durch den in Mainz vorhandenen TRIGA-Forschungs-Reaktor die Möglichkeit bietet, dieses Isotop vor Ort herzustellen.

4.1 ^{129m}Xe und ^{131m}Xe als Kalibrationsgas

Da es sich bei der Mainz-TPC um einen Xenon-Detektor handelt, stellt sich die Frage, ob nicht Xenonisotope selbst als Kalibrationsgase dienen können. Tatsächlich besitzen zwei Xenon-Isotope metastabile Zustände, die eine Verwendung zu diesem Zweck ermöglichen.

Isotop	Halbwertszeit	Energie
^{129m}Xe	8,9 d	236 keV
^{131m}Xe	11,8 d	164 keV

Tabelle 4.2: Halbwertszeiten und Zerfallsenergien der Xenonisotope ^{129m}Xe und ^{131m}Xe .

Tabelle 4.2 zeigt die Eigenschaften der beiden metastabilen Zustände der Xenonisomere ^{129m}Xe und ^{131m}Xe . Diese beiden Isomere werden hauptsächlich auf den beiden folgenden Wegen erzeugt:

1. Anregung der Xenonisotope ^{129}Xe und ^{131}Xe durch Stöße mit schnellen Neutronen. Als Quelle kann ein Reaktor oder ein spontan spaltendes Element dienen. Eine typische Quelle für Neutronen ist das Isotop ^{252}Cf mit einer Halbwertszeit von 2,6 a und einer spontanen Spaltwahrscheinlichkeit von 3,09 % [3][6].
2. Beschuss der Xenonisotope ^{128}Xe und ^{130}Xe mit thermischen Neutronen. Nach dem Einfang der Neutronen bleibt ein Teil der neugebildeten Kerne im angeregten Zustand. Zur Bestrahlung kann ein Reaktor verwendet werden.

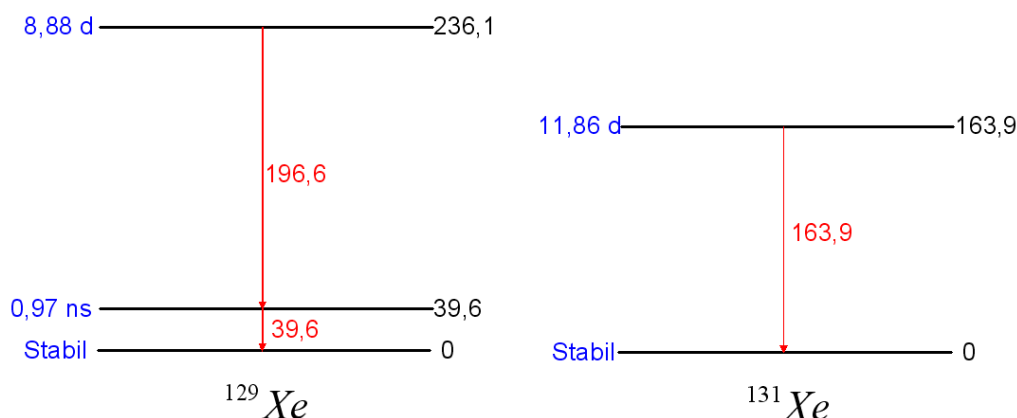


Abbildung 4.3: Zerfallsschemata der Xenon-Isotope ^{129m}Xe (links) und ^{131m}Xe (rechts). Wie man erkennen kann handelt es sich um recht einfache Übergänge, bei denen keine störenden zusätzlichen Teilchen entstehen. Die Abstände der Energielevel sind nicht Maßstabsgerecht.

Abbildung 4.3 zeigt die beteiligten Energielevel und Übergänge beim Zerfall der angeregten Zustände. Der große Vorteil bei der Verwendung dieser Isotope ist das Ausbleiben jeglicher Verunreinigung im Detektionsgas, da die Zerfallsprodukte wieder stabile Xenon-Isotope bilden. Die beiden Isotope besitzen eine Halbwertszeit von 8,9 d (^{129m}Xe) und 11,8 d (^{131m}Xe). Diese Lebensdauer ermöglicht eine Wiederaufnahme der Messungen nach einer Detektorkalibration nach wenigen Wochen. Dies ist deutlich länger als bei der Verwendung von ^{83m}Kr (siehe Kapitel 4.2), allerdings bedeutend kürzer als bei der Verwendung von ^{37}Ar , auf das später noch genauer eingegangen wird. Ein entscheidender Nachteil ist jedoch die Energie der freiwerdenden γ -Quanten: mit 236 keV für ^{129m}Xe und 164 keV für ^{131m}Xe liegen die Energien über der für eine WIMP-Reaktion erwarteten Energie.

4.2 ^{83m}Kr als Kalibrationsgas

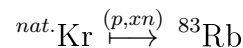
^{83m}Kr ist ein Kernisomer des stabilen Kryptonisotopes ^{83}Kr mit einer Halbwertszeit von 1,83 Stunden. Der angeregte Kryptonkern befindet sich auf einem Energieniveau von 41,6 keV. Die Abregung findet in zwei Stufen statt, mit Zerfallsenergien von 32,1 keV und 9,4 keV, wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist. Beide Zerfälle finden über innere Konversion statt, so dass beim Zerfall Konversionselektronen und entsprechende γ -Quanten frei werden [7]. Die Energie dieser Übergänge ist deutlich geringer als diejenige, die beim Zerfall von ^{131}Xe frei wird und liegt im gleichen Energiebereich wie er auch von WIMP-Reaktionen erwartet wird.

Eine weitere vorteilhafte Eigenschaft ist die kurze Halbwertszeit von nur 1,83 Stunden. Dadurch wird der zu kalibrierende Detektor nur sehr kurz dem Kalibrationsgas ausgesetzt und steht schnell wieder für Messungen zur Verfügung. Bei Isotopen mit einer solch kurzen Halbwertszeit besteht normalerweise das Problem, dass das Isotop

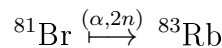
in kürzester Zeit verwendet werden muss, um nicht zuviel Aktivität zu verlieren. Statt das ^{83m}Kr direkt in den Detektor einzubringen, kann dazu ^{83}Rb mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 86,2 \text{ d}$ verwendet werden. Beim Zerfall von ^{83}Rb entsteht ^{83}Kr als Tochternuklid. Durch die Halbwertszeit von ^{83}Rb kann die Quelle länger verwendet werden, da das eigentliche Kalibrationsgas beim Zerfall kontinuierlich nachgebildet wird.

Das Isotop ^{83}Rb kann auf zwei Wegen effizient hergestellt werden:

1. Durch Beschuss eines unter hohem Druck stehenden Kryptontargets mit Protonen über die Reaktion:



2. Durch Beschuss von ^{81}Br mit α -Teilchen:



Bei beiden Methoden muss das ^{83}Rb anschließend von den ursprünglichen Targetelementen getrennt werden. Genaueres zu diesen Verfahren, insbesondere des zweiten mit der Verwendung von ^{81}Br kann [4] entnommen werden.

Bei der Verwendung von ^{83}Rb in Xenon-Detektoren muss jedoch darauf geachtet werden, dass das Rubidium selbst nicht in den Xenon-Kreislauf gelangt, um die Kontamination mit einer langlebigen Untergrundquelle zu vermeiden. Ein Ansatz dies zu gewährleisten, ist das Lösen des ^{83}Rb in HCl. Anschließend wird mit dieser Lösung ein Körper mit sehr großer Oberfläche, beispielsweise Aktivkohle, benetzt. Das Lösungsmittel wird nach einer gewissen Einwirkzeit durch Erhitzen verdampft, zurück bleibt die mit ^{83}Rb geimpfte Aktivkohle, aus der das durch Zerfall entstehende ^{83m}Kr ausgasen kann [7]. Wird der Xenon-Kreislauf des Rezirkulationssystems nun durch einen Behälter, der die geimpfte Aktivkohle enthält, umgeleitet, kann das Kalibrationsgas dem Detektor zugeführt werden.

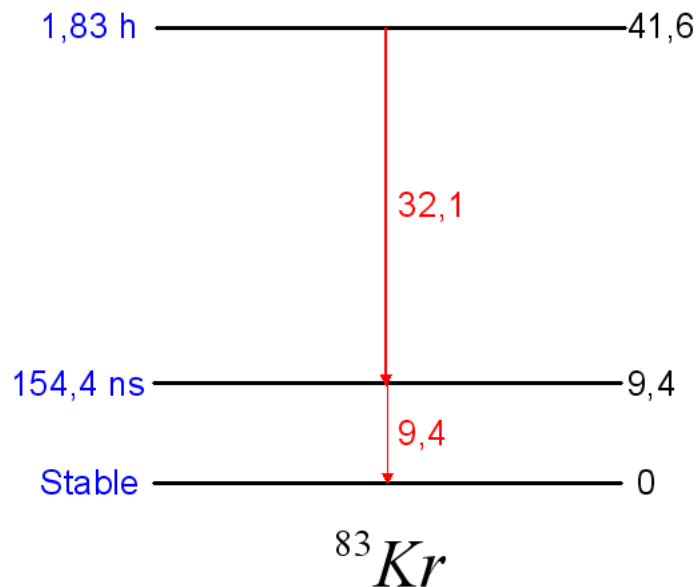


Abbildung 4.4: Termschema des ^{83m}Kr -Zerfalls.

4.3 Kalibration mit tritiumangereichertem Methan

Das LUX Dark Matter Experiment verwendet neben den bereits erwähnten Kalibrationsgasen zusätzlich mit Tritium versetztes Methan. Methan ist ein Kohlenwasserstoff, bestehend aus vier Wasserstoffatomen, gebunden an ein Kohlenstoffatom, mit der Summenformel CH_4 . Bei tritiumangereichertem Methan werden ein oder mehrere der Wasserstoffatome durch das schwerste Wasserstoffisotop Tritium ersetzt. Tritium ist radioaktiv und zerfällt über einen β^- -Zerfall unter Aussendung eines Elektrons mit einer maximalen Energie von 18 keV. Da es sich um einen sehr niederenergetischen Zerfall mit einem kontinuierlichen Energiespektrum handelt, sind auch Rückstoßenergien bis unter 1 keV möglich [13]. Dadurch ist dieses Kalibrationsgas offensichtlich hervorragend dafür geeignet, das Detektorverhalten für sehr niederenergetische elektromagnetische Stöße zu untersuchen und hilft somit, den Untergrund bei niedrigen Energien besser unterdrücken zu können. Abbildung 4.5 zeigt unter anderem das ER-Band, gemessen am LUX-Experiment bei einer Kalibration mit Tritium.

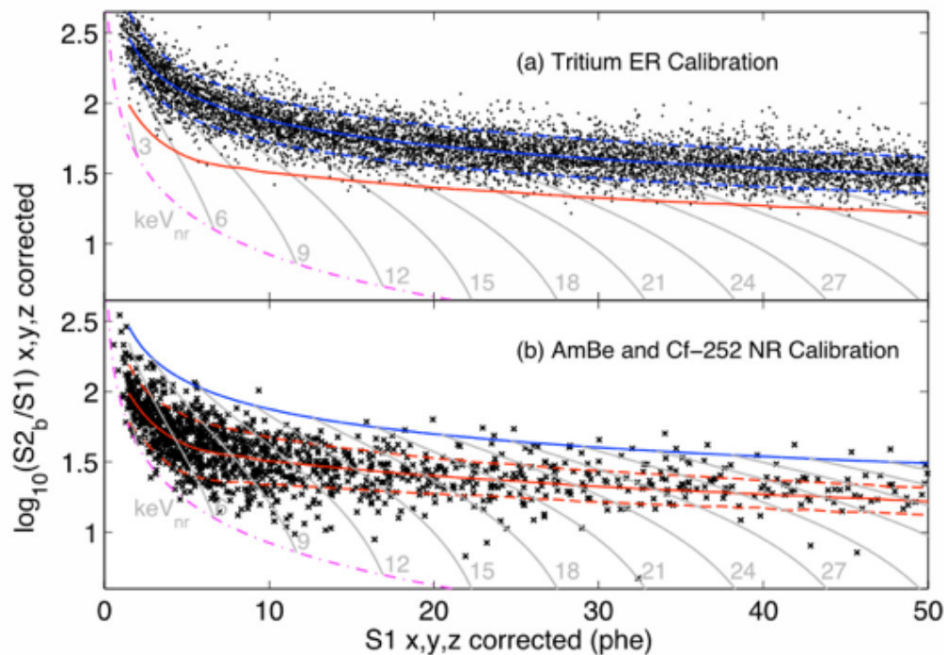


Abbildung 4.5: Durch Kalibration mit Tritium bestimmtes ER-Band. Gezeigt wird ebenfalls das mit einer AmBe- und einer ^{252}Cf -Neutronen-Quelle bestimmte NR-Band [32].

Gegenüber den bereits erwähnten Xenonisotopen ^{129m}Xe und ^{131m}Xe , sowie im folgenden Teil ^{37}Ar , kann bei Methan nicht einfach eine Gasprobe mit Neutronen bestrahlt werden. Neben der eigentlichen Quelle für die Elektronen, dem Wasserstoff, enthält Methan ein Kohlenstoffatom, welches durch Neutroneneinfang ebenfalls aktiviert würde. Tabelle 4.3 gibt die Wirkungsquerschnitte für Neutroneneinfangreaktionen für thermische Neutronen für Wasserstoff, Deuterium und Kohlenstoff (Elementar, 98,9 %

^{12}C , 1,1 % ^{13}C) an. Wie man sieht, liegt der Wirkungsquerschnitt von Kohlenstoff eine Größenordnung über der von Deuterium, so dass eine stärkere Aktivierung von Kohlenstoff als von Wasserstoff zu erwarten ist. Insbesondere das dabei entstehende Isotop ^{14}C kann aufgrund seiner Halbwertszeit und seiner Zerfallsenergie für einen störenden Untergrund sorgen.

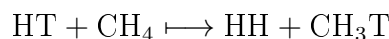
Isotop	Wirkungsquerschnitt σ
^1H	0,3355 b
^2H	$5,385 \cdot 10^{-4}$ b
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	$3,95 \cdot 10^{-3}$ b

Tabelle 4.3: Wirkungsquerschnitte der in Methan enthaltenen Isotope für eine Neutroneneinfangreaktion mit thermischen Neutronen ($E_N = 0,025$ eV) [3].

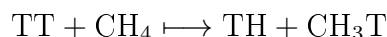
Statt das Gas als Molekül zu bestrahlen, wird es wie herkömmliches Methan auch aus chemischen Reaktionen gewonnen, bei denen Tritium statt Wasserstoff verwendet wird. Das Ergebnis ist Methan mit einem bis vier Tritiumatomen statt Wasserstoffatomen. Im Folgenden eine kurze Auflistung und Erklärung dreier verschiedener Verfahren zur Herstellung von tritiumangereichertem Methan, mit verfahrensspezifischen Vor- und Nachteilen. Genauere Angaben zu den Herstellungsmethoden sind in [21] nachzulesen.

1. Isotopen-Austausch

Reguläres Methan wird mit einem Wasserstoff-Tritium-Gas gemischt. Es findet ein Isotopenaustausch statt, bei dem ein Wasserstoffatom des Methans durch ein Tritiumatom ersetzt wird:



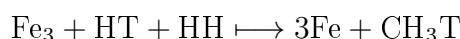
beziehungsweise als zweite Möglichkeit:



Diese Reaktion findet bei niedrigen Temperaturen statt, allerdings ist die Reaktionsrate gering und schwer zu überwachen. Da die Aktivität des erzeugten, tritiumangereicherten Methans direkt von der Reaktionsrate abhängt, ist es schwer, die resultierende Aktivität genau vorherzusagen.

2. Reaktionen von Wasserstoff-Tritium-Gas mit Carbiden

Durch Erhitzen eines Carbides in einer mit Wasserstoff und Tritiumangereicherter Umgebung kann Methan gebildet werden. Die Reaktion am Beispiel von Eisencarbid:

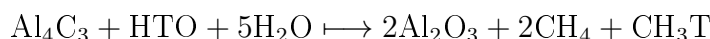


Bei dieser Methode kann die Reaktionsrate im Gegensatz zu der zuerst genannten besser durch die Zuführung des Gases gesteuert werden. Von Nachteil ist

neben der hohen benötigten Reaktionstemperatur, dass neben dem gewünschten Methan auch andere Kohlenwasserstoffe gebildet werden, welche eine Quelle für Verunreinigungen darstellen.

3. Reaktion von Wasser mit Aluminiumcarbid

Aluminiumcarbid reagiert mit Wasser unter Emission von Methan. Wird in dem Wassermolekül eines der Wasserstoffatome durch Tritium ersetzt, erhält man tritiumangereichertes Methan:



Die Effektivität dieses Verfahrens hängt damit vom Tritiumgehalt des verwendeten Wassers ab.

Zwar besitzt Tritium eine relativ lange Halbwertszeit von $T_{1/2} = 12,32$ Jahren, jedoch kann das Gas durch Rezirkulation durch einen Getter leicht entfernt werden. Beim LUX-Experiment wurde gezeigt, dass bei einem einzigen Durchlauf durch den Getter 99,9 % des Methans entfernt werden [14]. Nachteil hierbei ist allerdings, dass das Tritium im Getter, und damit auch die Radioaktivität im Gaskreislauf gebunden bleibt.

4.4 ^{220}Rn als Kalibrationsgas

Die bisher erwähnten Isotope können zur Kalibration mit diskreten Energien oder wegen eines kontinuierlichen Energiespektrums zur genaueren Untersuchung des electron recoil bands verwendet werden. Für das XENON1T-Experiment wird zurzeit nach einer Möglichkeit zur internen Kalibration für „nuclear recoils“ gesucht. Ein Isotop, das zur Zeit näher auf diese Möglichkeit untersucht wird, ist ^{220}Rn , ein α -Strahler. Ähnlich wie bei der externen Kalibration mit Neutronen, verhalten sich α -Teilchen bei Stößen mit Xenonatomen ähnlich wie die schwereren Atomkerne oder WIMPs. Da es sich um ein Gas handelt, kann es in den Xenonkreislauf eingeleitet und zur internen Kalibration verwendet werden. Gerade bei größeren Detektoren wie XENON1T besteht damit die Möglichkeit, das Verhalten des Detektors bei nuklearen Stößen auch in den inneren Regionen besser einzuschätzen.

^{220}Rn kann aufgrund seiner sehr kurzen Halbwertszeit von nur 55,6 s nicht einfach gelagert und bei Bedarf eingeleitet werden. Stattdessen wird ein ähnliches Vorgehen wie bei ^{83m}Kr gewählt. Als Mutternuklid dient bei diesem Vorgehen ^{228}Th mit einer Halbwertszeit von 1,91 Jahren. Anders als bei ^{83m}Kr zerfällt ^{228}Th nicht direkt in ^{220}Rn , sondern über einen α -Zerfall erst in ^{224}Ra und anschließend über einen weiteren α -Zerfall in ^{220}Rn . Dieser Prozess ist Teil der Thorium-Zerfallsreihe, ^{228}Th kommt daher in der Natur, wenn auch nur in sehr geringen Mengen vor. Der Tochterkern von ^{220}Rn , ^{216}Po , hat eine Halbwertszeit von nur 0,145 s. Daher wird unmittelbar nach jedem ^{220}Rn -Zerfall, der ein α -Teilchen mit einer Energie von 6288 keV freisetzt, ein

weiteres α -Teilchen mit einer Energie von 6778,3 keV emittiert, welches aus dem Zerfall von ^{216}Po stammt. Erst dessen Tochter ^{212}Pb besitzt wieder eine etwas längere Halbwertszeit von 10,64 Stunden.

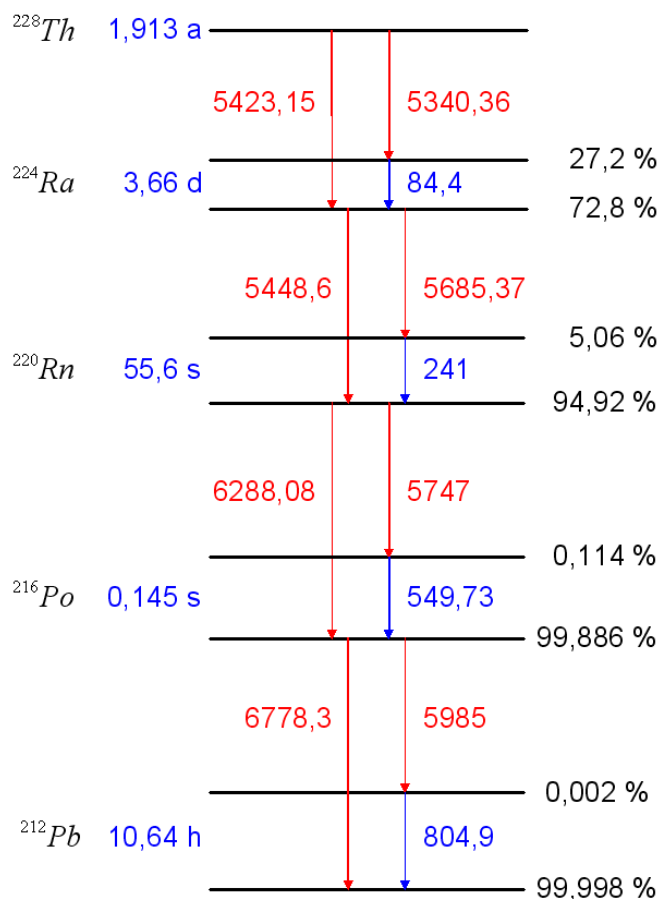


Abbildung 4.6: Ausschnitt aus der Thorium-Zerfallsreihe. Der Zerfall von ^{228}Th nach ^{220}Rn erfolgt nicht direkt, sondern über ^{224}Ra . Das ^{220}Rn zerfällt mit einer Halbwertszeit von 55,6 s nach ^{216}Po , welches nach 0,145 s sofort in ^{212}Pb mit einer Halbwertszeit von 10,64 Stunden weiterzerfällt. Die Abstände der Energieniveaus sind nicht Maßstabsgerecht [3].

Das ^{220}Rn kann aufgrund seiner sehr kurzen Halbwertszeit von nur 55,6 s nicht gelagert und bei Bedarf eingeleitet werden. Stattdessen wird ein ähnliches Vorgehen wie bei ^{83m}Kr gewählt. Als Mutternuklid dient bei diesem Vorgehen ^{228}Th mit einer Halbwertszeit von 1,91 Jahren. Anders als bei ^{83m}Kr zerfällt ^{228}Th nicht direkt in ^{220}Rn , sondern über einen α -Zerfall erst in ^{224}Ra und anschließend über einen weiteren α -Zerfall in ^{220}Rn . Dieser Prozess ist Teil der Thorium-Zerfallsreihe, ^{228}Th kommt daher in der Natur, wenn auch nur in sehr geringen Mengen vor. Der Tochterkern von ^{220}Rn , ^{216}Po , hat eine Halbwertszeit von nur 0,145 s. Daher wird unmittelbar nach jedem ^{220}Rn -Zerfall, der ein α -Teilchen mit einer Energie von 6288 keV freisetzt, ein weiteres α -Teilchen mit einer Energie von 6778,3 keV emittiert, welches aus dem Zer-

fall von ^{216}Po stammt. Erst dessen Tochter ^{212}Pb besitzt wieder eine etwas längere Halbwertszeit von 10,64 Stunden.

Aufgrund des mehrstufigen Zerfalls muss neben dem Emanationsverhalten von ^{228}Th auch das chemische Verhalten von ^{224}Ra und ^{212}Pb untersucht werden, beispielsweise ob sich diese Isotope an den inneren Rohrwänden im Rezirkulationssystem festsetzen können und somit zur verzögerten Produktion von ^{220}Rn oder dessen Tochternukliden führen kann, auch wenn die Kalibration bereits abgeschlossen ist. Dadurch kann es bei Messwertaufnahmen zu einem störenden Untergrund kommen.

5 ^{37}Ar als Kalibrationsgas

^{37}Ar ist ein instabiles Argonisotop, das über Elektroneneinfang in ^{37}Cl zerfällt. Überschüssige Energie aus dem Zerfall wird an ein Elektron in der K-Schale übertragen. Dieses verlässt das Atom als Augerelektron mit einer diskreten Energie von 2,38 keV, es ist also besonders dafür geeignet, das Verhalten der TPC bei niedrigen Energien zu studieren. Der Zerfall führt direkt in den Grundzustand der Tochter ^{37}Cl , es kommt demnach nicht zur Emission weiterer Teilchen oder Photonen.

^{37}Ar wird in der Physik schon länger als wichtiger Bestandteil verschiedener Experimente verwendet. Eines der ersten, in dem dieses Isotop eine wichtige Rolle spielte, war das Homestake-Experiment zum Nachweis des solaren Neutrinoflusses von Raymond Davis. Hierbei diente das Isotop dem Nachweis von Neutrino-induziertem inversen β -Zerfall in einem mit Chlor gefüllten Tank [10]. Damals ermöglichte die Halbwertszeit von 35.011 Tagen die Verwendung dieses Isotops für dieses Experiment, für unsere Zwecke kann sie im Vergleich zu anderen verwendeten Isotopen als relativ lang angesehen werden und ist somit nicht ideal [3]. Da es sich um ein Edelgas handelt, wird es nicht durch den Getter entfernt und man muss warten bis das Isotop zerfallen ist, es verbleibt daher sehr lange im System. In erster Linie ist das Isotop für die kleine MainzTPC interessant, da sich die Menge des kontaminierten Xenons im Bereich von lediglich ein bis zwei Kilogramm bewegt. Dieses Gas kann nach der Kalibration getrennt vom eigentlichen Xenonvorrat zurückgewonnen und gelagert werden, z.B. in der zweiten im Gassystem verwendeten Flasche. Bei größeren Detektoren, wie beispielsweise dem im Aufbau befindlichen XENON1T-Experiment, liegt die Menge des kontaminierten Gases im Bereich mehrerer Tonnen. Bei der Verwendung in einem solchen Detektor muss das Kalibrationsgas anschließend aktiv aus dem Detektorgas entfernt werden. Hierbei kann das Argon mittels einer Destillationssäule vom Xenon getrennt werden, ein Vorgang, der bei einer solchen Menge an Xenon mehrere Wochen in Anspruch nehmen kann.

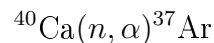
Isotop	Anteil	Halbwertszeit	Zerfallsart	Tochter nuklid
^{36}Ar	0,336%	stabil	-	-
^{37}Ar	-	35,04 d	Elektroneneinfang	^{37}Cl
^{38}Ar	0,063%	stabil	-	-
^{39}Ar	-	269 a	β^-	^{39}K
^{40}Ar	99,6%	stabil	-	-
^{41}Ar	-	109,34 min	β^-	^{41}K

Tabelle 5.1: Tabelle der relevanten Argon-Isotope [3].

Natürliches Argon besitzt drei stabile Isotope, ^{40}Ar bildet mit einem Anteil von 99,6 % den mit Abstand größten Teil, gefolgt von ^{36}Ar mit 0,336 % und ^{38}Ar mit 0,063 %. ^{37}Ar und die anderen in Tabelle 5.1 aufgezählten Isotope kommen aufgrund ihrer geringen Halbwertszeit nicht in der Natur vor. Die Tochternuklide der instabilen Isotope sind alle stabil, so dass es zu keinen weiteren störenden Ereignissen kommen kann.

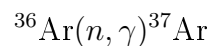
Die Anregung zur Gewinnung von ^{37}Ar ist [11] entnommen. In den meisten Fällen wird dafür eine der zwei folgenden Reaktionen verwendet:

1. Bestrahlung von ^{40}Ca mit Neutronen:



Um das so gewonnene Argon freizusetzen, muss das Calcium-Target anschließend bei mindestens 842°C geschmolzen werden, woraufhin das Argon ausgasst.

2. Bestrahlung von natürlichem Argon mit Neutronen:



Wie man sieht, kann ^{37}Ar durch Neutronenbeschuss mit thermischen Neutronen in einem Reaktor sowohl aus ^{36}Ar , als auch ^{40}Ca gewonnen werden, obwohl ^{40}Ca bei Neutronen höherer Energie einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt aufweist. Der in Mainz befindliche TRIGA-Forschungsreaktor kann die für die Bestrahlung benötigten thermischen Neutronen (Energie $0,025\text{ eV}$) liefern. Da das Erhitzen einer Probe auf so hohe Temperaturen mit einem großen Aufwand verbunden ist, und auch weil sie für thermische Neutronen einen höheren Wirkungsquerschnitt aufweist, wurde die zweite Reaktion zur Produktion des Isotops verwendet.

Im natürlichen Argon bildet das Isotop ^{40}Ar den mit Abstand größten Anteil, daher wird auch deutlich mehr ^{41}Ar gebildet als ^{37}Ar (bei ähnlichen Wirkungsquerschnitten für thermische Neutronen). Die dadurch entstandene Aktivität muss erst abklingen, bevor das Argon verwendet werden kann. Mit 109 min ist die Halbwertszeit von ^{41}Ar nicht sehr lang, jedoch muss das Gas für mindestens einen Tag zwischengelagert werden, bis die Aktivität abgeklungen ist.

Da der Anteil an dem für uns interessantesten ^{36}Ar ist im natürlich vorkommenden Argonisotopengemisch mit 0,336 % sehr gering ist, für die Erzeugung von ^{37}Ar auf angereichertes ^{36}Ar zurückgegriffen.

Isotop	Anteil
^{36}Ar	99,935 %
^{38}Ar	0,064 %
^{40}Ar	0,001 %

Tabelle 5.2: Zusammensetzung des angereicherten ^{36}Ar [26].

Tabelle 5.2 gibt die Anteile der verschiedenen Argonisotope im angereicherten ^{36}Ar an. Der Anreicherungsgrad beträgt 99,935 %, damit ist die Konzentration rund 300 mal höher als im natürlichen Isotopengemisch. Dadurch kann bei der Bestrahlung im Reaktor, bei gleichen Bedingungen wie bei natürlichem Argon, eine entsprechend höhere Aktivität gewonnen werden. Außerdem kann die Aktivität des ebenfalls im Reaktor produzierten ^{41}Ar vernachlässigt werden, da dessen Anteil vergleichsweise gering ist.

Es sollte nicht unerwähnt bleiben, dass durch den Verlust des ^{41}Ar auch eine Möglichkeit der Aktivitätsmessung verloren gegangen ist: Die Aktivität von ^{37}Ar kann nicht direkt bestimmt werden, da beim Zerfall ein Augerelektron mit einer Energie von nur 2,38 keV frei wird. Dieses ist nicht in der Lage den Bestrahlungsbehälter zu durchdringen und kann deswegen auch nicht außerhalb nachgewiesen werden. Beim β -Zerfall von ^{41}Ar dagegen wird neben dem β -Teilchen auch ein γ -Quant mit einer Energie von 1293,64 keV frei, welches mit einem geeigneten Detektor nachgewiesen werden kann [3]. Durch diese Aktivitätsmessung könnte über den bekannten Wirkungsquerschnitt auf den Neutronenfluss geschlossen werden, mit dessen Hilfe bei wiederum bekanntem Wirkungsquerschnitt die Menge, und damit die Aktivität des erzeugten ^{37}Ar bestimmt werden kann. Durch den Verlust dieser Messung kann der Einfluss des verwendeten Bestrahlungsbehälters auf den Neutronenfluss nicht oder nur schlecht eingeschätzt werden.

Bevor das ^{37}Ar als Kalibrationsgas verwendet werden kann, müssen zunächst einige Arbeitsschritte durchgeführt werden:

- Der Rohstoff, das angereicherte ^{36}Ar , muss zunächst vom Transportbehälter in ein Gefäß umgefüllt werden, das eine Bestrahlung im Reaktor zulässt. Metalle sind dazu denkbar ungeeignet, daher muss auf kleine Glasbehälter zurückgegriffen werden. Genauere Anforderungen, die an das Glas gestellt werden und weitere Einzelheiten zur Befüllung der Glasbehälter, im Folgenden als Ampullen bezeichnet, sind in Abschnitt 5.1 nachzulesen.
- Die Bestrahlung der vorbereiteten, mit ^{36}Ar gefüllten Ampulle, erfolgt im TRIGA-Reaktor der Universität Mainz. Der genaue Ablauf ist in Abschnitt 5.2 genauer beschrieben.
- Nach der Bestrahlung ist die Ampulle zum großen Teil noch immer mit ^{36}Ar gefüllt, enthält nun aber einen signifikanten Anteil ^{37}Ar . Um das radioaktive Isotop nutzen zu können, wurde eine Vorrichtung entworfen, die die Freisetzung und Dosierung des Gases erlaubt. Design und Funktionen werden in den Kapiteln 5.3.1 und 5.3.2 näher erläutert.

5.1 Vorbereiten der Bestrahlung

5.1.1 Eigenschaften der Glasampulle

Bevor das ³⁶Ar im Reaktor bestrahlt werden kann, muss es aus der Aluminiumflasche in eine Glasampulle umgefüllt werden. Die Ampulle muss aus Quarzglas (SiO₂) gefertigt werden, da Borosilikatglas bis zu 13 % Bor in Form von Bortrioxid B₂O₃ enthält. Natürliches Bor besteht aus 2 stabilen Isotopen ¹⁰B und ¹¹B. Besonders das Isotop ¹⁰B weist gegenüber thermischen Neutronen einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt von 3853 barn auf, so dass es bei der Verwendung von Borosilikatglas zu einer starken Aktivierung der Glasampulle kommen würde [3]. Gleichzeitig würde der Neutronenfluss im Gas und somit auch die Aktivierungsrate reduziert. Auch bei der Verwendung einer Quarzglasampulle kommt es zu Aktivierungsprozessen, jedoch in weit geringerem Maßstab.

Isotop	Aktivität	Halbwertszeit
²⁸ Al	60 kBq/mg	2,24 min
²⁹ Al	70 kBq/mg	6,56 min
³¹ Si	50 kBq/mg	157,3 min

Tabelle 5.3: Aktivitäten und Halbwertszeiten der im Reaktor in der Glasampulle erzeugten Isotope [9].

Tabelle 5.3 zeigt die häufigsten Isotope, die bei der Bestrahlung in der Ampulle erzeugt werden, zusammen mit der Aktivität pro bestrahltem Milligramm Quarzglas. Da bei der Ampulle mit einem Gesamtgewicht von mehreren Gramm zu rechnen ist, lag die Aktivität der Ampulle nach der Bestrahlung bei mehreren MBq, also sogar deutlich höher als das eigentlich zu bestrahlende Gas im Inneren der Ampulle. Wie Tabelle 5.3 ebenfalls zu entnehmen ist, liegt die Halbwertszeit der erzeugten Isotope nur bei wenigen Minuten, bzw. für ³¹Si bei 2,5 Stunden. Nach der Bestrahlung musste die Ampulle noch für einen Tag im Reaktorbecken gelagert werden, bis die Aktivität der Ampulle ausreichend abgeklungen war.

5.1.2 Befüllen der Ampulle

Die Lieferung des angereicherten ³⁶Ar erfolgte in einem Aluminiumzylinder mit einem Rauminhalt von 0,4 l der jedoch nur 50 ml ³⁶Ar enthält. Laut Herstellerfirma wurde das Gas bei Standardbedingungen abgefüllt (20°C, 1013,25 hPa). Nach der Gleichung für Ideale Gase (Edelgase liegen in der Regel atomar vor und verhalten sich ähnlich einem idealen Gas)

$$pv = nRT$$

enthält der Zylinder 74,8 mg ³⁶Ar bei einem Druck von 120,6 hPa. Wie später zu sehen ist, werden für eine ausreichende Aktivität nur sehr geringe Mengen ³⁷Ar benötigt. Die verwendete Glasampulle wurde dementsprechend speziell für diesen Zweck mit einem

Volumen von nur 2 cm^3 geplant. Als Rohling dient ein Quarzglasrohr mit einem Innendurchmesser von 10 mm, die Wandstärke liegt bei etwa 1,3 mm. Das eine Ende wurde zugeschmolzen, am anderen Ende wurde die Röhre zu einem dünnen Glasröhrchen verengt. Zum Befüllen wurde an dieses Ende ein Glasschaft angeschmolzen, der einen KF16-kompatiblen Flansch besitzt. Der Abfüllvorgang erfolgte mit Hilfe einer Anlage der Arbeitsgruppe von Prof. Heil. Abbildung 5.1 zeigt schematisch den Aufbau, der zum Umfüllen des Gases verwendet wurde.

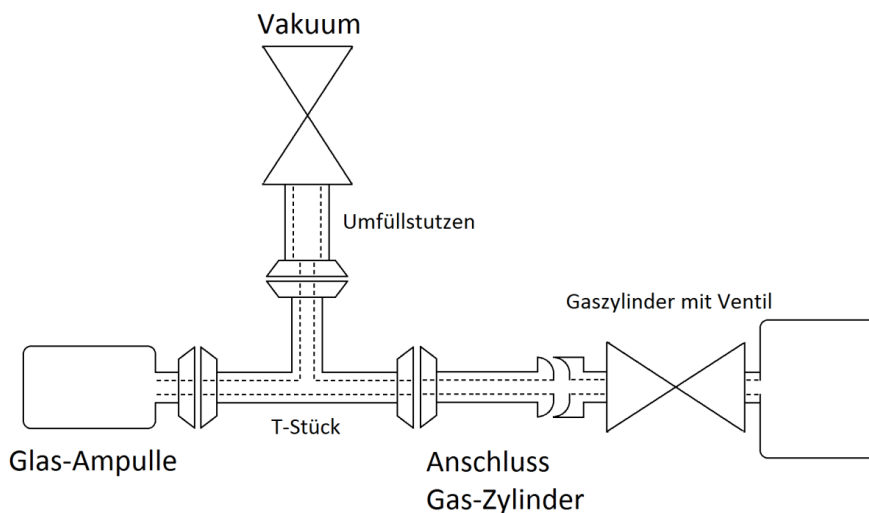


Abbildung 5.1: Schematische Abbildung des zur Befüllung der Glasampulle verwendeten Aufbaus.

Wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist, bildet ein T-Rohr das Zentrum des Aufbaus. Der Abzweig wird mit einem Ventil verbunden. Dahinter befindet sich eine Vakuumpumpe. Am linken Flansch wird die Glasampulle mit angeschmolzenen Flansch angebracht. Zu beachten ist, dass das T-Rohr und der Ventilanschluss wie auch der Ampullenanschluss aus Glas gefertigt sind. Am rechten Ende wird der Transportbehälter angeschlossen. Wie bereits erwähnt erfolgte die Lieferung in einem Aluminiumzylinder. Dieser besitzt einen für Edelgase typischen Ventilanschluss vom Typ CGA-580. Um die Verbindung zur Abfüllanlage herzustellen wurde ein Adapter gefertigt, mit einem KF16-Flansch auf der einen und einem CGA-580 Anschluss auf der anderen Seite. Da die Glasflansche viel empfindlicher sind, werden im Gegensatz zu normalen KF16 Flanschen keine Metallklammern zum Verbinden der Komponenten genutzt. Es werden speziell für die Glasverbindungen entworfene Kunststoffklammern verwendet, um die Bruchgefahr bei den Glaskomponenten zu minimieren.

Vor dem Umfüllvorgang wurde der gesamte Aufbau durch die Vakuumpumpe evakuiert. Der Druck konnte durch die Pumpe bis auf $2,8 \cdot 10^{-6}$ mbar reduziert werden. Nach dem das bestmögliche Vakuum erreicht war, wurde die Pumpe durch Schließen des Ventils abgetrennt. Um die Ampulle zu befüllen wurde nun einfach das Ventil des Aluminiumzylinders geöffnet, wodurch sich das Gas gleichmäßig im gesamten zugänglichen Volumen des Aufbaus verteilt. Das Gas konnte nicht aktiv gepumpt werden,

sondern strömte allein durch die Druckdifferenz zwischen Zylinderdruck und erzeugtem Vakuum in die Ampulle. Tabelle 8.1 gibt die abgeschätzten Volumen der einzelnen Komponenten an. Die Abschätzung erfolgte durch Messen der Innendurchmesser der einzelnen Komponenten, sowie einer Annäherung der Volumen durch einfache zylindrische Formen. Da es sich nur um eine Abschätzung handelt und insbesondere die Volumen von Umfüllstutzen, O-Ring-Verbindungen und Glasampulle mit Anschlussflansch aufgrund ihrer komplexen Formen nur grob erfasst werden können, wird bei den bestimmten Volumen ein Fehler von 10 % angenommen. Damit ergibt sich für den gesamten gasberührten Teil ein Volumen von $21,77 \pm 2,17 \text{ cm}^3$.

Teil	Volumen cm^3
Umfüllstutzen	6,23
T-Stück	1,11
Anschlussadapter Gaszylinder	2,23
Glasampulle mit Anschlussflansch	7,00
O-Ring Verbindung (4x)	1,3
Gesamt	21,77

Tabelle 5.4: Abgeschätzte Volumen der einzelnen Komponenten des Abfüllaufbaus. Die einzelnen Volumen, insbesondere die Volumen von Umfüllstutzen, O-Ring-Verbindung und der Glasampulle mit Anschlussflansch können als stark fehlerbehaftet angenommen werden.

Die letztendlich verwendete Ampulle weist ein etwas geringeres Volumen als geplant auf. Dieses wurde auf etwa $1,63 \pm 0,16 \text{ cm}^3$ abgeschätzt, wobei aufgrund der komplexen Form auch hier ein Fehler von etwa 10 % angenommen wurde. Die Gasmenge in der Ampulle ergibt sich nun einfach aus dem Anteil des Ampullenvolumens am gesamten Volumen. Für die enthaltenen Gasmengen gilt das gleiche Verhältnis:

$$\frac{V_{\text{Ampulle}}}{V_{\text{Gesamt}}} = \frac{m_{\text{Ampulle}}}{m_{\text{Gesamt}}}$$

Mit den Werten aus Tabelle 8.1 ergibt sich, dass die Ampulle mit 0,288 mg Argon gefüllt ist. Nach dem Füllvorgang konnte die Ampulle direkt an der Anlage von einem Glasbläser abgetrennt werden, daher war zwischen Ampulle und T-Rohr kein weiteres Ventil notwendig. Wie man leicht sieht, hängt die Menge des umgefüllten Gases stark von den Volumen der zwischen Ampulle und Gasflasche verbauten Komponenten ab. Diese sind, um den Umfüllvorgang effizienter zu gestalten, möglichst klein zu halten. Dazu mussten die Länge des Gasflaschenventiladapters und des Glasschafts möglichst gering gehalten werden. Es gibt einen weiteren Grund, diese Volumen auf ein Minimum zu reduzieren: das Gas in T-Rohr und Adapter kann nicht in die Flasche zurückgeführt werden. Beim Abbau der Vorrichtung oder dem Anbringen einer neuen Ampulle geht das Gas in diesem Volumen verloren. Ein Foto des verwendeten Aufbaus ist in Abbildung 5.2 zu sehen.

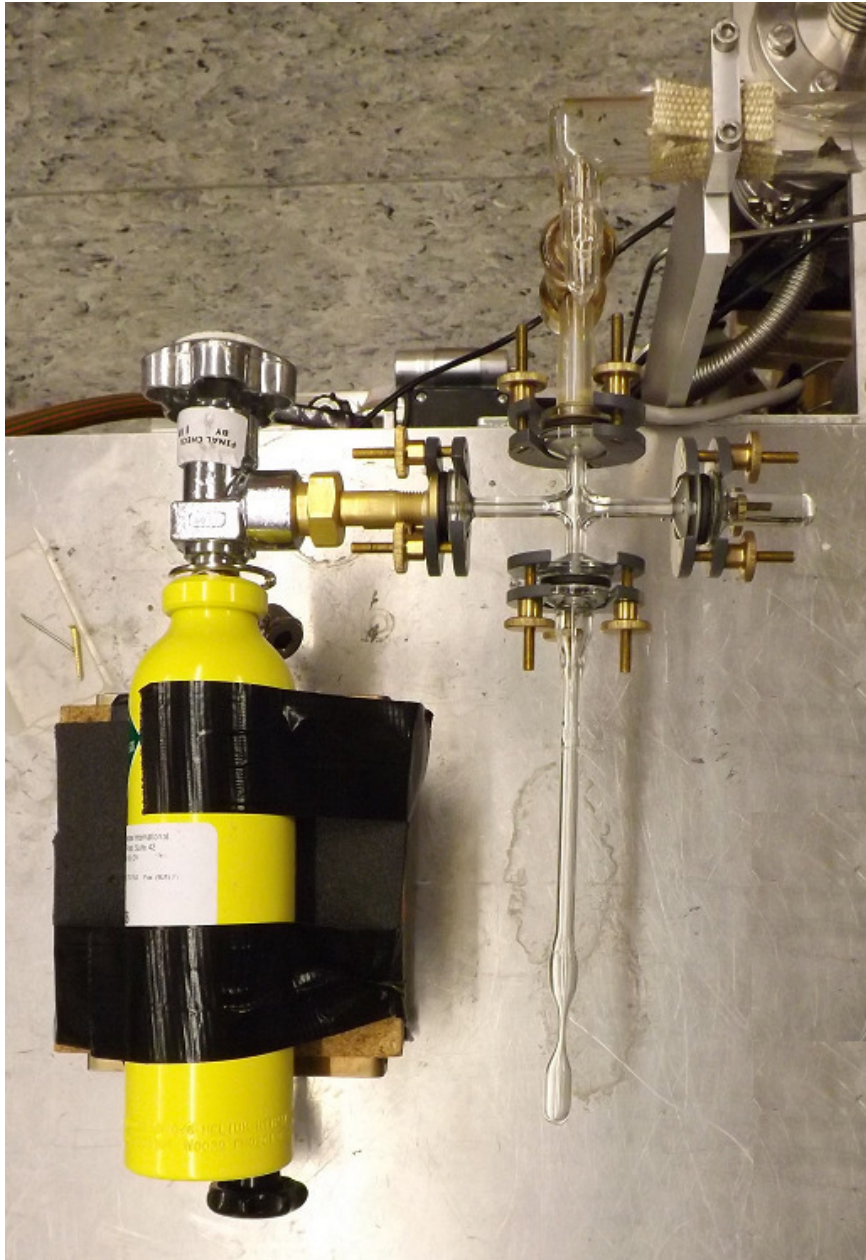


Abbildung 5.2: Abbildung des Aufbaus, mit dem die Ampulle befüllt wurde. Links ist der Gaszylinder zu sehen, der das angereicherte ^{36}Ar enthält. In der Mitte befindet sich die Glasampulle mit Verbindungsflansch. Statt eines T-Stücks stand leider nur ein Verbindungskreuz zur Verfügung, wodurch sich das gasberührte Volumen geringfügig vergrößerte. Am oberen Rand ist der Vakuumananschluss zu sehen, in der Ecke oben rechts die verwendete Turbomolekularpumpe.

Wie bereits erwähnt, wurde der Druck vor dem Umfüllvorgang auf $2,8 \cdot 10^{-6}$ mbar abgesenkt. Theoretisch wäre mit der verwendeten Anlage die Absenkung des Drucks um eine weitere Größenordnung möglich gewesen, jedoch wurden bei wiederholten Abpumpvorgängen, auch mit wiederholtem Aufbau der Anordnung, keine Verbesserung der Dichtheit erreicht. Da durch ein vorhandenes, wenn auch sehr kleines Leck, Atmosphärgase mit in die Ampulle gelangen können, wurde überprüft, welche Isotope während der Bestrahlung im Reaktor entstehen könnten. Die Hauptbestandteile der Atmosphäre bilden N_2 , O_2 , Ar , sowie in Spuren CO_2 . Tabelle 5.5 gibt die Wirkungsquerschnitte der häufigsten in der Atmosphäre enthaltenen Isotope gegenüber thermischen Neutronen an. Wie man erkennen kann, ist das einzige relevante Isotop, das bei der Bestrahlung entstehen kann, ^{14}C mit einer Halbwertszeit von 5700 Jahren. Es entsteht durch Neutroneneinfang von ^{14}N , dem häufigsten Bestandteil der Atmosphäre, in einer Neutron-Proton-Reaktion, welche unter den angegebenen Reaktionen auch den mit Abstand größten Wirkungsquerschnitt aufweist. Eine weitere Möglichkeit, dieses Isotop zu Erzeugen, ist die Neutron-Gamma-Reaktion bei ^{13}C , für das kein separater Wirkungsquerschnitt vorliegt.

Isotop	Reaktion	Wirkungsquerschnitt gegenüber thermischen Neutronen [barn]	Neugebildetes Isotop	Halbwertszeit des neuen Isotops	Zerfallsprodukt
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	(n, γ)	$3,95 \cdot 10^{-3}$	$^{13}\text{C}/^{14}\text{C}$	Stabil/5700 a	-/ ^{14}N
^{14}N	(n, γ)	$7,16 \cdot 10^{-2}$	^{14}N	Stabil	-
^{14}N	(n,p)	1,8	^{14}C	5700 a	^{14}N
^{15}N	(n, γ)	$2,35 \cdot 10^{-5}$	^{16}N	7,13 s	^{14}C
^{16}O	(n, γ)	$2,02 \cdot 10^{-4}$	^{17}O	Stabil	-
^{17}O	(n, α)	$2,60 \cdot 10^{-1}$	^{13}C	Stabil	-
^{17}O	(n, γ)	$3,53 \cdot 10^{-3}$	^{18}O	Stabil	-

Tabelle 5.5: Wirkungsquerschnitte und Tochternuklide, die bei Neutroneneinfang der Atmosphärgase entstehen können, sowie deren Halbwertszeiten und Zerfallsprodukte. Das einzige langlebige Isotop, das produziert wird, ist ^{14}C , welches jedoch durch den Getter entfernt werden kann [3].

5.2 Bestrahlung im Reaktor

Der TRIGA-Reaktor liefert thermische Neutronen mit einer Energie von 0,025 eV bei einem Neutronenfluss von $F_Z = 4,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ im zentralen Bestrahlungsrohr. Für Neutronen dieser Energie liegt der Wirkungsquerschnitt von ^{36}Ar bei $\sigma_M = 4,91$ barn (Der Wert ist aus dem SigmaPlot 8.6 entnommen). Über die im vorigen Kapitel abgeschätzte Menge des abgefüllten Argons und der molaren Masse von 36 g/mol lässt sich die in der Ampulle befindliche Teilchenzahl abschätzen. Mit

$$N_T = N_M \sigma_M t F_Z$$

lässt sich dann die Anzahl der erzeugten ^{37}Ar -Atome bestimmen. t ist die Bestrahlungszeit, F_Z der Neutronenfluss im zentralen Bestrahlungsrohr, σ_M der Wirkungsquerschnitt der Targetkerne gegenüber thermischen Neutronen, N_M und N_T ist die Anzahl der Mutter- bzw. Tochterkerne. Über die Beziehung

$$A = \lambda N_T = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N_T = \frac{\ln 2}{35,04 \text{ d}} N_T$$

lässt sich die erzeugte Aktivität bestimmen. Wie bereits erwähnt kann die Aktivität wegen der geringen Energie der abgestrahlten Augerelektronen und der damit einhergehenden schlechten Durchdringungsfähigkeit nicht direkt gemessen werden. Eine erste Abschätzung erfolgte für die Verwendung von natürlichem Argon und der Bestrahlung im Außenbereich des Reaktorkerns. Danach liefert eine Stunde Bestrahlung eine ^{37}Ar -Aktivität von 1 kBq/mg. Da das angereicherte ^{36}Ar eine 300mal höhere Konzentration aufweist, resultiert daraus eine gleichermaßen höhere ^{37}Ar -Aktivität von 300 ± 30 kBq/mg. Zusätzlich wurde nicht am Rand des Reaktors bestrahlt, sondern im zentralen Bestrahlungsrohr mit einem sechsmal höheren Fluss. Als Ziel wurde eine Aktivität von 250 kBq angestrebt. Bei einer Füllmenge von 0,288 mg wurde die Bestrahlungszeit von der Reaktorleitung so gewählt, das für den Inhalt der Ampulle eine Aktivität von $241 \pm 24,1$ kBq angenommen werden kann.

5.3 Öffnen und Einleiten des Kalibrationsgases in den Xenonkreislauf

5.3.1 Bau einer Vorrichtung zum Öffnen der Ampulle

Um eine Kalibration durchzuführen, muss das Gas nun aus der Ampulle in den Xenonkreislauf eingeleitet werden. Da es sich bei der Glasampulle um einen versiegelten Behälter handelt, der über keinerlei Anschlüsse verfügt, musste eine Vorrichtung gebaut werden, innerhalb derer die Ampulle geöffnet werden kann und welche gleichzeitig das entweichende Gas auffängt. Abbildung 5.4 zeigt das am PC entworfene CAD-Modell der Vorrichtung.

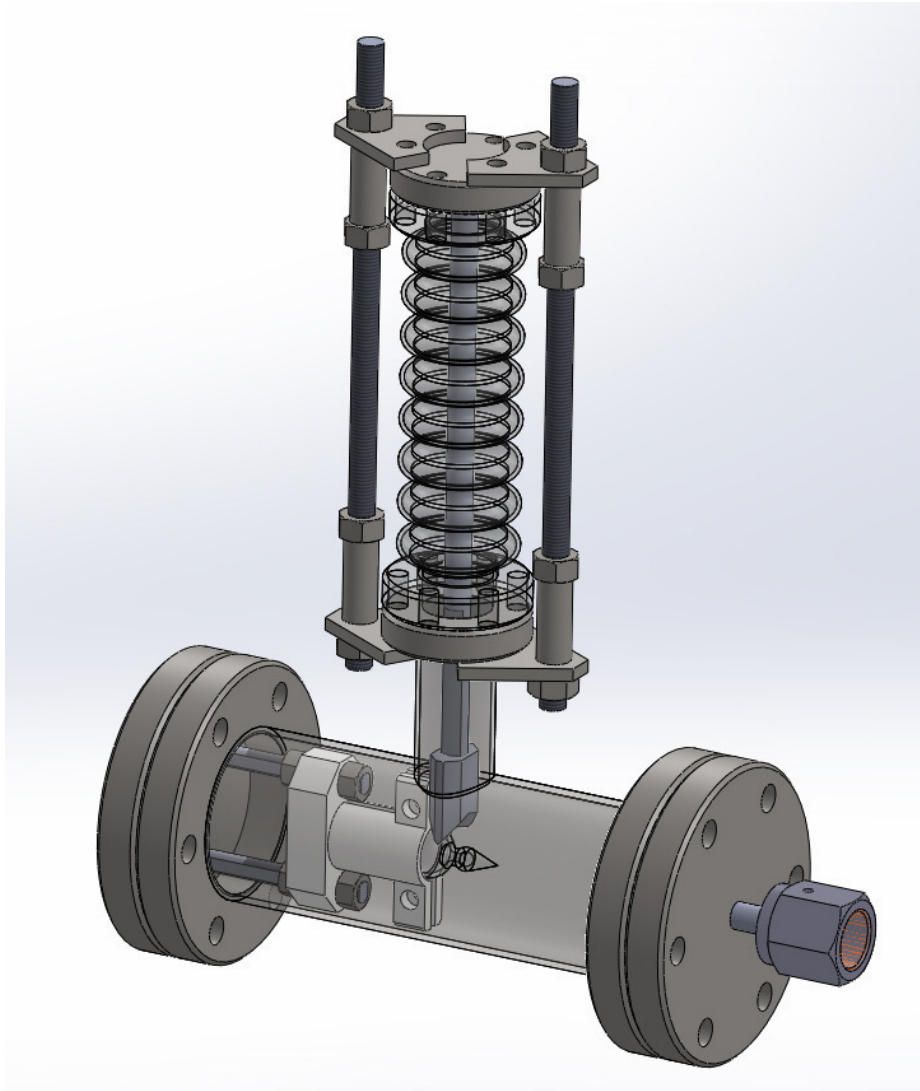


Abbildung 5.3: Vorrichtung zum Öffnen der Ampulle. Der Wellbalg und das T-Rohr sind hier transparent abgebildet, um einen Blick ins Innere zu erlauben. Zu sehen ist die Haltevorrichtung für die Glasampulle und der Keil zum Öffnen der Ampulle.

Die Vorrichtung besteht aus einem Reduzier-T-Stück mit CF-Flanschen. Die Nennweite entspricht dem DN40-CF Standard, der reduzierte Abgang dem DN16-CF. Am reduzierten Abgang ist ein CF16-Wellbalg mit einer minimalen Länge von 75 mm und einer maximalen Länge von ca. 100 mm angebracht. Das Reduzier-T-Stück beinhaltet ein Volumen von 151,1 cm³, der Wellbalg je nach Ausdehnung zwischen 16 cm³ für eine Länge von 75 mm und 21 cm³ für die maximale Länge von 100 mm. Am oberen Ende wird der Wellbalg mit einem CF16-Blindflansch verschlossen, an dessen Innenseite eine Stange angeschweißt ist. Am unteren Ende dieser Stange befindet sich eine Art „Spaltkeil“, mit dem ein an der Ampulle angebrachter Fortsatz abgebrochen werden kann um die Ampulle zu öffnen. Um ein Abknicken des Balgs zu verhindern, befin-

den sich an gegenüberliegenden Seiten des Balgs zwei Gewindestangen als Führung. Gleichzeitig kann die Ausdehnung des Balgs durch Muttern auf diesen Stangen fixiert werden, um beispielsweise ein unerwünschtes Zusammenziehen bei der Evakuierung zu verhindern, wodurch die Ampulle zu früh geöffnet und das Gas abgesaugt würde. An dem CF40 Flansch befindet sich auf der einen Seite ein Adapter mit einer VCR-Verbindung, an die ein Ventil angebracht wird, das dem Verschließen der Vorrichtung dient. Die andere Seite wird mit einem CF40-Blindflansch verschlossen. An dessen Innenseite befindet sich eine Halterung zum Fixieren der Ampulle, insbesondere während diese durch Herabdrücken des Keils geöffnet wird.

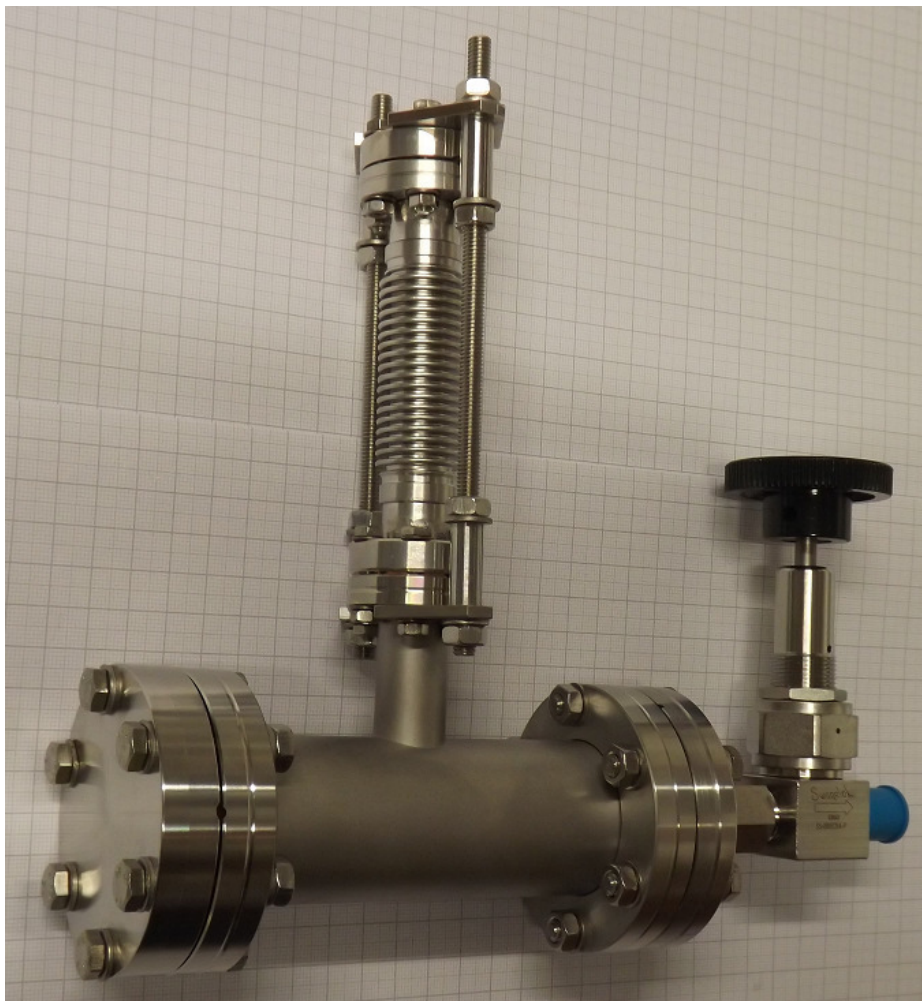


Abbildung 5.4: Abbildung der montierten Vorrichtung. Rechts im Bild ist des Ab-sperrenteil zu sehen, das mit der Dosiervorrichtung verbunden wird.

5.3.2 Bau einer Dosiervorrichtung

Wie in Kapitel 5.2 beschrieben, enthält die Ampulle nach der Bestrahlung im Reaktor aktiviertes ^{37}Ar mit einer erwarteten Aktivität von $241 \pm 24,1 \text{ kBq}$. Diese Aktivität ist

für einen Kalibrationsvorgang viel zu hoch, eine Aktivität von 0,5 bis 1 kBq ist dafür vollkommen ausreichend. Um nun das Einleiten einer zu großen Menge aktivierten ^{37}Ar zu verhindern, wurde eine Dosierungsanordnung entworfen, welche ein zumindest grobes Einstellen der eingeleiteten Aktivität zulässt.

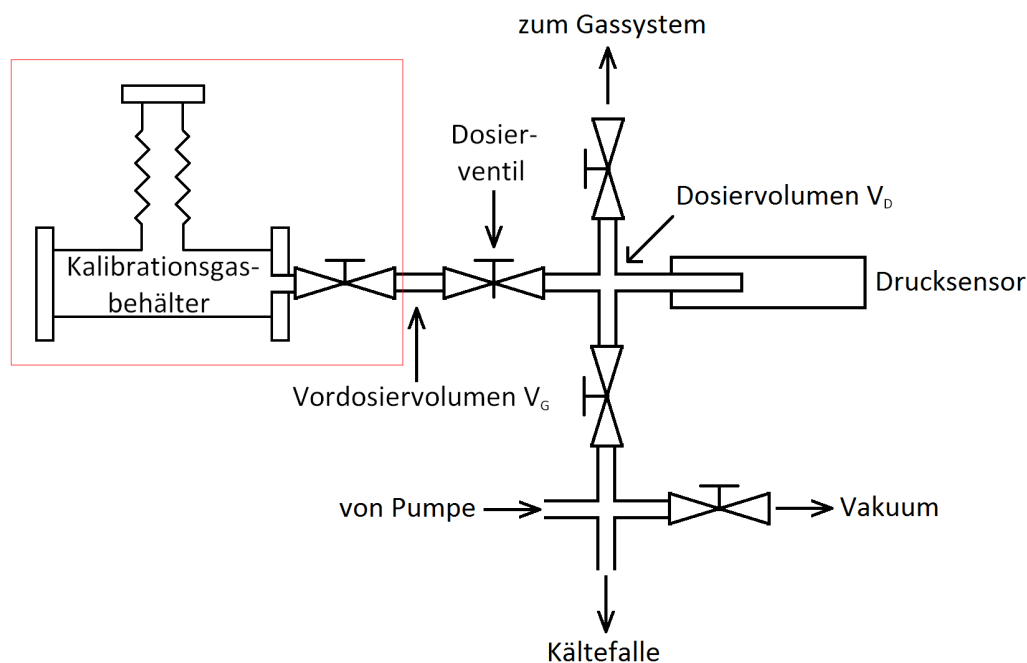


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung des zur Dosierung entworfenen Aufbaus. Der Behälter mit dem Kalibrationsgas (im roten Rahmen) wird am Regulierventil angebracht. Das Dosiervolumen wird evakuiert, anschließend wird, durch das Dosierventil geregelt, das Kalibrationsgas in das Dosiervolumen eingelassen. Die Menge kann über das bekannte Volumen und den gemessenen Druck abgeschätzt werden.

Abbildung 5.5 zeigt schematisch die Anordnung. Zum Dosieren wird das Volumen V_D verwendet, welches von dem Kreuzrohrstück, dem Dosierventil, den beiden Absperrventilen und dem Drucksensor gebildet wird. Das Kreuzrohrstück besitzt ein inneres Volumen von $1,78\text{ cm}^3$, das Dosierventil ein internes Volumen von 3 cm^3 und die beiden Absperrventile ein internes Volumen von $2,99\text{ cm}^3$, wovon sich bei geschlossenem Ventil $0,52\text{ cm}^3$ auf der Gaseinlassseite und $2,47\text{ cm}^3$ auf der Gasauslassseite befinden. Die Angaben über die internen Volumina der Ventile wurden Datenblättern der Herstellerfirma entnommen und beinhalteten keine Angaben zur Genauigkeit. Das Volumen des Drucksensors wurde zu $0,8\text{ cm}^3$ abgeschätzt. Durch die asymmetrische Aufteilung der internen Volumina der Ventile kann durch die Einbaurichtung Einfluss auf das Dosiervolumen genommen und dieses zwischen $5,96\text{ cm}^3$ und $9,84\text{ cm}^3$ variiert werden. Die Ventile besitzen zwar eine bevorzugte Durchflussrichtung, da sie jedoch nur bei geringen Drücken und über relativ kurze Zeiträume in den Rezirkulationskreislauf zwischengeschaltet werden, ist auch durch einen Einbau gegen die empfohlenen

Durchflussrichtung keine große Auswirkung auf den Rezirkulationskreislauf zu erwarten. Unterhalb des zweiten Absperrventils befindet sich ein weiteres Kreuzrohrstück. Neben einem Anschluss, der der Verbindung mit dem Gassystem dient, gibt es ein weiteres Absperrventil, welches mit dem Vakuumpumpstand verbunden wird. Am letzten Anschluss, senkrecht nach unten, befindet sich ein ca. 10 cm langes, abgeschlossenes Stück 1/4"-Rohr. Dieses wird als Kältefalle verwendet, um das Dosiervolumen und die unter Verbindung mit dem Gassystem bei einer wiederholten Gasdosierung zu evakuieren. Würde man dazu die Vakuumpumpe verwenden, ginge das in diesen Volumen befindliche Xenongas unwiederbringlich verloren.

Wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist, wird die bereits beschriebene Vorrichtung zum Öffnen der Ampulle an das Dosierventil angeschlossen. Das dadurch zwischen den beiden Ventilen entstehende kleine Volumen V_G kann zur Vordosierung verwendet werden, um eine mögliche Überdosierung im eigentlichen Dosiervolumen zu verhindern. Zur Dosierung einer Aktivität wird zunächst das Volumen V_G gefüllt, anschließend wird das Absperrventil des Kalibrationsgasbehälters wieder geschlossen. Über das Regulierventil kann das Kalibrationsgas nun langsam in das Dosiervolumen V_D eingefüllt werden. Durch das bekannte Volumen V_D und den mit dem Drucksensor gemessenen Druck lässt sich die Gasmenge und damit die eingefüllte Aktivität bestimmen.

Für das Dosiervolumen wurde das größtmögliche Volumen von $9,84 \text{ cm}^3$ gewählt, für das Vordosiervolumen ergibt sich daher ein Volumen von $3,17 \text{ cm}^3$. Bei einer Anfangsaktivität von $241 \pm 24,1 \text{ kBq}$ lässt sich das Gas in $4,19 \pm 0,63 \text{ kBq}$ -Schritten in das Vordosiervolumen portionieren, wobei in diese Angabe bereits die Unsicherheit des Volumens mit eingeht. Um die abgetrennte Aktivität in das System einzuleiten, wird der Rezirkulationskreislauf hinter dem Buffervolumen, welches sich am Auslass der Pumpe befindet, abgesperrt und durch das Dosiervolumen V_D umgeleitet.

5.3.3 Öffnen der Ampulle und Einleiten des Kalibrationsgases in den Xenonkreislauf

Bevor die Ampulle geöffnet wird, muss der Kalibrationsgasbehälter, bestehend aus dem CF-Reduzier-T-Stück und -Wellbalg, sowie die Dosierungsanordnung evakuiert werden. Damit soll eine Verschmutzung des Kalibrationsgases mit Atmosphärgasen und Wasserdampf verhindert werden. Da das Kalibrationsgas in der Ampulle selbst nur einen Druck von ca. 115 mbar bei einem Volumen von $1,63 \text{ cm}^3$ aufweist, würde ein Öffnen im Vakuum im CF-Rohr mit einem Volumen von $172,1 \text{ cm}^3$ (bei maximaler Ausdehnung des Wellbalgs) den Druck auf 1,34 mbar absenken. Dieser geringe Druck bringt zwei gravierende Probleme mit sich:

1. Durch den geringen Druck ist ein Dosieren durch das handbetriebene Dosierventil sehr ungenau, da sich der Druckausgleich sehr schnell einstellt.
2. Als viel schwieriger erwies es sich, einen geeigneten Drucksensor zu finden. Zwar stehen sehr viele verschiedene Modelle diverser Fabrikate zur Auswahl, die mit hoher Genauigkeit in diesem Druckbereich messen können, jedoch ist der Druck

nur während der Dosierung so gering. Sobald das Gas in den Xenonkreislauf eingeleitet werden soll, werden die beiden Absperrventile geöffnet, um das zirkulierende Gas durch das Dosiervolumen zu leiten. Da der Gasstrom direkt hinter der Doppelmembranpumpe abgegriffen wird, können Drücke bis zu maximal 3 bar auftreten. Alle angefragten Sensoren für niedrige Drücke sind jedoch nicht für Druckstöße dieser Größenordnung geeignet, es besteht die Gefahr einer Nullpunktverschiebung oder sogar einer permanenten Beschädigung des Sensors.

Um diese Probleme zu umgehen wird die Öffnungsvorrichtung mit Xenongas bei einem Druck von etwa 1 bar gefüllt. Ein höherer Druck ist nicht möglich, da der Wellbalg nicht mit einem Drahtgeflecht zur Stabilisierung ummantelt ist und daher auch nicht für Überdruck geeignet ist. Einen Einfluss auf die Aktivitätsdichte innerhalb der Vorrichtung hat dieser Vorgang nicht, es erleichtert jedoch maßgeblich den Dosierungsvorgang. Nachdem die Vorrichtung mit Xenon gefüllt ist, wird das Volumen durch das Absperrventil geschlossen. Anschließend kann durch zusammendrücken des Wellbalgs der Spaltkeil abgesenkt und dadurch die Ampulle durch Abtrennen des Zapfens geöffnet werden. Das radioaktive ^{37}Ar verteilt sich durch Diffusion gleichmäßig im gesamten Volumen.

Um nun eine bestimmte Aktivität in den Xenonkreislauf einzubringen, muss zuerst das Dosiervolumen V_D wieder evakuiert werden. Dazu kann entweder die Vakuumpumpe verwendet werden oder, um den Verlust des Gases zu vermeiden, die angebrachte Kältefalle. Der Dosiervorgang kann dann wie in 5.3.2 beschrieben durchgeführt werden.

5.4 Aktivitätsmessung des Kalibrationsgases

Durch die Verwendung von angereichertem ^{36}Ar entsteht bei der Bestrahlung im Reaktor fast ausschließlich ^{37}Ar . Bei natürlichem Argon wird der größte Anteil durch das Isotop ^{40}Ar gestellt, welches durch die Bestrahlung in ^{41}Ar umgewandelt wird und unter Emission eines β -Teilchen und eines γ -Quants mit einer Energie von 1293.64 keV zerfällt. Es kann als Tracergas verwendet werden, um auf die Reaktionsrate während der Bestrahlung zu schließen. Somit kann indirekt auf die Aktivität des erzeugten ^{37}Ar geschlossen werden. Da diese Option durch die Wahl des mit ^{36}Ar angereicherten Gases wegfällt, muss die Aktivität direkt gemessen werden, um etwas über die Effektivität der Bestrahlung aussagen zu können.

Leider war zum Zeitpunkt, als diese Messung durchgeführt werden sollte, die MainzTPC noch nicht fertig gestellt. Statt der TPC musste daher ein einfacher Aufbau konstruiert werden, mit dem die Aktivität in einem genau definierten Gasvolumen bestimmt werden kann. Die Aktivitätsbestimmung erfolgt über das Szintillationslicht von Xenon. Die durch den Zerfall von ^{37}Ar frei werdenden Augerelektronen regen die sie umgebenden Xenonatome an, welche Excimere bilden, die anschließend Licht im UV-Bereich emittieren. Dieses Licht wird mit einem PMT derselben Art, wie sie auch im XENON100-Experiment verwendet werden, nachgewiesen. Im Folgenden wird näher

auf den verwendeten PMT sowie den Versuchsaufbau eingegangen.

5.4.1 Charakterisierung des PMT

Der Nachweis des Szintillationslichts erfolgt mit einem PMT vom Typ R8520-06-M4F der Firma Hamamatsu. Der PMT besitzt eine quadratische Grundfläche mit einer Kantenlänge von 1 Zoll und einer sensitiven quadratischen Fläche mit einer Kantenlänge von 20,5 mm. Die Eigenschaften des PMTs sind in Tabelle 5.6 angegeben.

Spektrale Empfindlichkeit	160 bis 650 nm
Arbeitstemperatur	-110 bis +50° C
max. Druck	5 bar
Versorgungsspannung	-800 V
Maximale Versorgungsspannung	-900 V
Verstärkungsfaktor (Gain)	$1,0 \cdot 10^6$
Dynodenstufen	10

Tabelle 5.6: Eigenschaften des Hamamatsu PMT vom Typ R8520 [24] [15].

Wie man in der Tabelle ablesen kann, wird der PMT mit einer Hochspannung (HV) von maximal -900 V betrieben, der Hersteller empfiehlt eine Betriebsspannung von -800 V. Die vorhandene Base ist für negative HV ausgelegt daher wird der PMT mit auf negativer HV gelegten Kathode und geerdeter Anode betrieben. Um die optimale Betriebsspannung zu ermitteln, wurde bei verschiedenen HV-Einstellung der Verstärkungsfaktor (Gain) bestimmt.

Abbildung 5.10 zeigt schematisch den verwendeten Aufbau zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors mit einer Einzelphoton-Messung. Der PMT wird dazu in einer abgedunkelten, möglichst lichtdichten Kiste untergebracht. Neben dem PMT ist in der Kiste noch ein Diffuser-Ball enthalten, eine Teflon-Hohlkugel, die mit Silikon gefüllt ist, in welches Mikroglasperlen eingearbeitet sind. Mittels einer optischen Faser wird Licht in den Diffuser-Ball geleitet. Dank der vielen Streuzentren im Diffuser-Ball, wird das Licht der Faser homogen in alle Richtungen abgestrahlt [22]. Das Licht mit einer Wellenlänge von ca. 470 nm wird von einer LED in die Faser eingekoppelt. Die LED wiederum wird von einem Pulsgenerator mit Spannung versorgt, der gleichzeitig auch das Triggersignal für den ADC liefert. Da der verwendete ADC nur mit Triggersignalen einer bestimmten Form arbeiten kann, durchläuft das Triggersignal des Pulsgenerators noch einen Diskriminator der Firma LeCroy vom Typ 4608C, welcher dieses Triggersignal in einen Puls mit genau definierten Flanken umformt. Die vom ADC digitalisierten Pulse wiederum können anschließend mit einem PC ausgelesen werden.

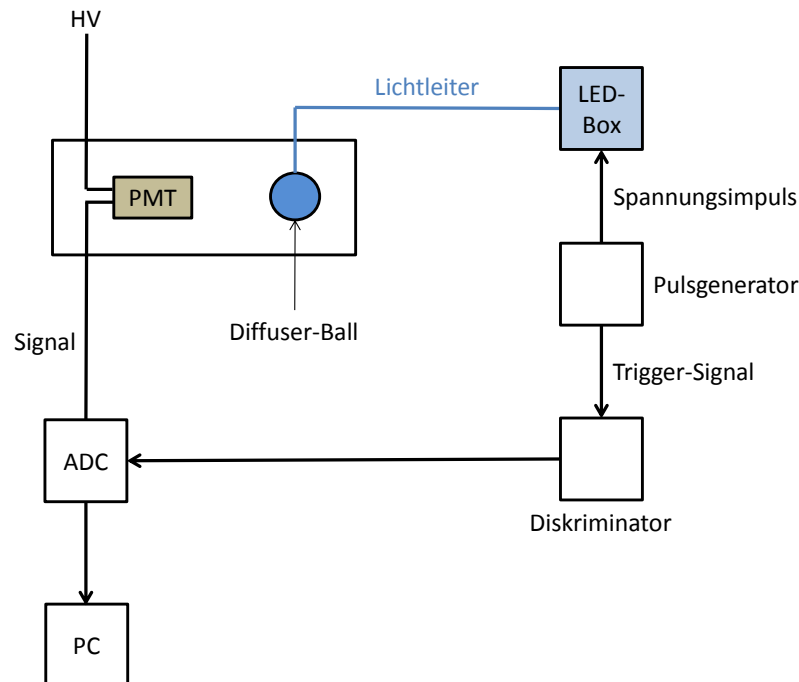


Abbildung 5.6: Abbildung des PMT-Messstands.

Vor der Gain-Messung muss die Betriebsspannung der LED noch so gewählt werden, dass möglichst wenige, im besten Fall nur ein Photoelektron zu dem vom PMT erzeugten Puls beiträgt. Dieser Prozess unterliegt der Poisson-Statistik und tritt bei 5% aller LED-Pulse auf. Die Abschätzung wird mit einem Oszilloskop durchgeführt. Dazu werden sowohl das Signal des PMTs als auch das Triggersignal am Oszilloskop betrachtet, wobei das Oszilloskop auf das Signal des Pulsgenerators triggert. Die Spannung der LED wird nun so eingestellt, dass zwischen 5 und 10% der betrachteten Triggersignale auch ein Signal des PMTs registriert wurde. Dadurch kann die Wahrscheinlichkeit, dass gleichzeitig zwei Photonen den PMT erreichen, auf etwa 1% reduziert werden. Mit Hilfe eines ADCs wird nun der Spannungsverlauf des PMT-Pulses aufgezeichnet. Bei bekanntem Wert des Abschlusswiderstandes, über dem diese Spannung abfällt, kann daraus der Stromverlauf errechnet werden. Durch Aufintegrieren des Stroms erhält man nun die gesamte Ladung, welche über die letzte Dynode abgeflossen ist. Abbildung 5.7 zeigt ein Histogramm für eine Messung mit 100.000 registrierten Ereignissen. Aufgetragen ist die Anzahl der vorkommenden Ladungen in der Größenordnung weniger pC. Im Histogramm sind zwei Peaks zu erkennen, der erste kommt durch Untergründereignisse zustande, der zweite ist eine Verteilung der durch den Diffuser-Ball erzeugten Ereignisse. Als Fitfunktion wird eine Summe zweier Gaußfunktionen und einer Exponentialfunktion verwendet, wobei einer der Parameter der zweiten Funktion die mittlere Ladung der Ereignisse angibt. Teilt man diesen Wert nun durch die Elementarladung, erhält man die Anzahl der von der letzten Dynode

eingefangenen Elektronen und damit den Verstärkungsfaktor.

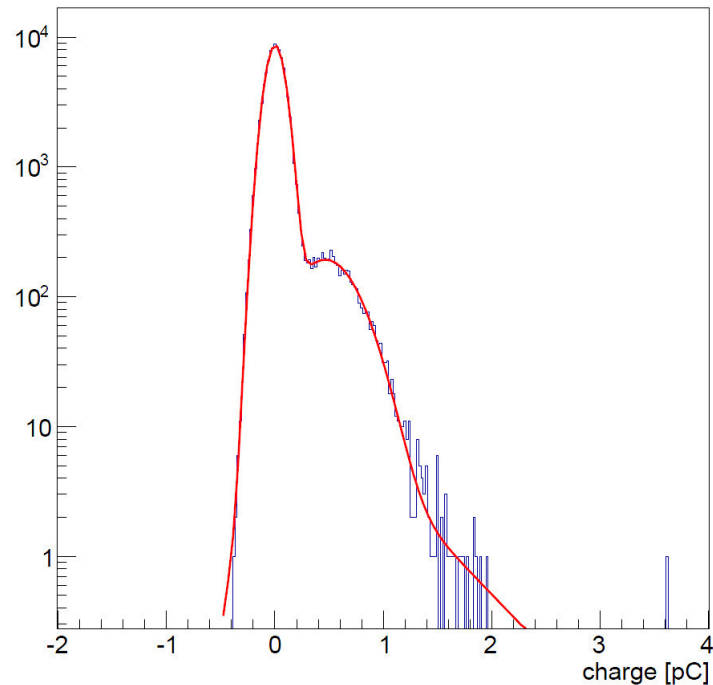


Abbildung 5.7: Gain-Messung für eine Betriebsspannung von 850 V. Aufgetragen ist die Häufigkeit der vorkommenden Ladungen gegen die Ladung für 100.000 Ereignisse.

Tabelle 5.8 gibt die Betriebsspannungen sowie die dazu bestimmten Verstärkungsfaktoren an:

Betriebsspannung	Gain
804 V	$2,10 \cdot 10^6$
826 V	$2,42 \cdot 10^6$
850 V	$2,97 \cdot 10^6$

Tabelle 5.7: Messung des Verstärkungsfaktors des verwendeten PMTs. Die aufgenommenen Daten und die Fitparameter sind in Anhang 8.6 zu finden.

Neben dem Verstärkungsfaktor wurde auch eine Messung der Dunkelrate des PMTs durchgeführt. Dazu wurde der Diffuser-Ball ausgeschaltet und eine 10 s lange Messung der weiterhin registrierten Ereignisse durchgeführt.

Abbildung 8.11 zeigt die aufgenommene Dunkelrate für eine Betriebsspannung von 850 V. Aufgetragen ist die Anzahl der registrierten Ereignisse gegen die Anzahl der bei den Ereignissen angesprochenen ADC-Kanäle. Diese können über die Beziehung

$$U_K = \frac{2,25}{2^{14}}$$

in eine Spannung umgerechnet werden. 2,25 V ist hierbei der vom 14-Bit-ADC abgedeckte Spannungsbereich, 2^{14} die Anzahl der zur Verfügung stehenden Kanäle. Damit entspricht jeder Kanal einer Breite von $U_K = 1,37 \mu\text{V}$. Wie man erkennen kann, werden alle Ereignisse in den ersten 5 Kanälen ignoriert, das heißt, alle Spannungspulse von weniger als 0,68 mV werden nicht aufgezeichnet. Diese Art der Messung kann daher zum Festlegen eines Schwellenwertes genutzt werden um Untergrundereignisse zu minimieren. Will man nun 90 % der Dunkelrate von vorneherein unterdrücken, müssen alle Ereignisse mit weniger als 17 angesprochenen Kanälen, beziehungsweise einer Spannung kleiner 2,33 mV ignoriert werden.

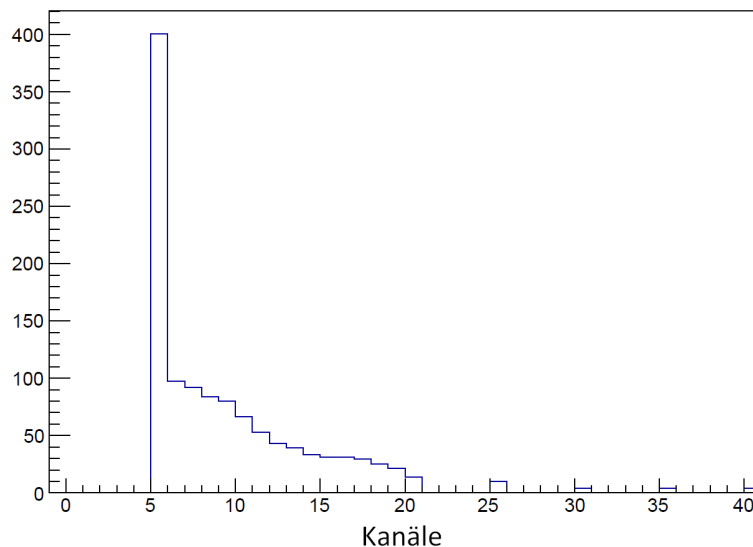


Abbildung 5.8: Dunkelratemessung für eine Betriebsspannung von 850 V. Aufgetragen ist die Häufigkeit der vorkommenden Ereignisse gegen die angesprochenen ADC-Kanäle.

5.4.2 Aufbau der Messvorrichtung

Als Behälter für die Anordnung dient ein CF40-T-Rohrstück. Im Hauptrohr wird eine PTFE-Kammer platziert, die im Wesentlichen aus einem PTFE-Zylinder mit einem durchgebohrten Gasdurchlass besteht. Senkrecht zu dieser Bohrung wird von der Seite die eigentliche Messkammer mit einem Durchmesser von 20,5 mm und einer Höhe von 25 mm eingefräst. Die Verwendung von PTFE begründet sich in seiner exzellenten Reflektionsfähigkeit von 90 % für Photonen im UV-Bereich, wie sie von Xenon emittiert werden (178 nm) [12]. Dadurch kann die Lichtausbeute im Messvolumen gegenüber den Edelstahloberflächen signifikant gesteigert werden. Zusätzlich wird durch die Kammer ein einfaches Messvolumen definiert.

Die Photonen werden mit dem am oberen Ende der Messkammer angebrachten PMT detektiert. Der PMT besitzt eine sensitive quadratische Fläche mit einer Kantenlänge von 20,5 mm wodurch eine Seitenfläche des zylindrischen Messvolumens vollständig

durch den PMT abgedeckt wird. In der folgenden Abbildung 5.9 ist der Aufbau und auch die Messkammer im Detail zu sehen.

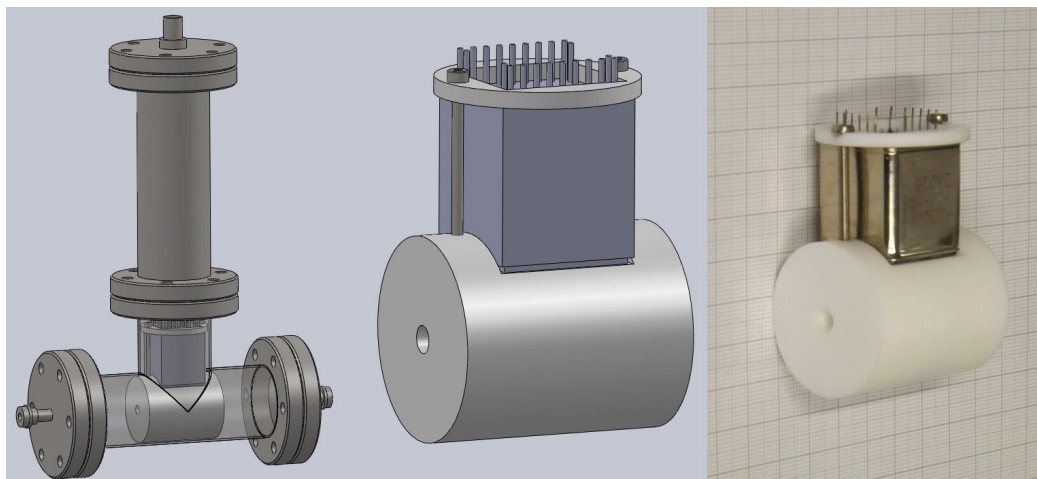


Abbildung 5.9: Abbildung der Messapparatur. Links ist die gesamte Vorrichtung zu sehen, inklusive den CF-40 Rohrteilen, die als Behälter dienen. In der Mitte ist im Detail die eigentliche Messvorrichtung aus der PTFE-Messkammer (Weiß) und dem PMT (Grau) zu sehen. Rechts eine Abbildung der montierten Vorrichtung.

Aus Platzgründen ist am Nebenrohr des T-Stücks ein weiteres CF40-Rohrstück angebracht, das die PMT-Base enthält. Diese dient der Spannungsversorgung des PMTs und enthält die Widerstandskette zur Spannungssteuerung der einzelnen Dynoden (zur Funktionsweise eines PMTs vergleiche Kapitel 2.4.1). Am oberen Ende befindet sich die Kabeldurchführung für die Spannungsversorgung und das Signalkabel.

Mit dem oben genannten Maßen besitzt die Messkammer ein Volumen von $8,25 \text{ cm}^3$. Demgegenüber steht das Gassystem mit seinen Komponenten, mit einem abgeschätzten internen Volumen von $1429 \text{ cm}^3 \pm 10\%$. Eine Tabelle mit den Volumina der einzelnen Komponenten ist in Anhang 8.5 zu finden, jedoch ist zu beachten, dass die Abschätzung des internen Volumens des Gassystems mit einem großen Fehler behaftet ist. Dies liegt vor allem daran, dass die Volumina von Flow-Controller, Drucksensoren und Getter nur abgeschätzt werden konnten. Insbesondere beim Getter kann ein großer Fehler angenommen werden. Bei einer eingeleiteten Aktivität von $4,195 \pm 0,63 \text{ Bq}$ ist über das Volumenverhältnis von Gassystem zu Messkammer eine Aktivität von $24,2 \pm 0,3 \text{ Bq}$ zu erwarten.

5.4.3 Durchführen der Messung

Zur Durchführung der Messung wird das Gassystem genau auf die selbe Art betrieben wie mit einer TPC, statt der TPC wird die oben beschriebene Vorrichtung in den Xenonkreislauf eingebaut. Anschließend wird das System mit Xenongas mit einem Druck von 1 bis 2 bar gefüllt. Gegenüber dem normalen Betrieb mit einer TPC ist die Menge

des verwendeten Xenons jedoch sehr gering. Für den Betrieb mit einer TPC enthält das System etwa 1,5 kg Xenon, für den Testbetrieb werden lediglich 6 g benötigt, da nur die Gasphase und keine flüssige Phase vorliegt. Das Gas wird durch die Pumpe zirkuliert. Die vorbereitete Menge Kalibrationsgas wird in das Xenon eingebracht, in dem der Gaskreislauf durch die Kalibrationsgasdosiervorrichtung geleitet wird.

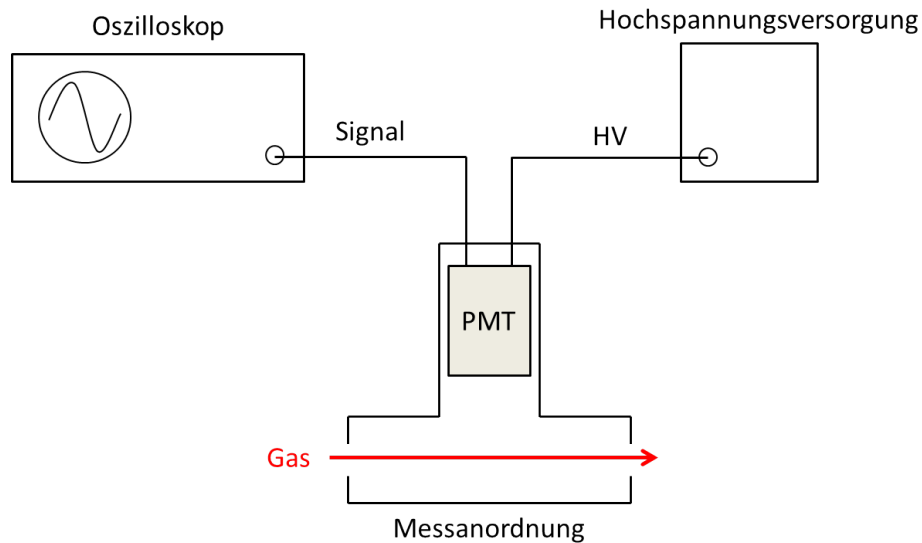


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung des zur Aktivitätsmessung verwendeten Versuchsaufbaus.

Der für die Messung verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 5.10 schematisch dargestellt. Für die Messung wurde der PMT mit einer Spannung von -850 V betrieben. Die vom PMT registrierten Pulse werden mit Hilfe eines Oszilloskops gezählt. Da sich der PMT nun in einer anderen Umgebung befindet als bei der ersten Dunkelratenmessung, muss diese für den neuen Aufbau erneut durchgeführt werden. Die erste Messung erfolgte nachdem das System ausgepumpt wurde. Dadurch wurde die Dunkelrate ohne Medium bestimmt. Mit dem in Abbildung 5.10 gezeigten Versuchsaufbau wurden mit dem Oszilloskop 1.000 Ereignisse bei verschiedenen Schwellenspannungen aufgezeichnet. Aus der Zeit, die für die Messung der 1000 Ereignisse benötigt werden, kann über die Beziehung

$$D = \frac{1000}{t_D}$$

die Dunkelrate bestimmt werden. Tabelle gibt die für 1000 Ereignisse benötigte Zeit für die verschiedenen Schwellenspannungen an, in Abbildung 5.11 ist die Dunkelrate gegen die Schwellenspannung aufgetragen.

Schwellenspannung	Dauer der Messung
0 mV	81,755 s
2 mV	99,200 s
4 mV	98,758 s
6 mV	120,00 s
8 mV	140,966 s
10 mV	156,095 s

Tabelle 5.8: Messdauern für verschiedene Schwellenspannungen für 1000 Ereignisse.

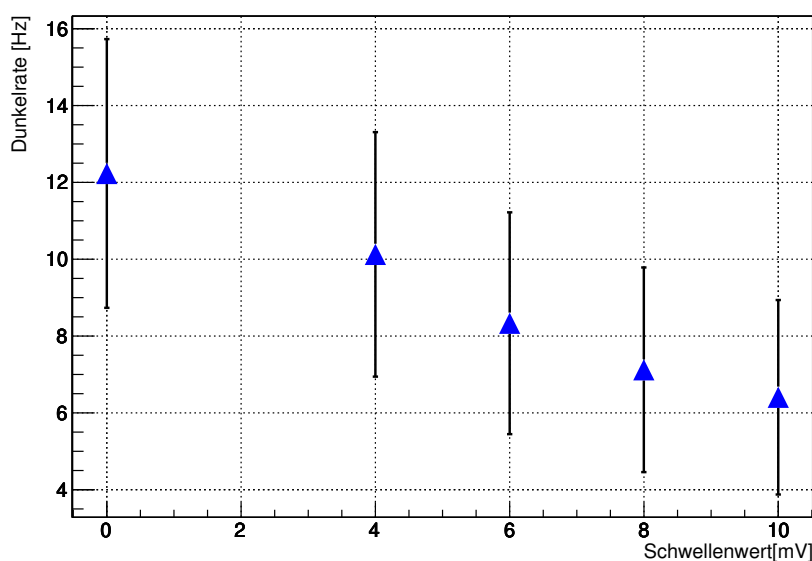


Abbildung 5.11: Dunkelratenmessung für verschiedene Schwellenspannungen zwischen 0 und 10 mV. Es handelt sich hierbei um eine vorläufige Messung. Als Fehler wurde die Quadratwurzel angegeben, da nur eine Messung vorliegt.

Anschließend sollte die Messung wiederholt werden, diesmal sollte das Messvolumen jedoch mit Xenon bei etwa 1 bar Druck gefüllt werden. Dabei zeigten sich bei Betriebsspannungen des PMTs von mehr als 600 V jedoch Entladungen, so dass das HV-Netzgerät die Spannungsversorgung unterbrach. Es wurde versucht die Isolationswirkung des Gases durch Erhöhen des Drucks zu verbessern, jedoch wurde auch bei einem Druck von 2 bar eine Spannung von 760 V nicht über einen längeren Zeitraum ohne Unterbrechung beibehalten. Unterhalb dieser Betriebsspannung wurden in den in Kapitel 5.4.1 beschriebenen Tests keine Pulse mehr registriert eine weiter Messung konnte mit dem Versuchsaufbau daher nicht mehr durchgeführt werden. Im nächsten Schritt wäre zu dem Xenon eine über das Dosiervolumen abgemessene Aktivität zugeführt worden, da diese Messung unter den gleichen Bedingungen stattgefunden hätte wie auch die Messung mit reinem Xenon, konnte sie aufgrund der Entladungen

ebenfalls nicht durchgeführt werden. Neben den Dunkelraten für diese Messungen, die auf gleichem Weg bestimmt werden können wie die Messung im Vakuum auch, kann auch hier für die Pulse eine Ladungsbestimmung durchgeführt werden, vgl. Kapitel 5.4.1. Beim Wechsel von Vakuum zu Xenon wird sowohl ein Anstieg der gemessenen Dunkelrate, als auch eine höhere Ladung pro Puls erwartet. Eine weitere Steigerung von sowohl der Dunkelrate, als auch der Ladung pro Puls wird beim Hinzufügen des Argons erwartet. Beides wäre ein Indiz dafür gewesen, dass die eingefügte Aktivität trotz der geringen Elektronenenergie nachgewiesen werden kann.

Mit der Dunkelratenmessung von reinem Xenon, sowie mit der Ratenmessung von mit ^{36}Ar versetztem Xenon, hätte eine Überprüfung der im TRIGA-Forschungsreaktor hergestellten Aktivität durchgeführt werden können. Dazu wäre die Differenz der beiden genannten Raten gebildet worden, aus welcher die reine ^{36}Ar Aktivität im Messvolumen gefolgt wäre. Über die Volumenverhältnisse von Messkammer zu Doziervolumen und Ampulle (vgl. Anhang 8.5) hätte ein Rückschluss auf die tatsächlich bei der Bestrahlung erzeugte Aktivität gezogen werden können.

5.5 Fehlersuche

Der Aufbau zur Aktivitätsmessung wurde erst sehr spät im Verlauf dieser Arbeit geplant und aufgebaut, als absehbar war, dass die TPC nicht mehr rechtzeitig fertig gestellt würde. Aufgrund der kurzen Zeit konnten nur bereits vorhandene Teile für den Aufbau verwendet werden. Dies bezieht sich im Speziellen auf die verwendete PMT-Base. Diese ist, wie bereits beschrieben, auf negative HV ausgelegt. Da es sich beim verwendeten PMT um ein Gerät in einer Ganzmetallhülle handelt, die direkt mit der Photokathode verbunden ist, bedeutet dies auch, dass die gesamte Oberfläche auf dem negativen Potential von -800 V liegt. Wie in Abbildung 5.12 zu sehen ist, sind die Abmessungen des PMTs nur geringfügig kleiner als der Innendurchmesser der als Behälter verwendeten CF40-Flansche. Um zu verhindern, dass der PMT die Messapparatur auf ein Potential von -800 V setzt, wurde zwischen PMT und Außenwand des CF-Flansches eine 1 mm dicke PTFE Folie angebracht. Diese bedeckt die gesamte innere Metallwand zwischen dem PTFE-Messzylinder und dem PTFE-Haltering des PMTs. Aufgrund der mangelnden Überlappung zwischen diesen Komponenten konnten offenbar an den Verbindungsstellen Entladungsvorgänge stattfinden. Da diese Schwachstelle erst unmittelbar vor dem Abgabetermin dieser Arbeit in Erscheinung trat, konnte keine Verbesserung oder Änderung des Aufbaus, und somit auch keine weitere der noch geplanten, oben aufgeführten Messungen durchgeführt werden.

Als weiterführender Schritt ist die Verbesserung des Aufbaus geplant. Dazu soll die verwendete PMT-Spannungsteilerplatine für negative HV durch eine für positive HV ersetzt werden. Dadurch liegen sowohl das PMT Gehäuse als auch der CF-Flansch-Behälter auf gleichem Potential und es können keine Entladungen mehr stattfinden.

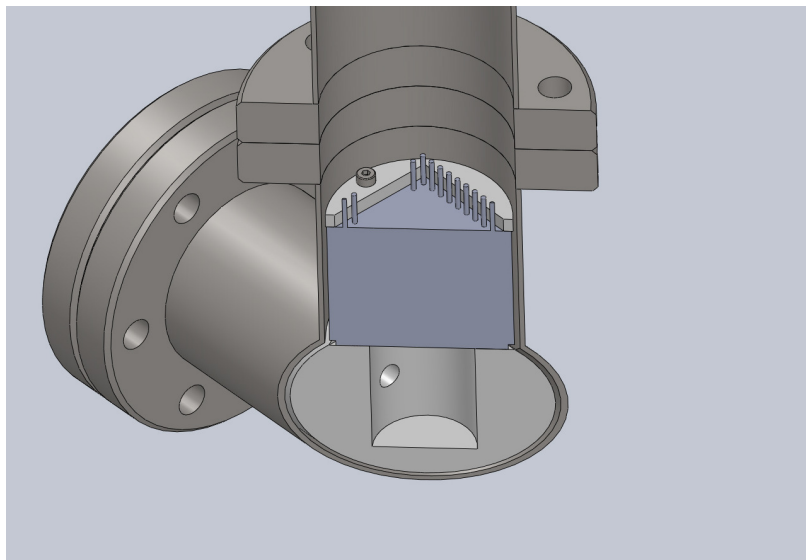


Abbildung 5.12: Diagonaler Schnitt durch die Messapparatur. Deutlich zu erkennen ist der geringe Abstand zwischen den Kanten des PMTs und dem CF-Rohr. Dieses wurden zu Isolationszwecken von innen mit einer 1 mm dicken PTFE-Folie ausgekleidet.

Als weiterführender Schritt ist die Verbesserung des Aufbaus geplant. Dazu soll die verwendete PMT-Spannungsteilerplatine für negative HV durch eine für positive HV ersetzt werden. Dadurch liegen sowohl das PMT Gehäuse als auch der CF-Flansch-Behälter auf gleichem Potential und es können keine Entladungen mehr stattfinden.

5.6 Weiterführende Messungen

Neben den geplanten Aktivitätsmessungen, für die die stattfindenden Ereignisse nur gezählt werden müssen, können noch weitere Messungen, beispielsweise zur genaueren Ladungsbestimmung durchgeführt werden. Bei solchen Messungen kommt es nicht auf die Anzahl der Ereignisse, sondern auf die Anzahl der pro Ereignis registrierten Photonen an. Bei einer solchen Messung gehen bei der Berechnung der bei der Relaxation des angeregten Xenons frei werdenden Energie noch weitere Faktoren mit ein:

1. Die Quanteneffizienz des PMT muss beachtet werden. Sie gibt an, wie viele der den PMT erreichenden Photonen auch wirklich registriert werden.
2. Die Geometrie der verwendeten Messanordnung muss beachtet werden. Nicht alle Photonen werden in Richtung des PMTs emittiert. Die meisten müssen ein-

oder mehrmals an den Wänden des PTFE-Zylinders gestreut werden. Da bei jeder Interaktion dieser Art eine gewisse Wahrscheinlichkeit besteht absorbiert zu werden, kommt es unweigerlich zu Verlusten bei den Photonen. Durch die Verwendung von PTFE mit einer Reflektivität von über 90 % für Photonen im UV-Bereich, können diese Verluste minimiert werden. Um eine genaue Aussage über diese Verluste treffen zu können, müssten Simulationen durchgeführt werden. Dennoch können dadurch, dass die Position des Ereignisses unbekannt bleibt, große Unsicherheiten in den zu bestimmenden Größen auftreten.

Letztendlich wird eine genauere Messung der Eigenschaften von ^{36}Ar in Xenon mit Fertigstellung der MainzTPC möglich. Dadurch, dass bei der MainzTPC auch der Ort des Ereignisses bekannt ist, fallen Unsicherheiten, wie sie in Punkt 2 auftreten, weg und es können genauere Aussagen zur deponierten Energie getroffen werden. Im umgekehrten Fall kann bei bekannter Energie der Wechselwirkung, wie es bei einem monoenergetischen Teilchen wie dem Augerelektron von ^{36}Ar der Fall ist, eine Aussage über das Verhalten des Xenons bei ebendiesen Energien getroffen werden.

5.7 Zusammenfassung

Dieses Kapitel ging näher auf das Kalibrationsgas ^{37}Ar ein. Dieses Isotop wurde für eine nähere Untersuchung ausgewählt. Daher wurde eine Probe des angereicherten Mutterisotops im TRIGA-Forschungsreaktor der Universität bestrahlt. Um das Gas anschließend nutzen zu können, wurde eine Vorrichtung entworfen, um die bestrahlte Probe in einer abgeschlossenen Umgebung öffnen zu können. Ebenso wurde eine Dosieranordnung entworfen, mit der sich das Gas in kleinen Schritten in den Rezirkulationskreislauf einleiten lässt. Des Weiteren wurde eine PMT-Messvorrichtung entwickelt, die dem Nachweis der eingeleiteten Aktivität dient. Die oben genannten Vorrichtungen wurden gebaut und an das Gassystem angeschlossen. Bei der Aktivitätsmessung des erzeugten Kalibrationsisotops traten jedoch Entladungsvorgänge auf, die eine Fortführung der Messungen verhinderten. Da nach erstem Ermessen die Ursache für diese Störung bekannt ist, wird die Messung voraussichtlich nach kleineren Umbauarbeiten in naher Zukunft nachgeholt.

6 Suche nach weiteren Kalibrationsquellen

Neben den bereits erwähnten und auch verwendeten Quellen, wird auch weiterhin nach neuen Methoden und Isotopen gesucht, um die Sensitivität vorhandener Detektoren weiter zu steigern oder die Untergrundunterdrückung zu verbessern. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit außer ^{37}Ar auch nach weiteren Isotopen gesucht, die als Kalibrationsmedien verwendet werden könnten. Als erstes Entscheidungskriterium, um in die engere Auswahl zu gelangen, wurde Wert auf eine kurze Halbwertszeit gelegt, nicht länger als die von ^{37}Ar . Als zweites wichtiges Kriterium wurde auf eine geringe Energie der freiwerdenden Elektronen geachtet. Weitere Punkte, wie das Isotop in den Gaskreislauf eingebracht oder wieder entfernt werden kann, wurden zunächst einmal vernachlässigt. In den Tabelle 6.1, 6.2 und 6.3 erfolgt eine Auflistung von Elementen/Isotopen, welche die beiden oben genannten Eigenschaften besitzen, sowie offensichtliche Eigenschaften, die eine Verwendung als Kalibrationsmedium erschweren oder verhindern.

Isotop	ZP	$T_{1/2}$	Zerfallsart/-energie	Kommentar
^{24}Na	^{24}Mg	15 h	β^- , E_{max} : 89,24 keV	Hohe e^- -Energie
^{28}Mg	^{28}Al	20,9 h	β^- , E_{max} : 458,9 keV	Hohe e^- -Energie
^{31}Si	^{31}P	157 min	β^- , E_{max} : 68,9 keV	Hohe e^- -Energie
^{32}P	^{32}S	14,3 d	β^- , E_{max} : 1710,66 keV	Sehr hohe e^- -Energie
^{33}P	^{33}S	25,4 d	β^- , E_{max} : 248 keV	Hohe e^- -Energie
^{38}S	^{38}Cl	170 min	β^- , E_{max} : 168 keV	Hohe e^- -Energie
^{42}K	^{42}Ca	12,4 h	β^- , E_{max} : 79 keV	kurze $T_{1/2}$
^{43}K	^{43}Ca	22,3 h	β^- , E_{max} : 421 keV	Hohe e^- -Energie, kurze $T_{1/2}$
^{45}K	^{45}Ca	17 min	AE, 0,3/3,3 keV	sehr kurze $T_{1/2}$, geringe Wahrscheinlichkeit für e^- , viele störende Folgeereignisse
^{45}Ti	^{45}Sc	184,8 min	AE, 0,4/3,6 keV	kurze $T_{1/2}$ nicht durch Neutroneneinfang herzustellen
^{47}Ca	^{47}Sc	4,5 d	AE, 0,4/3,6 keV	ger. Wahrscheinlichkeit für e^-
^{47}Sc	^{47}Ti	3,3 d	AE, 0,4/4,0 keV	ger. Wahrscheinlichkeit für e^-

Tabelle 6.1: Liste weiterer betrachteter Isotope mit geeigneten Zerfallsenergien und Halbwertszeiten, Teil 1.

KAPITEL 6. SUCHE NACH WEITEREN KALIBRATIONSQUELLEN

Isotop	ZP	T _{1/2}	Zerfallsart/-energie	Kommentar
⁴⁸ Sc	⁴⁸ Ti	43,7 h	β^- , E _{max} : 659 keV AE, 0,4/4,0 keV	Hohe e ⁻ -Energie sehr ger. Wahrscheinlichkeit für e ⁻
⁴⁸ Cr	⁴⁸ V	21,6 h	AE, 0,4/4,4 keV	kurzleb. Zwischenzustand 7 ns nicht durch Neutroneneinfang herzustellen
⁴⁸ V	⁴⁷ Ti	15,9 d	AE, 0,4/4,0 keV	
⁵² Mn	⁵² Cr	21,1 min	AE, 0,54/4,8 keV	nicht durch Neutroneneinfang herzustellen
	⁵² Cr	5,6 d	AE, 0,5/4,8 keV	
⁵⁶ Mn	⁵⁶ Fe	2,8 d	β^- , E _{max} : 250 keV	
⁵⁹ Fe	⁵⁹ Co	44,5 d	AE, 0,75/6,0 keV	sehr ger. Wahrscheinlichkeit für e ⁻ lange T _{1/2}
⁶¹ Co	⁶⁵ Ni	1,65 h	AE, 0,84/6,5 keV	kurze T _{1/2}
⁶⁵ Ni	⁶⁵ Cu	2,5 h	AE, 0,9/7,0 keV	kurze T _{1/2}
⁶⁴ Cu	⁶⁴ Zn	12,7 h	AE, 0,84/6,5 keV	
⁶⁷ Cu	⁶⁷ Zn	61,8 h	AE, 0,99/7,5 keV	kurzleb. Zwischenzustand
⁶² Zn	⁶² Cu	9,2 h	AE, 0,92/7,0 keV	viele störende Folgeereignisse nicht durch Neutroneneinfang herzustellen
⁷² Zn	⁷² Ga	46,5 h	AE, 1,1/8,0 keV	kurzleb. Zwischenzustand
⁶⁶ Ga	⁶⁶ Zn	9,5 h	AE, 1,0/7,5 keV	kurzleb. Zwischenzustand
⁷² Ga	⁷² Ge	14,1 h	AE, 1,2/8,6 keV	kurzleb. Zwischenzustand viele störende Folgeereignisse
⁷³ Ga	⁷³ Ge	4,9 h	AE, 1,2/8,6 keV	sehr ger. Wahrscheinlichkeit für e ⁻
⁶⁶ Ge	⁶⁶ Ga	3,2 d	AE, 1,0/7,5 keV	kurzleb. Zwischenzustand
⁷⁷ Ge	⁷⁷ As	11,2 h	AE, 1,2/9,11 keV	viele störende Folgeereignisse
⁷⁴ As	⁷⁴ Ge	17,8 d	AE, 1,2/8,6 keV	geringe Wahrscheinlichkeit für e ⁻ nicht durch Neutroneneinfang herzustellen
⁷⁶ As	⁷⁴ As	26,2 h	β^- , E _{max} : 292 keV	Hohe e ⁻ -Energie
⁷⁷ As	⁷⁷ Se	38,8 h	AE, 1,3/9,7 keV	
⁷² Se	⁷² As	8,4 d	AE, 1,24/9,11 keV	kurzleb. Zwischenzustand nicht durch Neutroneneinfang herzustellen

Tabelle 6.2: Liste weiterer betrachteter Isotope mit geeigneten Zerfallsenergien und Halbwertszeiten, Teil 2.

Isotop	ZP	$T_{1/2}$	Zerfallsart/-energie	Kommentar
^{75}Br	^{75}Se	96,7 min	AE, 1,32/9,67 keV	viele störende Folgeereignisse kurze $T_{1/2}$
^{76}Br	^{76}Br ^{76}Se	1,31 s IT 16 h β^+	AE, 1,4/10,2 keV	viele störende Folgeereignisse
^{77}Br	^{77}Br ^{77}Se	4,2 min IT 57 h β^+	AE, 1,4/10,2 keV	viele störende Folgeereignisse
^{80}Br	^{80}Br	4,4 h	AE, 1,4/10,2 keV	kurze $T_{1/2}$ kurzleb. Zwischenzustand
^{82}Br	^{82}Se ^{82}Br	35,28 h 6,13 min	β^- , E_{max} : 172-1617 keV AE, 1,2/8,6 keV	Hohe e^- -Energie geringe Wahrscheinlichkeit für e^- viele störende Folgeereignisse

Tabelle 6.3: Liste weiterer betrachteter Isotope mit geeigneten Zerfallsenergien und Halbwertszeiten, Teil 3.

In der Tabelle werden folgende Abkürzungen verwendet:

- Hohe e^- Energie: die Endpunktenergie des β -Zerfalls liegt, bezogen auf die Suche nach niederenergetischen Teilchen (γ), relativ hoch. Durch die Form des β -Spektrums kann jedoch ein großer, niederenergetischer Anteil enthalten sein.
- E_{max} : Endpunkt-Energie, die maximale Energie, die ein Elektron/Positron nach einem β -Zerfall haben kann.
- AE: Augerelektron.
- IT: engl. Internal Transition, Interne Relaxation durch Emission eines Photons oder Konversionselektrons.
- ZP: Zerfallsprodukt
- kurzleb. Zwischenzustände: der Zerfall erfolgt nicht direkt in den Grundzustand. Der Zwischenzustand wird dabei nur so kurzzeitig besetzt, dass die aufeinander folgenden Ereignisse zeitlich nicht vom Detektor getrennt aufgelöst werden können.
- nicht durch Neutroneneinfang herzustellen: Die Produktion erfordert den Beschuss mit Protonen oder schwereren Teilchen und sind somit nicht am TRIGA-Forschungsreaktor durch Neutroneneinfangreaktionen herzustellen. Der Bezug über andere Quellen wie beispielsweise Teilchenbeschleunigern ist vielleicht möglich, die Verfügbarkeit wurde jedoch nicht überprüft.

- viele störende Folgeereignisse: Der Zerfall führt nicht in den Grundzustand, daher erfolgt die Emission weiterer Teilchen oder γ -Quanten. Ebenso kann damit der weitere Zerfall der Tochterkerne gemeint sein.
- (sehr) geringe Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis: der aufgeführte Zerfallskanal ist nur einer von mehreren möglichen Zerfallskanälen und tritt nur mit einem verhältnismäßig geringen Anteil auf, so dass andere Zerfälle die nützlichen Ereignisse überlagern.

Diese Tabelle soll dabei nicht als vollständig angesehen werden. Ebenso sind die bei einzelnen Isotopen angefügten Kommentare nur das Ergebnis einer oberflächlichen Betrachtung der Eigenschaften der Isotope. Weiterführende Überlegungen, wie das Einbringen in den Gaskreislauf oder das anschließende Entfernen aus demselben, wurden noch nicht angestellt. Bei den meisten genannten Isotopen handelt es sich um Festkörper, die nicht ohne weitere Behandlung in den gasförmigen Zustand überführt werden können. Selbst dann muss noch untersucht werden, ob sich die Verbindungen beispielsweise an den Rohrwänden festsetzen könnten und somit zu einer dauerhaften Kontamination des Gassystems oder des Detektors führen können.

7 Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die im Bau befindliche MainzTPC ein Gasrezirkulationssystem aufgebaut. Beim Aufbau wurden von mir viele neue Erkenntnisse gewonnen, insbesondere bezüglich der Reinigung und Handhabung von Vakuumsystemen. Neben der Rezirkulation und Reinigung des Detektionsgases, bietet das System auch die Möglichkeit Kalibrationsgase in den Detektor einzuleiten. Diese können verwendet werden um die MainzTPC besser zu charakterisieren, oder um die Eigenschaften verschiedener Kalibrationsgase für die Verwendung in größeren Detektoren zu untersuchen.

Weiterführend wurden theoretische Studien über bereits existierende Kalibrationsmethoden angestellt, sowie tiefer auf die Kalibration mit ^{37}Ar eingegangen. Mit Hilfe des TRIGA-Forschungsreaktors wurde eine kleine Menge angereichertes ^{36}Ar durch Beschuss mit thermischen Neutronen in ^{37}Ar umgewandelt. Um den Bestrahlungsbehälter, eine Quarzglasampulle, zu öffnen, wurde eine Vorrichtung entworfen und gebaut, welche die Ampulle in einer abgeschlossenen Umgebung öffnet und anschließend als Behälter des Kalibrationsgases dient. Es wurde ein Verfahren entwickelt um das Gas in den Rezirkulationskreislauf, je nach Bedarf dosiert, einzubringen, sowie eine Apparatur zum Nachweis der Aktivität des Kalibrationsgases gebaut. Bei der Durchführung der Messungen traten Probleme auf, so dass die Messungen nicht vollständig durchgeführt werden konnten. Durch kleinere Umbauarbeiten und Verbesserungen am Design sollte es jedoch in naher Zukunft möglich sein, diese Messungen zu vervollständigen. Letztendlich können bei Fertigstellung der MainzTPC tiefgreifende Untersuchungen dieses und anderer Kalibrationsgase durchgeführt werden.

Beim Aufbau des Systems habe ich viele neue Erkenntnisse über die Handhabung hochreiner Gase dazu gewonnen. Auch habe ich neue Erkenntnisse im Bereich der Detektorkalibration erlangt und diese mit Entwicklung und Bau einer Vorrichtung zur Kalibration der MainzTPC vertieft.

Das Design des Gassystems sowie der Dosiervorrichtung erlaubt die zukünftige Verwendung verschiedener Kalibrationsgase. Die oben beschriebene Vorrichtung, die zur Zeit das ^{37}Ar enthält, kann vom System separiert und luftdicht abgeschlossen gelagert werden. Somit können durch den modularen Aufbau ohne größeren Aufwand weitere Kalibrationsmedien auf ihre Tauglichkeit untersucht werden. In Kapitel 6 wurde eine oberflächliche Betrachtung weiterer Isotope diverser Elemente durchgeführt, noch ohne tiefer gehende Untersuchung der Eigenschaften. Weiterführende Betrachtungen könnten zur Entwicklung neuer Methoden der internen Kalibration führen.

8 Anhang

8.1 Technische Zeichnungen des Rezirkulationssystems

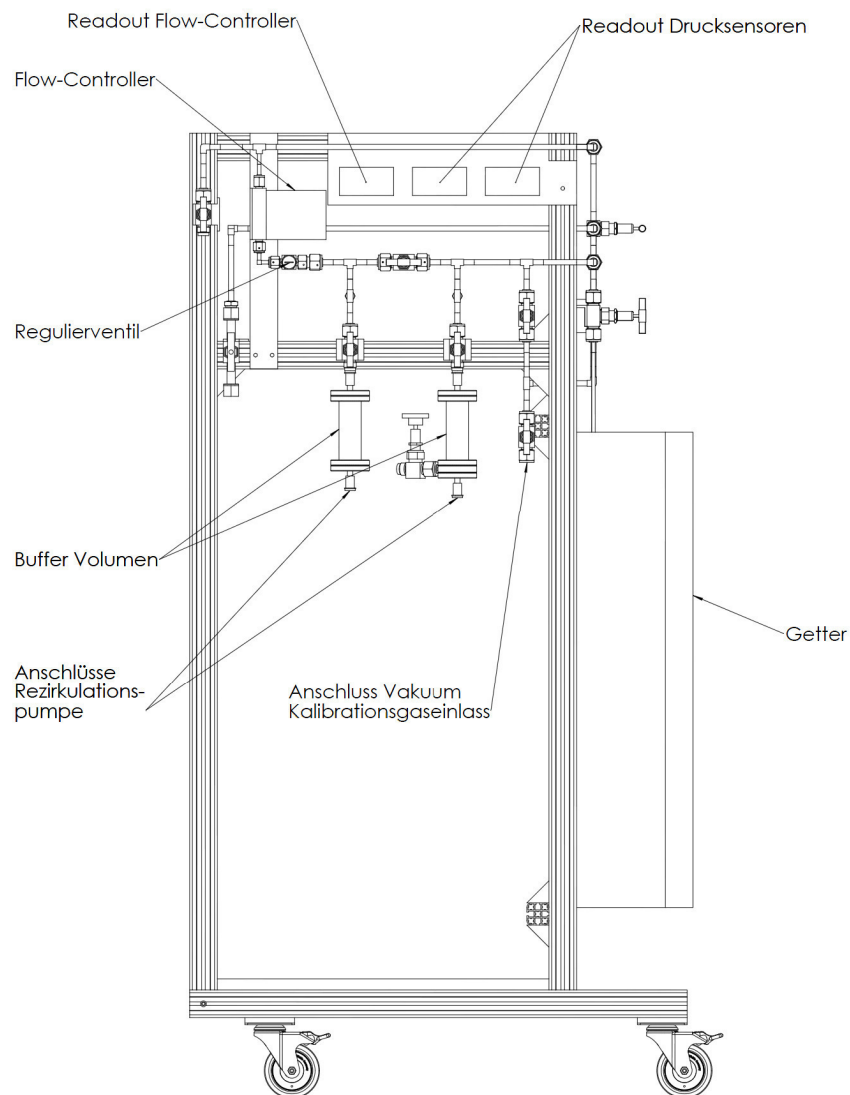


Abbildung 8.1: Frontansicht des Gassystems mit Bezeichnung der Komponenten.

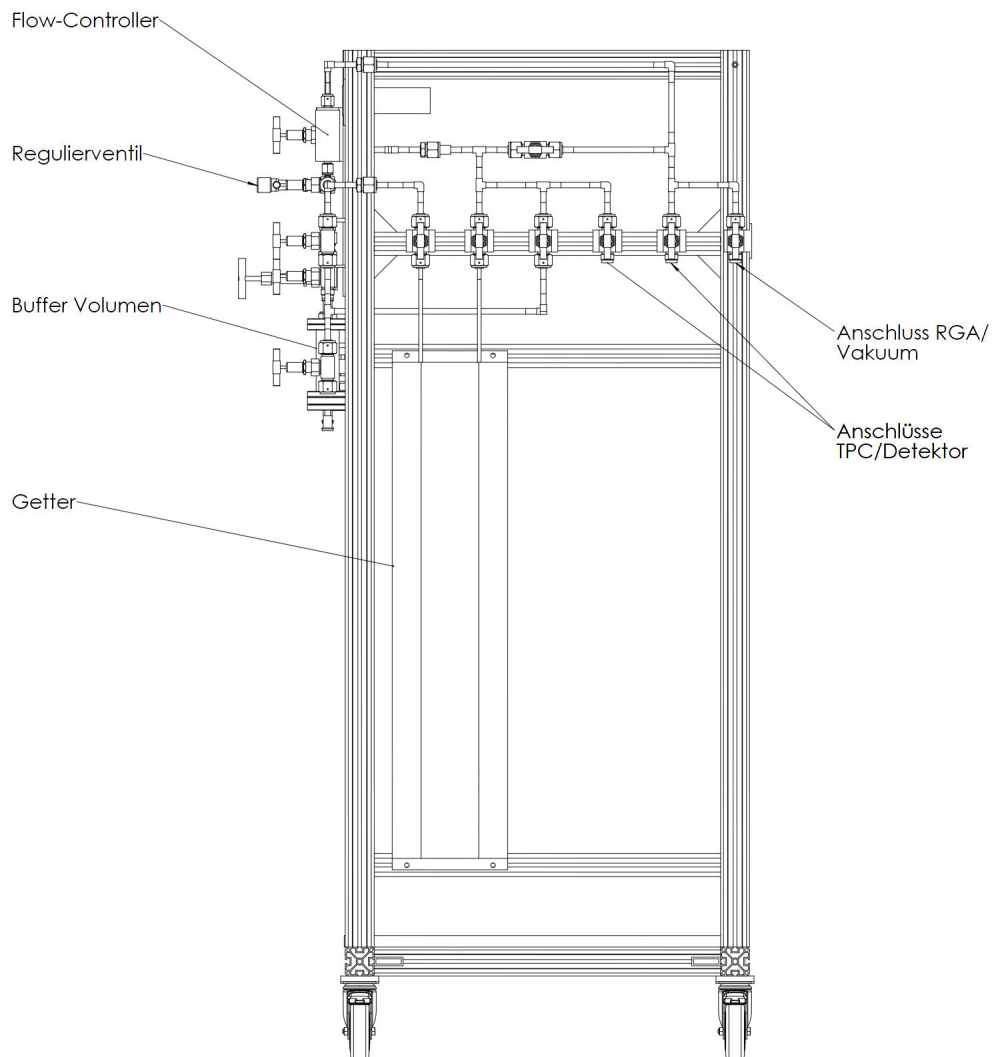


Abbildung 8.2: Seitenansicht des Gassystems mit Bezeichnung der Komponenten.

8.2 Technische Zeichnungen des Lagersystems

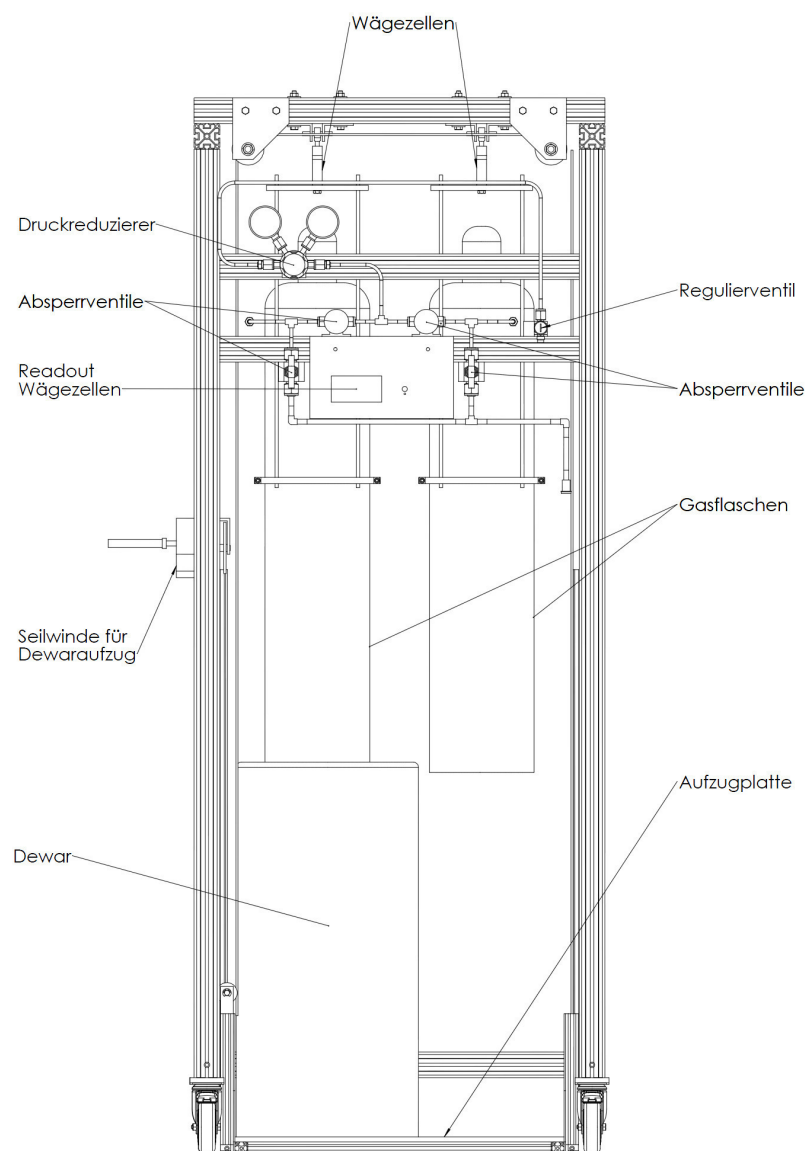


Abbildung 8.3: Frontansicht des Lagersystems mit Bezeichnung der Komponenten.

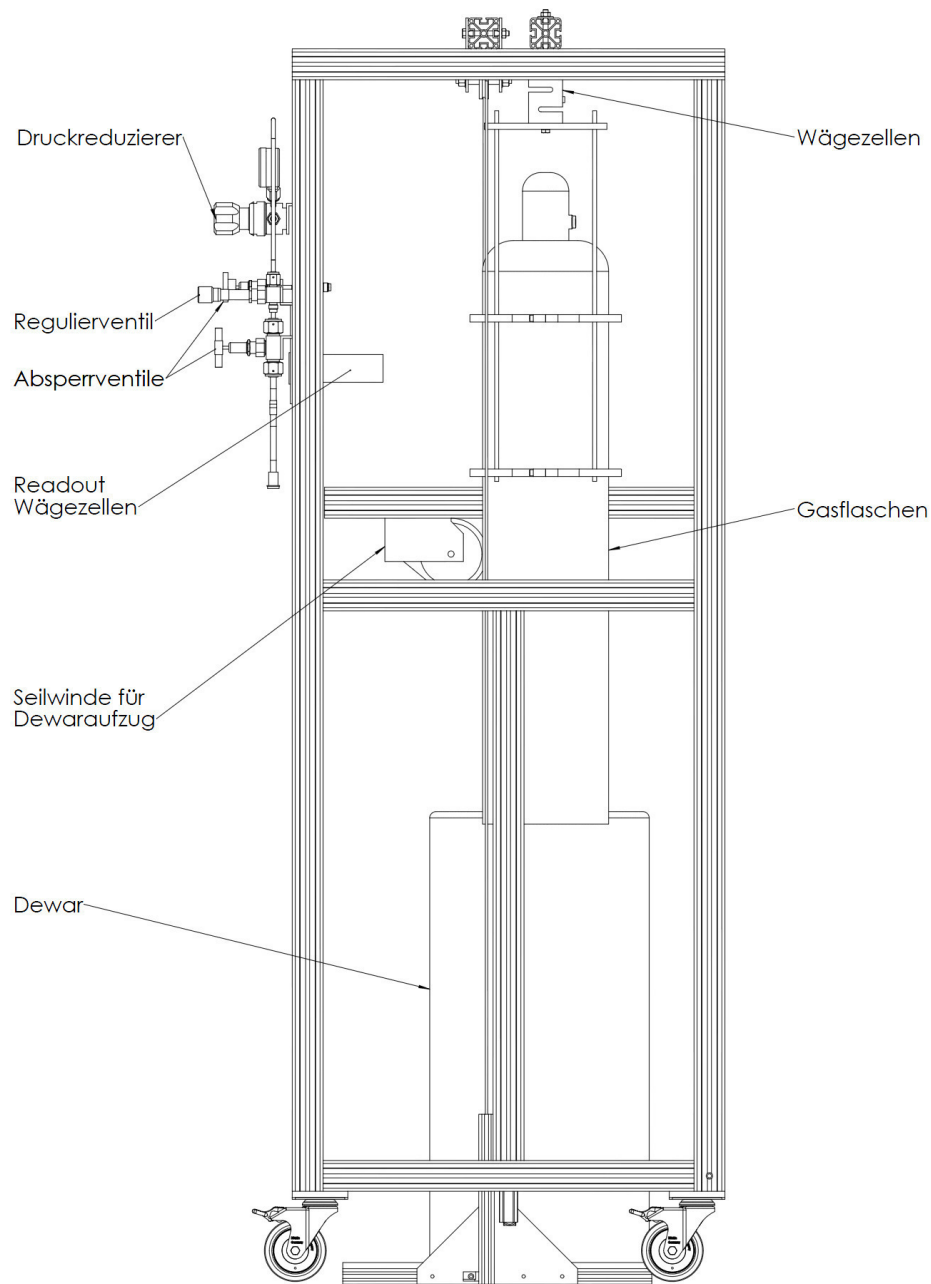


Abbildung 8.4: Seitenansicht des Lagersystems mit Bezeichnung der Komponenten.

8.3 Technische Zeichnungen des Kalibrationsgasbehälters und Dosiersystems

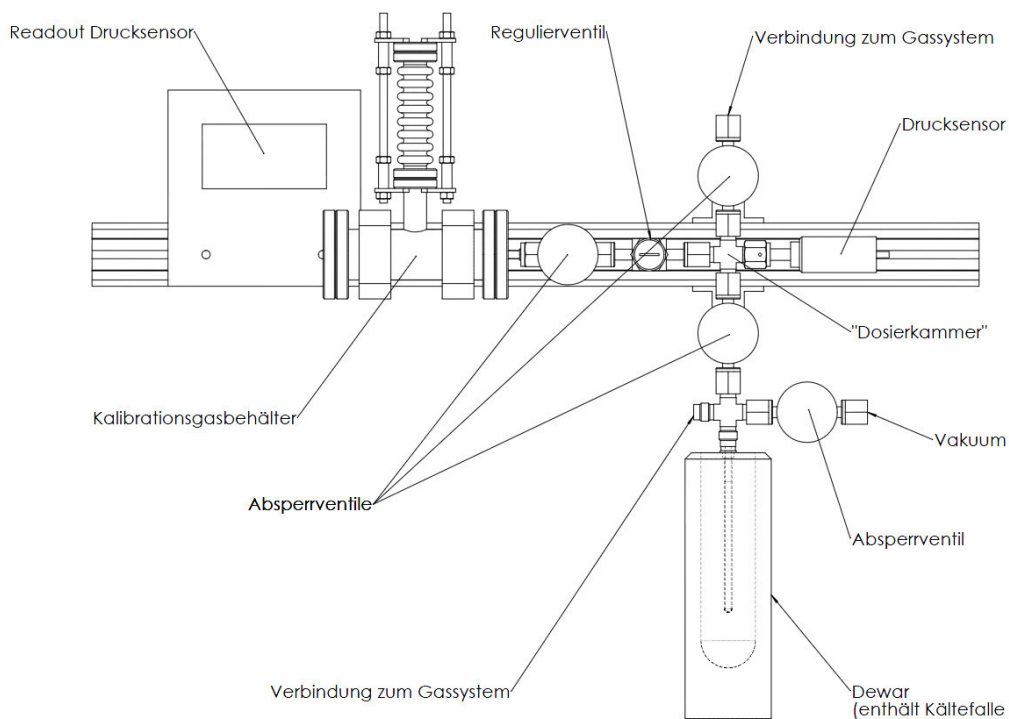


Abbildung 8.5: Frontansicht des Kalibrationsgasbehälters und Dosiersystems mit Bezeichnung der Komponenten.

8.4 Wirkungsquerschnitt von ^{36}Ar

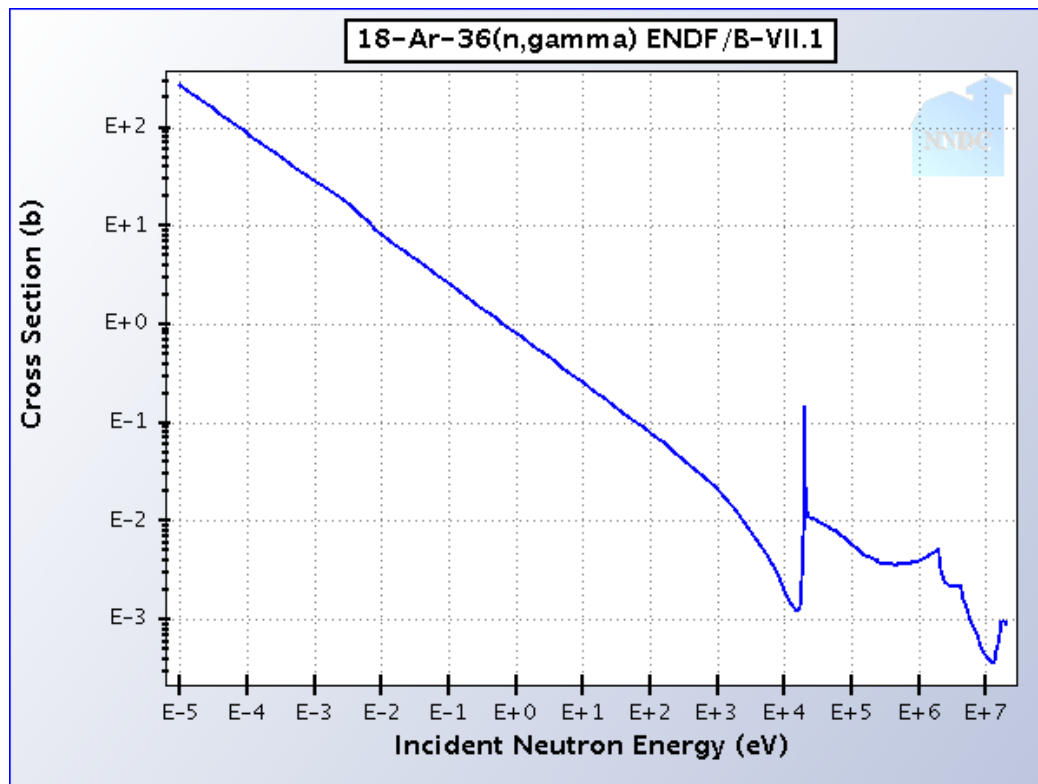


Abbildung 8.6: Wirkungsquerschnitt für eine n- γ -Reaktion von ^{36}Ar [2].

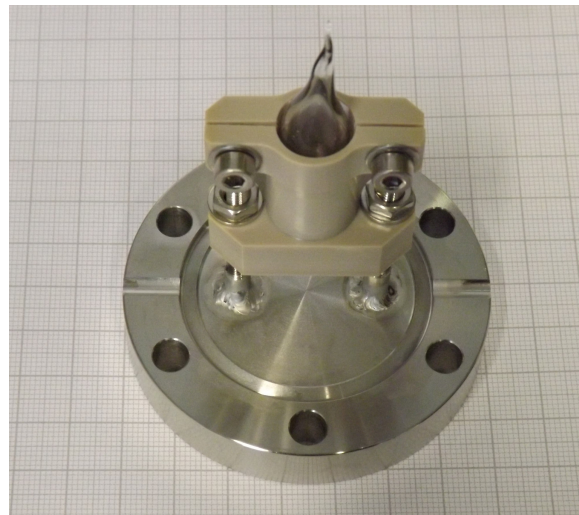


Abbildung 8.7: Foto der Glasampulle im Ampullenhalter.



Abbildung 8.8: Foto des Gassystems. Auf der linken Seite ist der Lagerteil mit den Gasflaschen zu sehen. Auf der rechten Seite befindet sich das Rezirkulationssystem. An der Vorderseite ist auf halber Höhe der Kalibrationsgasbehälter mit der Ampullenöffnungsvorrichtung und der Dosieranordnung zu sehen.

8.5 Volumenabschätzung des Gassystems

Teil	Bezeichnung	Volumen/Teil cm ³	Anzahl	Gesamtvolumen cm ³
Swagelok Rohr- bauteile	316L-6TB7-3-6-4	3,325	3	9,975
	316L-6TB7-3	4,155	9	37,395
	316L-6TB7-9	2,856	10	28,56
	6LV-8-VCR-3S-6TB7	1,348	20	27,68
	6LV-8-VCR-3-6TB7	2,212	5	11,06
	6LV-8-VCR-3S-4TB7	0,466	3	1,398
	6LV-4-VCR-3S-4TB7	0,466	1	0,466
	6LV-4-VCR-3-4TB7	0,708	3	2,124
	SS-4VCR-CS	1,721	2	3,442
Swagelok Ventile	SS-8BG-VCR	4,3	13	55,9
	SS-4-BN4-VCR	3,062	3	9,186
	SS-6-UW-V19	4,1	1	4,1
	SS-4BMRG-VCRF	3,009	2	6,018
Schläuche	Pumpschlauch	52,49	2	104,98
	TPC	47,89	2	95,78
	Kalibration	76,75	1	76,75
Buffer	Vor-Pumpe	135,48	1	135,48
	Nach-Pumpe	150,84	1	150,84
	Messvolumen	x	y	z
Geräte	Pumpe	20	1	20
	Drucksensoren	0,6	3	1,8
	Getter	210	1	210
	Flow-Controller	5	1	5
	Cold-Trap	2	1	2
Rohre	1/4"	0,164	53	8,692
	3/8"	0,472	274,4	129,52
Gesamt				1429,02

Tabelle 8.1: Abgeschätzte Volumen der einzelnen Komponenten des Rezirkulations- teils, inklusive der Abfüllvorrichtung für das Kalibrationsgas. Die Vo- lumen der Rohrbauteile wurden mit der CAD-Software Solidworks be- stimmt. Die Volumen der Ventile stammen aus angeforderten Datenblät- tern von Swagelok, ebenso wie das interne Volumen der Pumpe. Die restlichen Angaben wurden durch einfache, geometrische Überlegungen abgeschätzt.

8.6 Gainmessungen des verwendeten PMT

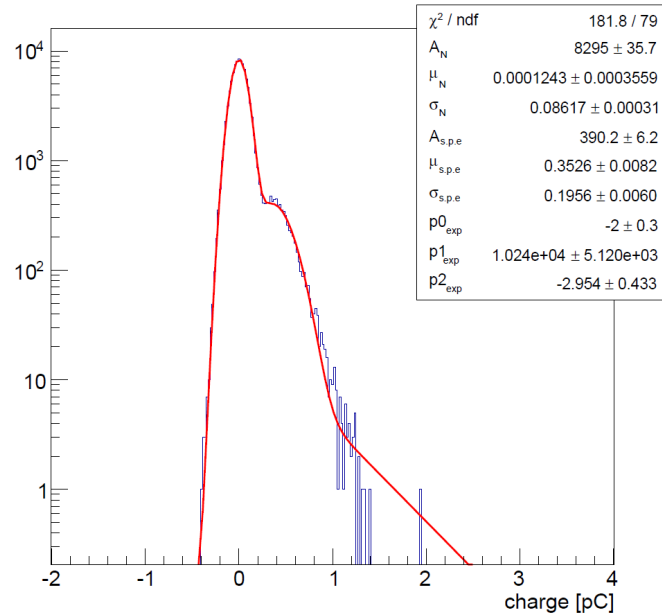


Abbildung 8.9: PMT-Gainmessung für eine Betriebsspannung von 804 V. Angegeben sind ebenfalls die Fitparameter.

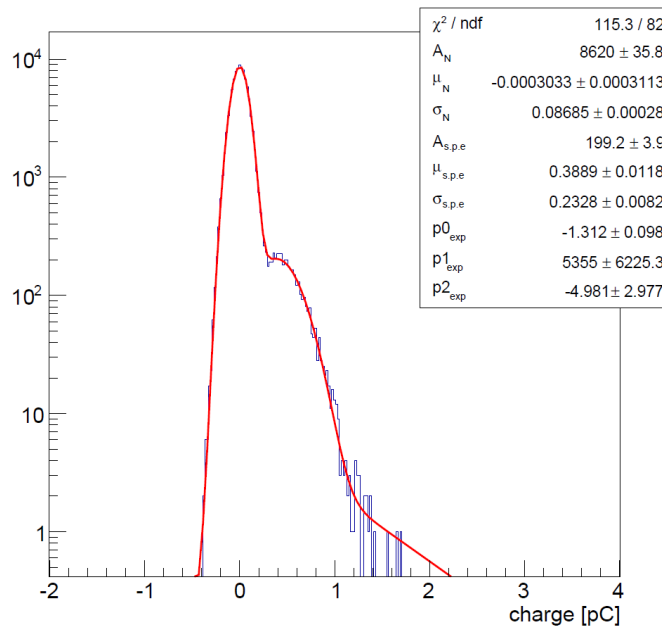


Abbildung 8.10: PMT-Gainmessung für eine Betriebsspannung von 826 V. Angegeben sind ebenfalls die Fitparameter.

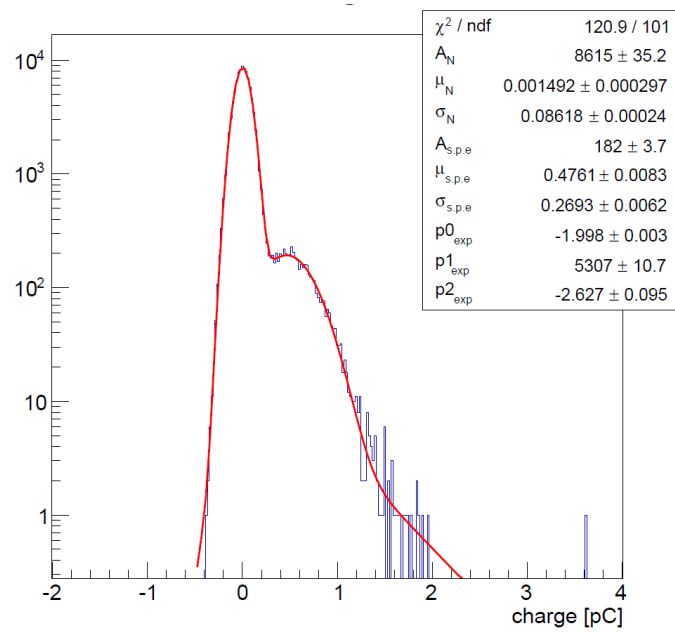


Abbildung 8.11: PMT-Gainmessung für eine Betriebsspannung von 850 V. Angegeben sind ebenfalls die Fitparameter.

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog digital converter, engl. Analog-Digital-Wandler
AE	Augerelektron
CDM	Cold Dark Matter, engl. kalte Dunkle Materie
CMB	Cosmic Microwave background, engl. kosmische Hintergrundstrahlung
DM	Dunkle Materie
E_{max}	Endpunkt-Energie, maximale Energie des β -Zerfalls
ER	Electronic Recoil, engl. elektromagnetischer Rückstoß, Wechselwirkung mit Photonen oder geladenen Teilchen
F_Z	Neutronenfluss im zentralen Betahlungsrohr des Reaktors
FC	Flow-Controller
HDM	Hot Dark Matter, engl. heiße Dunkle Materie
HV	High Voltage, engl. Hochspannung
Λ	kosmologische Konstante
MACHO	Massive Astrophysical Compact Halo Object
NR	Nuclear Recoil, engl. Kernrückstoß
PEEK	Polyetheretherketon, ein hitzebeständiger Kunststoff mit ausgezeichneter chemischer Beständigkeit
PMT	Photomultiplier Tube
PTFE	Polytetrafluorethylen, ein Kunststoff mit exzellenter Reflektivität im UV-Wellenlängenbereich
RGA	Restgas Analysator
σ	Wirkungsquerschnitt
slpm	Standard Liter pro Minute
$T_{1/2}$	Halbwertszeit
TPC	Time Projection Chamber, engl. Zeitprojektionskammer
WIMP	Weakly Interacting Massive Particle
Y_l^m	Kugelflächenfunktion
ZP	Zerfallsprodukt

Abbildungsverzeichnis

1.1	Rotationskurve der Spiralgalaxie NGC-6503	10
1.2	Bullet Cluster	11
1.3	Aufnahme der Hintergrundstrahlung durch den Planck-Satelliten. . .	12
1.4	Materieverteilung im Universum	13
1.5	Winkelverteilung aufgetragen gegen die Temperaturschwankungen. . .	14
1.6	Ausschlusskurve für den Wechselwirkungsquerschnitt für WIMPs . . .	15
2.1	Integrale Rate für Xe, Ar, Ge und Ne für einen Stoß mit einem WIMP.	21
2.2	Anzahl erzeugter Photonen für Elektronen und γ -Quanten.	23
2.3	Schematischer Aufbau eines Photoelektronenvervielfachers	24
2.4	Schematische Darstellung einer Zwei-Phasen-TPC	26
2.5	Verschiedene Signalformen einer mit Xenon gefüllten Zwei-Phasen-TPC	27
2.6	γ -Strahlen-Kalibration beim XENON10 Experiment	29
2.7	Definiton des „Fiducial Volume“ bei XENON100	31
3.1	Gerenderte Darstellung des Gassystems	34
3.2	Schematische Darstellung des Rezirkulationsteils des Gassystems. . .	35
3.3	Gerenderte Darstellung des Gaslagers	37
3.4	Schematische Darstellung des Gaslagers.	38
3.5	Abbildung des Flowcontrollers und THPS100	39
3.6	Durchflussmessung des FC bei 2 bar und 3 bar Druckdifferenz	40
3.7	Durchflussmessung des FC bei 1,5 bar Druckdifferenz	41
3.8	Durchflussmessung des FC bei 1,5 bar Druckdifferenz, Detail	41
3.9	Durchflussmessung des FC bei 1 bar Druckdifferenz und Detailansicht	42
3.10	Durchflussmessung des FC bei 0,5 bar und 0,75 bar Druckdifferenz . .	42
3.11	Abbildung der Wägezellen und Auslesegerät FMP1	43
3.12	Widerstandsschaltung der Wägezellen	44
3.13	Verschaltung der Wägezellen	45
3.14	Gewichtsmessung der Wägezelle ohne eingebauten Schalter mit Fitgeraden	45
3.15	Gewichtsmessung der Wägezelle mit eingebauten Schalter mit Fitgeraden	46
3.16	Massendifferenz zwischen Messung mit und ohne Schalter	47
3.17	Abbildung des Drucksensors und des Auslesegerätes RIA45	48
3.18	Schematische Darstellung des Pumpstandes	51
3.19	Beispiel für die Heliumlecksuche mit einem RGA	52
3.20	Schematische Darstellung des Rezirkulationsteils, der Weg des Gases im Rezirkulationsbetrieb ist rot markiert.	52

4.1	„electron recoil band“ und das „nuclear recoil band“ einer Kalibration mit γ -Strahlung	55
4.2	Vergleich der Ereignisrate eines WIMPs mit der Ereignisrate durch den Zerfall von ^{85}Kr	57
4.3	Zerfallsschemata der Xenonisotope ^{129m}Xe und ^{131m}Xe	59
4.4	Termschema des ^{83m}Kr -Zerfalls.	60
4.5	Durch Kalibration mit Tritium bestimmtes ER-Band	61
4.6	Ausschnitt aus der Thorium-Zerfallsreihe	64
5.1	Schematische Abbildung des zur Befüllung der Glasampulle verwendeten Aufbaus.	71
5.2	Abbildung des Aufbaus zur Ampullenbefüllung	73
5.3	Vorrichtung zum Öffnen der Ampulle	76
5.4	Foto der Vorrichtung zum Öffnen der Ampulle	77
5.5	Schematische Darstellung des zur Dosierung entworfenen Aufbaus	78
5.6	Abbildung des PMT-Messstands	82
5.7	Gain-Messung für eine Betriebsspannung von 850 V	83
5.8	Dunkelratemessung für eine Betriebsspannung von 850 V	84
5.9	Abbildung der Messapparatur	85
5.10	Schematische Darstellung des zur Aktivitätsmessung verwendeten Versuchsaufbaus	86
5.11	Dunkelratenmessung für verschiedene Schwellenspannungen zwischen 0 und 10 mv	87
5.12	Diagonaler Schnitt durch die Messapparatur	89
8.1	Frontansicht des Gassystems mit Bezeichnung der Komponenten.	97
8.2	Seitenansicht des Gassystems mit Bezeichnung der Komponenten.	98
8.3	Frontansicht des Lagersystems mit Bezeichnung der Komponenten.	99
8.4	Seitenansicht des Lagersystems mit Bezeichnung der Komponenten.	100
8.5	Frontansicht des Kalibrationsgasbehälters und Dosiersystems mit Bezeichnung der Komponenten.	101
8.6	Wirkungsquerschnitt für eine n- γ -Reaktion von ^{36}Ar	102
8.7	Foto der Glasampulle im Ampullenhalter	102
8.8	Foto des Gassystems	103
8.9	PMT-Gainmessung für eine Betriebsspannung von 804 V	105
8.10	PMT-Gainmessung für eine Betriebsspannung von 826 V	105
8.11	PMT-Gainmessung für eine Betriebsspannung von 850 V	106

Tabellenverzeichnis

2.1	Die natürlich vorkommenden Xenon-Isotope	22
2.2	Häufig verwendete γ -Kalibrationsquellen	29
3.1	Spezifikationen des verwendeten Mass-Flow-Controllers vom Typ HFC-302-H.	39
3.2	Genauigkeitsangaben des Auslesegerätes FMP-1	44
3.3	Fitparameter der Gewichtsmessungen.	46
4.1	Zerfallskanäle und Halbwertszeiten von ^{133}Xe und ^{133m}Xe	56
4.2	Eigenschaften der Xenonisotope ^{129m}Xe und ^{131m}Xe	58
4.3	Wirkungsquerschnitte der in Methan enthaltenen Isotope	62
5.1	Tabelle der relevanten Argon-Isotope	67
5.2	Zusammensetzung des angereicherten ^{36}Ar	68
5.3	Aktivitäten und Halbwertszeiten der im Reaktor in der Glasampulle erzeugten Isotope [9].	70
5.4	Abgeschätzte Volumen der einzelnen Komponenten des Abfüllaufbaus	72
5.5	Eigenschaften der Atmosphärgase gegenüber Neutroneneinfang	74
5.6	Eigenschaften des Hamamatsu PMT vom Typ R8520	81
5.7	Messung des Verstärkungsfaktors des verwendeten PMTs	83
5.8	Messdauern für verschiedene Schwellenspannungen für 1000 Ereignisse	87
6.1	Liste weiterer betrachteter Isotope mit geeigneten Zerfallsenergien und Halbwertszeiten, Teil 1.	91
6.2	Liste weiterer betrachteter Isotope mit geeigneten Zerfallsenergien und Halbwertszeiten, Teil 2.	92
6.3	Liste weiterer betrachteter Isotope mit geeigneten Zerfallsenergien und Halbwertszeiten, Teil 3.	93
8.1	Abgeschätzte Volumen der einzelnen Komponenten des Rezirkulations-teils	104

Literaturverzeichnis

- [1] V.Chepel H. Araújo. *Liquid noble gas detectors for low energy particle physics*, 2013 JINST 8 R04001. <http://arxiv.org/abs/1207.2292>.
- [2] National Nuclear Data Center. Evaluated nuclear data file (endf) retrieval & plotting. <http://www.nndc.bnl.gov/sigma/>.
- [3] National Nuclear Data Center. Nuclear structure & decay data. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
- [4] R.Vianden K.Maier M.Rasulbaev T.Thümmeler B.Ostrick Ch.Weinheimer. *Production of ^{83}Rb for the KATRIN experiment*, 2008. Applied Radiation and Isotopes, Vol.66, Issue 12, pages 1775-2014.
- [5] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer, 3.Auflage, 2005.
- [6] K.Ni R.Hasty T.M.Wongjirad L.Kastens A.Manzur D.N.McKinsey. *Preparation of Neutron-activated Xenon for Liquid Xenon Detector Calibration*, Nucl.Instrum.Meth.A582:569-574, 2007. <http://arxiv.org/abs/0708.1976v2>.
- [7] L.W.Kastens S.Bedikian S.B.Cahn A.Manzur D.N.McKinsey. *A $^{83\text{m}}\text{Kr}$ Source for Use in Low-Background Liquid Xenon Time Projection Chambers*, JINST 1005:05006, 2010. <http://arxiv.org/abs/0912.2337>.
- [8] E.Aprile. *The XENON1T Dark Matter Search Experiment*, 2012. <http://arxiv.org/pdf/1206.6288v1.pdf>.
- [9] Klaus Eberhardt. Private Kommunikation, 2013.
- [10] B.T.Cleveland T.Daily R.Davis et.al. *MEASUREMENT OF THE SOLAR ELECTRON NEUTRINO FLUX WITH THE HOMESTAKE CHLORINE DETECTOR*, Astrophys.J. 496 (1998) 505-526.
- [11] C.E.Aalseth et.al. *Measurement of ^{37}Ar to support technology for On-site Inspection under the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty*, Nucl.Instrum.Meth.A652:58-61, 2011. Online verfügbar unter <http://arxiv.org/abs/1008.0691>.
- [12] C.Silva et.al. *A model of the reflection distribution in the vacuum ultra violet region*, Nucl.Instrum.Meth.A619:59-62, 2010.

- [13] D.S.Akerib et.al. *First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility*, 2013. <http://arxiv.org/abs/1310.8214>.
- [14] D.S.Akerib et.al. *The Large Underground Xenon (LUX) Experiment*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A704 (2013) 111 - 126. <http://arxiv.org/abs/1211.3788>.
- [15] E.Aprile et.al. *Measurement of the Quantum Efficiency of Hamamatsu R8520 Photomultipliers at Liquid Xenon Temperatures*, 2012. <http://arxiv.org/abs/1207.5432>.
- [16] E.Aprile et.al. *The XENON100 Dark Matter Experiment*, Astropart. Phys. 35 (2012), 573-590. <http://arxiv.org/abs/1107.2155v2>.
- [17] E.Aprile et.al. *Design and Performance of the XENON10 Dark Matter Experiment*, Astropart.Phys.34:679-698, 2011. <http://arxiv.org/abs/1001.2834>.
- [18] E.Aprile et.al. *Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data*, Phys. Rev. Lett. 109, 181301 (2012). <http://arxiv.org/abs/1207.5988>.
- [19] G.A.Gomez-Vargas et.al. *Constraints on WIMP Annihilation for Contracted Dark Matter in the Inner Galaxy with the Fermi-LAT*, 2013. <http://arxiv.org/pdf/1308.3515.pdf>.
- [20] K.Abe et.al. *Distillation of Liquid Xenon to Remove Krypton*, 2009. <http://arxiv.org/abs/0809.4413>.
- [21] Satishi Fukada. *Generation of Tritiated Methane using a CuO-Al₄C₃ Bed*, 2001. Journal of Nuclear Science and Technology, Vol.38, No.4 p. 273-277.
- [22] Christopher Geis. Private Kommunikation, 2013.
- [23] Kim Griest Gerard Jungmann, Marc Kamionmowski. *Supersymmetric Dark Matter*, 1996. Physics Reports 267, P.195-373; Online verfügbar unter <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9506380>.
- [24] Hamamatsu. Datasheet Photomultiplier Tube R8520-06-AL. <http://www.hamamatsu.com>.
- [25] SAES Pure Gas Inc. Product Manual - MonoTorr PhaseII Purifier PS4-MT3/15-R/N-1/2.
- [26] Trace Sciences International. Certificate of Analysis.
- [27] R. H. Sanders K. G. Begeman, A. H. Broeils. *Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics*, 1991. <http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1991MNRAS.249..523B>.

-
- [28] Elvar Kjartansson. *Realization of a System to Control and Monitor the Operation of a Liquid Xenon Time Projection Chamber*, 2012. Bachelor-Arbeit.
- [29] NASA. Cosmic Microwave Background by Planck. http://spaceimages.esa.int/var/esa/storage/images/esa_multimedia/images/2013/03/planck_cmb/12583930-4-eng-GB/Planck_CMB.jpg.
- [30] NASA. Planck-cosmic recipe pie chart. <http://sci.esa.int/planck/51557-planck-new-cosmic-recipe/>.
- [31] NASA. *The Matter of the Bullet Cluster*. <http://apod.nasa.gov/apod/ap060824.html>.
- [32] D.McKinsey R.Gaitskell. *First Science Results from the LUX Dark Matter Experiment*, Talk 2013. <http://luxdarkmatter.org>.
- [33] P. Schneider. *Einführung in die extragalaktische Astronomie und Kosmologie*. Springer, 2008.
- [34] Sika. Datasheet Digitaler Messverstärker FMP1. <http://www.sika.net>.
- [35] E.Aprile T.Doke. *Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics*, Rev.Mod.Phys.82:2053-2097, 2010. <http://arxiv.org/abs/0910.4956>.
- [36] Vera Rubin Yoshiaki Sofue. *Rotation Curves of Spiral Galaxies*, Ann.Rev.Astron.Astrophys. 39 (2001) 137-174. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0010594v2>.