

Technische Universität München  
Fakultät für Physik



**Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik**

# **Lichtemission aus flüssigem Xenon**

**lightemission from liquid xenon**

Maximilian Valentin Kaepfel

10. Mai 2013



---





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	1
1.1	Eigenschaften von flüssigem Xenon	1
1.2	LXe als Detektormaterial	3
1.3	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	7
<b>2</b>	<b>Licht- und Ladungssignal</b>	11
2.1	Das Ladungssignal	11
2.2	Das Szintillationssignal	14
2.3	Die Summe beider Signale	18
<b>3</b>	<b>Aufbau des Versuchs</b>	21
3.1	Detektoraufbau	21
3.2	Aufbau des Gassystems	25
3.3	Anordnung der Ausleseelektronik	27
<b>4</b>	<b>Kondensation und Wärmefluss</b>	29
4.1	Abschätzung des Wärmeflusses	29
4.2	Erste Befüllung des Experimentiervolumens	32
<b>5</b>	<b>Simulation mit Geant4</b>	35
<b>6</b>	<b>Testmessung mit <math>^{60}\text{Co}</math></b>	41

**A Literaturverzeichnis** . . . . . 47

## Motivation und Einleitung

Edelgase im allgemeinen und flüssige Edelgase im speziellen haben durch ihre besonderen Eigenschaften eine hohe Bedeutung in der Detektorphysik. Ionisierende Strahlung kann in diesen Stoffen sowohl Ladungsträger als auch Szintillationslicht erzeugen. Beide können bei Messungen unterschiedlich genutzt werden.

Ziel dieser Arbeit ist es einen Detektoraufbau für flüssiges Xenon zu realisieren mit dem man deponierte Energien und Orte der Wechselwirkung von  $\gamma$ -Strahlung nachweisen kann. Dazu werden sowohl die entstandene Ladungsmenge als auch Lichtmenge gesammelt und ausgelesen. Die zeitliche Abfolge von Licht- und Ladungssignal kann ebenfalls aufgezeichnet werden und gibt mit Hilfe der Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger in flüssigem Xenon Aufschluss über den Ort der Wechselwirkung. Abbildung 1 zeigt schematisch das Detektorkonzept. Ein ankommendes Gammaquant erzeugt freie Elektronen welche von den Potentialstäben angezogen werden. Neben den Ladungsträgern entstehen auch angeregte Xenonatome welche mit anderen Xenonatomen eine Bindung eingehen so dass Xenonmoleküle, sogenannte Excimere, entstehen. Beim Zerfall dieser Moleküle wird Szintillationslicht ausgesendet welches von einem Photonendetektor gesammelt wird.

Aus den Amplituden beider Signale soll auf die gesamte Energiedeposition aus den Details der Ladungssammlung hingegen auf den Ort der Wechselwirkung geschlossen werden. Dies kann durch eine orts aufgelöste Messung der Lichtverteilung weiter ergänzt werden.

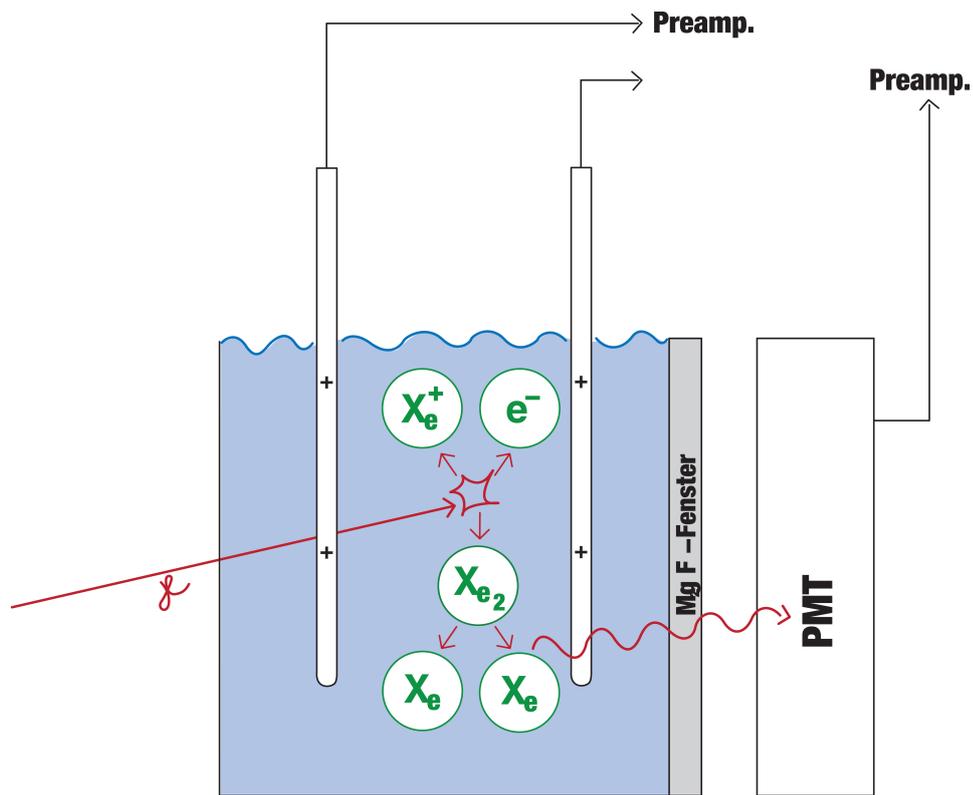


Abbildung 1: Schematisch dargestelltes Experimentiervolumen mit flüssigem Xenon,  $MgF_2$ -Fenster, Potentialstäben und Photomultiplier (PMT). Die Produkte der Wechselwirkung des  $\gamma$ -Quants (roter Pfeil) werden als grüne Symbole gezeigt, das dabei entstehende Szintillationslicht wird durch den gewellten roten Pfeil dargestellt.

In Kapitel 1 und 2 werden die physikalischen Eigenschaften von flüssigem Xenon auch im Hinblick auf andere Detektormaterialien vorgestellt und ein Model zum Entstehen von Ladungsträgern und Szintillationslicht in LXe behandelt. Die Kapitel 3 und 4 erläutern den realisierten Versuchsaufbau. Um die in Kapitel 6 ausgewerteten Messdaten vergleichen zu können wurde in Kapitel 5 der Detektoraufbau mit Hilfe des Simulationsprogramms Geant4 modelliert.



# Kapitel 1

## Physikalische Grundlagen

Die physikalischen Eigenschaften von flüssigem Xenon (LXe) machen es zu einem interessanten Detektormaterial. Die wesentlichen Eigenschaften werden in den Tabellen 1.1 1.2 1.3 dargestellt und erklärt. Im Kontext als Detektormaterial werden anschließend die Vor- und Nachteile von LXe gegenüber einigen anderen Detektormaterialien und Edelgasen diskutiert. Im letzten Teil dieses Kapitels wird die generelle Wechselwirkung von Photonen mit Materie umrissen.

### 1.1 Eigenschaften von flüssigem Xenon

1968 wurden von Alvarez das erste mal die Vorteile von flüssigem Xenon als Detektormaterial erwähnt [5]. Seit dieser Zeit wurden einige Detektoren gebaut und fundamentale Eigenschaften von flüssigem Xenon erforscht [14].

LXe besitzt einige Vorteile gegenüber anderen Detektormaterialien. Auf dies wird vor allem im Abschnitt 1.2 näher eingegangen. Tabelle 1.1 listet die grundlegenden physikalischen Eigenschaften von Xenon auf.

Tabelle 1.1: physikalische Eigenschaften von Xe [7],[10]

Ordnungszahl	54
atomare Masse	131,29g/mol
Siedepunkt	$T_b = 165,1K; p_b = 1atm; \rho_b = 3,057g \cdot cm^{-3}$
Schmelzpunkt	$T_m = 161,4; p_m = 1atm$
kritischer Punkt	$T_c = 289,7K; p_c = 58,4bar; \rho_c = 1,11g \cdot cm^{-3}$
Triplepunkt	$T_t = 161,3K; p_t = 0,816bar; \rho_t = 2,96g \cdot cm^{-3}$
Volumenverhältnis	$\frac{\rho_{liq}}{\rho_{gas}} = 519$
Verdampfungswärme	12,6kJ/mol
Schmelzwärme	2,30kJ/mol
Wärmeleitfähigkeit	0,00569W/m · K

In der Abbildung1.1 ist das Phasendiagramm von Xenon dargestellt.

Für den Ionisationsprozess und den Prozess der Szintillation in flüssigem Xenon, auf die in Kapitel 3 genauer eingegangen wird ist Tabelle 1.2 interessant.

Tabelle 1.3 zeigt die Isotopenverteilung von Xenon. Dabei fällt auf, dass Xenon aus 9 stabilen Isotopen besteht. Zwar gibt es auch instabile Das langlebigste unter den instabilen Isotopen ist das  $^{127}Xe$  mit einer Halbwertszeit von 36,4 Tagen. Dies ist ein Vorteil von Xenon gegenüber Argon und Krypton wenn es um den Nachweis sehr seltener Ereignisse, oder um den Nachweis von Effekten mit sehr geringer deponierter Energie, wie zum Beispiel bei dunkler Materie, geht.  $^{39}Ar$  hat eine Halbwertszeit von 269 Jahren, weshalb es schlechter geeignet ist seltene Ereignisse nachzuweisen [23].

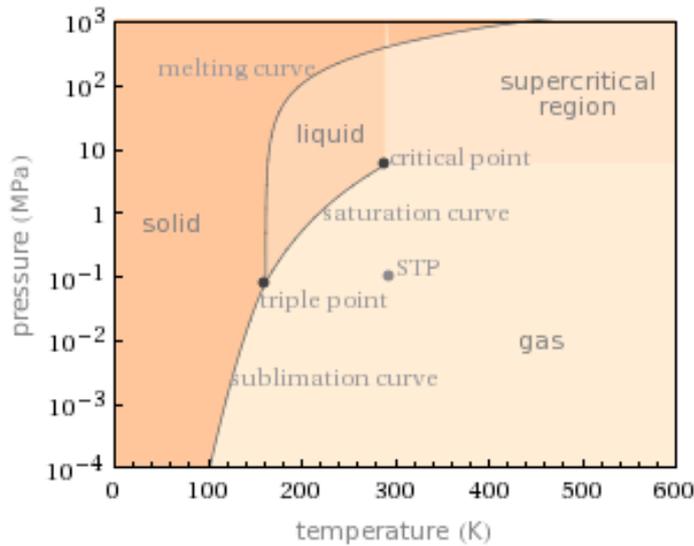


Abbildung 1.1: Phasendiagramm von Xenon

## 1.2 LXe als Detektormaterial

Wichtige Eigenschaften für einen Detektor für  $\gamma$ -Strahlung sind je nach Anwendung unterschiedlich. In einem Ortsauflösenden Kalorimeter stehen allerdings zwei davon im Vordergrund. Eine kleine Strahlungslänge  $X_0$  und die Strahlung selbst, aber auch sekundäre Reaktionsprodukte auf möglichst kleinem Raum zu absorbieren und eine gute Signalausbeute. Das heißt, man will ein möglichst hohes Messsignal pro deponierter Energie mit einer möglichst kleinen Varianz dieses Signals erhalten. Tabelle 1.2 fasst hier die wesentlichen Parameter für LXe im Vergleich zu den anderen Edelgasen LAr und LKr zusammen. So ist die Strahlungslänge  $X_0$  definiert, als die Länge bei der hochenergetische Elektronen ihre Energie bis auf einen Faktor von  $1/e$  verringert haben[28]. Je kleiner der Wert von  $X_0$  desto besser werden die zu messenden Teilchen abgebremst. Das heißt, je kleiner die Strahlungslänge eines Materials desto besser eignet es sich um ein Kalorimeter zu bauen, bei dem die komplette Energie

Tabelle 1.2: Szintillations- und Ionisationseigenschaften von LXe, LAr, LKr [7],[10],[29],[19],[23]

	LXe	LAr	LKr
Strahlungslänge $X_0$	2,77cm	14cm	4,7cm
Molière Radius $R_M$	5,6cm	10,0cm	6,6cm
Lebenszeit Singulett $\tau_s$	22ns	1000ns	80ns
Lebenszeit Triplett $\tau_t$	4,2ns	2,1ns	5ns
Rekombinationszeit $\tau_r$	45ns	—	—
Wellenlänge der Szintillation	175nm	127nm	150nm
W	15,6eV	23,6eV	20,5eV
$W_{ph}$	13,8eV	19,5eV	—
Fano Faktor (theoretisch)	0,041	0,11	0,06
$\mu_D$	0,26cm/ $\mu s$	0,30cm/ $\mu s$	0,33cm/ $\mu s$
Lichtausbeute	42000	40000	25000
	<i>Phot./MeV</i>	<i>Phot./MeV</i>	<i>Phot./MeV</i>

des zu messenden Teilchens absorbiert werden soll. Wesentlich tragen hier die Ordnungszahl des Materials und dessen Dichte bei. Vergleicht man nun den Wert  $X_0$  von Xenon mit dem anderer Edelgase, siehe Tabelle 1.2, so erkennt man, dass sich Xenon am besten als Kalorimeter Material eignet. Im Vergleich zu den gängigsten Szintillatoren wie z.B. CsI(Tl), das eine Strahlungslänge  $X_0 = 1,86cm$  [1] aufweist, hat flüssiges Xenon nur eine geringfügig längere Strahlungslänge.

Eine ähnliche Größe wie die Strahlungslänge ist der Molière Radius  $R_M$ . Der

Tabelle 1.3: Isotopenverteilung von Xe[10]

Isotop	Häufigkeit (%)
$^{124}\text{Xe}$	0,096
$^{126}\text{Xe}$	0,090
$^{128}\text{Xe}$	1,92
$^{129}\text{Xe}$	26,44
$^{130}\text{Xe}$	4,08
$^{131}\text{Xe}$	21,18
$^{132}\text{Xe}$	26,89
$^{134}\text{Xe}$	10,44
$^{136}\text{Xe}$	8,87

annähernde Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen ist wie folgt definiert.  $Z$  bezeichnet hier die Kernladungszahl des Absorbermaterials.

$$R_M = 0,0265X_0 \cdot (Z + 1,2) \quad (1.1)$$

Der Molière Radius  $R_M$  ist per Definition der Radius eines Zylinders der 90% der Energie, eines durch ein Teilchen ausgelösten elektromagnetischen Schauers, enthält. Ein kleinerer Radius bedeutet eine bessere Auflösung bei Positionsmessungen des Schauers. Hier besitzt Xenon unter allen Edelgasen den kleinsten Radius, da es das größte  $Z$  und die kleinste Strahlungslänge besitzt. CsI(Tl) liegt mit einem Radius von  $R_M = 3,5\text{cm}$  nur knapp unter dem Wert von LXe.

Der W-Wert gibt die durchschnittliche Energie an, welche nötig ist um ein Elektronen Ionen Paar zu erzeugen. Je niedriger der W-Wert ist, desto mehr freie Ladungsträger werden erzeugt. Xenon besitzt den niedrigsten Wert [7]. Folglich die größte Ausbeute an Ionen unter allen Edelgasen.

Die Driftgeschwindigkeit gibt die Geschwindigkeit der Elektronen, unter Einfluss eines angelegten elektrischen Feldes an. Auf die Driftgeschwindigkeit und den  $W$ -Wert wird in Kapitel 2 noch genauer eingegangen, da diese eine große Rolle in der Ausbeute an Ionen und an Szintillationslicht haben .

Die Lichtausbeute liegt mit 42000 Photonen pro MeV deponierter Energie bei LXe höher als bei LKr und LAr [7]. Sie beträgt circa 80% des Lichtes das bei NaI entsteht, allerdings mit einem fünfmal schnellerem Lichtsignal [29]. Je höher die Lichtausbeute desto besser ist die Auflösung der Messung. Der Zusammenhang zwischen Lichtausbeute und Auflösung wird in Kapitel 2 genauer erklärt.

Als letztes soll auf den Fano Faktor eingegangen werden. Dieser ist definiert als:

$$F = \frac{\sigma_W^2}{\mu_W} \quad (1.2)$$

Hier bezeichnet  $\sigma_W^2$  die Varianz und  $\mu_W$  den Erwartungswert. Für  $F = 1$  handelt es sich um die Poisson-Statistik. Wird die gesamte Energie eines ionisierenden Teilchens absorbiert, so folgt die Schwankung bei der Produktion von Elektronen-Ionen-Paaren oder Photonen der Szintillation nicht der Poisson-Statistik.  $F$  ist eine Material-Konstante. Der Fano Faktor kann also verschieden von 1 sein, weil der Energieverlust eines einfallenden Teilchens durch Kollisionen ein nicht rein statistischer Prozess ist. Kennt man den  $W$ -Wert und den Fano Faktor eines Materials, so kann man damit die erreichbare Auflösung berechnen.

$$\frac{\Delta E}{E} = 2,35 \cdot \sqrt{\frac{F \cdot W}{E}} \quad (1.3)$$

Hier sind  $\Delta E$  und  $E$  die Energieauflösung sowie die Energie der einfallenden

Strahlung. Die Standardabweichung wurde hier als FWHM ausgedrückt. In Tabelle 1.2 werden die theoretisch berechneten Fano Faktoren aus [23] und [10] angegeben. Die beste bis jetzt erreichte Auflösung ist  $\Delta E = 30keV$  für  $554keV$  Gammastrahlen bei einem elektrischen Feld von  $17kV/cm$  [7]. Dieser Wert wurde in einem LXe Ionisationsdetektor erzielt. Setzt man die in 1.2 angegebenen Werte ein so erhält man eine theoretische Energieauflösung von  $\Delta E \approx 1,4keV$ .

Dieser Wert wurde bisher nicht erreicht. Dies könnte an Unreinheiten im flüssigen Xenon liegen oder an anderen Effekten. Letztendlich soll mit diesem Versuch untersucht werden wie gut die Auflösung unter realistischen Bedingungen werden kann. Auf die Lebenszeiten der einzelnen Anregungszustände, also das schnelle und langsame Signal, und die Rekombinationszeit wird in Abschnitt 2.2 eingegangen.

## 1.3 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Je nach Energie der Photonen kann man, im Energiebereich der  $\gamma$ -Strahlung, drei Arten der Wechselwirkung unterscheiden. Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung. Alle drei Effekte hängen jedoch stärker von der Ordnungszahl  $Z$  des jeweiligen Materials ab, mit denen das Photon wechselwirkt, als von deren Energie.  $\sigma$  bezeichnet den Wirkungsquerschnitt.

$$\sigma \propto Z^5 E_\gamma^{-3.5} \quad (1.4)$$

Der Photoeffekt dominiert bei kleinen Energien bis zu einigen  $keV$ . Der Compton-Effekt dagegen bei Energien von einigen  $10 keV$  bis wenigen  $MeV$ . Ab etwa  $5MeV$  dominiert die Paarbildung.

Beim Photoeffekt gibt das Photon seine gesamte Energie auf ein Elektron aus der Schale des Atoms ab und ionisiert das Atom somit. Die Energie des Photons muss deshalb mindestens so groß sein wie die Bindungsenergie des Elektrons. Der Wirkungsquerschnitt nimmt mit steigender Energie ab, solange bis diese groß genug ist um Elektronen in der nächsten Schale zu ionisieren. Der Wirkungsquerschnitt steigt dann wieder. Dies erklärt die charakteristische Struktur der Absorptionskanten. Sind die Elektronen quasi frei, kann das Photon nicht seine ganze Energie auf ein Elektron übertragen ohne Energie- und Impulserhaltung zu verletzen.

Vom Compton-Effekt spricht man wenn nur ein Teil der Energie des Photons auf das Elektron übertragen wird und es damit eine größere Wellenlänge nach dem Stoß besitzt. Das gestreute Photon kann wiederum mit der Materie wechselwirken. Entweder es kommt wieder zum Compton-Effekt oder wenn die Energie klein genug ist zum Photoeffekt.

Bei der Paarbildung spricht man über die Erzeugung eines Elektrons und eines Positrons, also eines Elektronen-antiteilchens. Die Paarbildung findet im Feld eines Atomkerns statt. Dabei wird die gesamte Energie des Photons in die Ruhemasse des Teilchen-Antiteilchen-Paares und deren kinetische Energie gesteckt. Damit dieser Prozess überhaupt stattfindet muss das Photon also mindestens die Energie  $E > 1022\text{keV}$ .

Abbildung 1.2 zeigt die Energie der Photonen aufgetragen gegen den auf die Dichte normierten Photonabsorptionskoeffizienten  $\mu$ . Die gestrichelten Linien deuten die jeweiligen Einzelprozesse an. Die Durchgezogene Linie gibt den Beitrag aller Prozesse wieder.

In allen drei Prozessen entstehen geladene Teilchen. Beim Photoeffekt, sowie

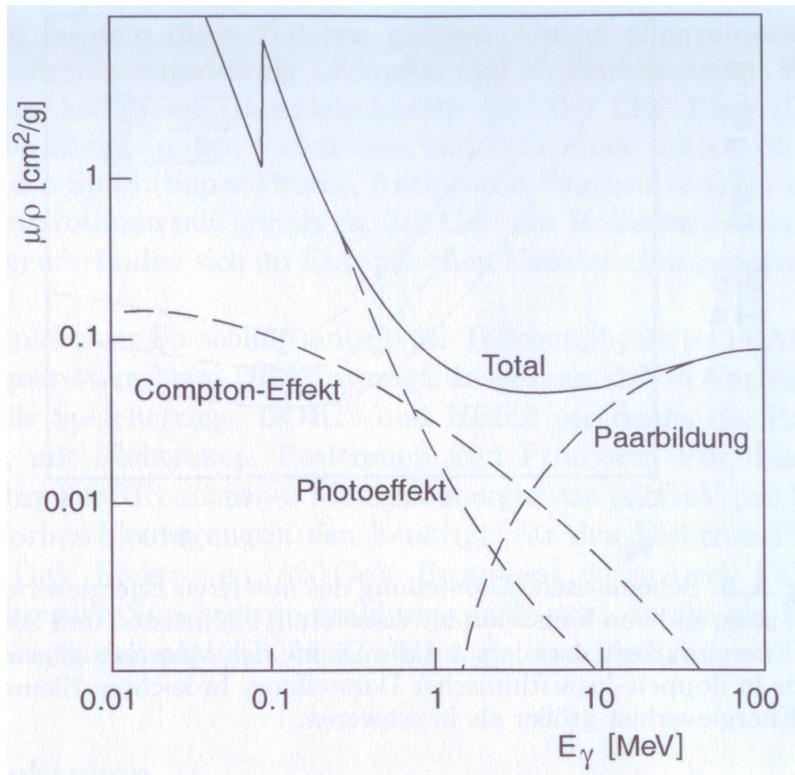


Abbildung 1.2: auf die Dichte normierter Photoabsorptionskoeffizient  $\mu$  in Blei aufgetragen gegen die Photonenergie, aus [28] A.6.

beim Compton-Effekt entstehen ein Elektron und ein zugehöriges Ion. Bei der Paarbildung entstehen zwei geladene Teilchen die ihrerseits wiederum sekundäre Ladungen erzeugen. Die Anzahl der entstehenden Sekundärteilchen ist somit abhängig von der Energie des einfallenden Teilchens.



# Kapitel 2

## Licht- und Ladungssignal

Der Vorteil von LXe als Detektormaterial besteht darin, dass man sowohl das Ladungs- als auch das Lichtsignal zeitgleich messen kann. Damit kann man den Ort über die Driftgeschwindigkeit und die Zeitdifferenz zwischen Licht- und Ladungssignal messen. Die Energie kann über die Ladungs- und die Lichtmenge bestimmt werden. Dieses Kapitel geht auf theoretische Überlegungen zum Entstehen, und experimentelle Daten des Ladungs- und Lichtsignals näher ein und setzt beide in Beziehung.

### 2.1 Das Ladungssignal

Wie in Abschnitt 1.3 bereits erwähnt erzeugt die Wechselwirkung von Gammastrahlung mit LXe geladene Teilchen, in Form von Ionen und Elektronen aber auch angeregte Atome und  $\delta$ -Elektronen. Diese sind Sekundärteilchen die selber wiederum genügend kinetische Energie haben um andere Atome zu ionisieren. Die im Detektor deponierte Energie kann als Summe aller oben genannten Teilchen mit ihrer jeweiligen Energie beschrieben werden.

$$E_0 = N_i \cdot E_i + N_{ex} \cdot E_{ex} + N_i \cdot \epsilon \quad (2.1)$$

Hier bezeichnet  $N_i$  die Anzahl an Elektron-Ionen-Paaren, mit der jeweiligen durchschnittlichen Energie  $E_i$  um ein solches Paar zu erzeugen. Diese durchschnittliche Energie  $E_i$  kann mit dem in Abschnitt 1.1 genannten W-Wert gleichgesetzt werden.  $N_{ex}$  und  $E_{ex}$  bezeichnen die Anzahl und die durchschnittliche Energie um ein Atom anzuregen.  $\epsilon$  ist die durchschnittliche kinetische Energie der  $\delta$ -Elektronen.

In [7] wurden flüssige Edelgase, wie Halbleiter oder Isolatoren, mit einer Bandstruktur beschrieben. Aus den Ergebnissen der Photoabsorption und durch Resonanzmessungen, wurde der W-Wert ermittelt.

$$\frac{W}{E_g} = \frac{E_i}{E_g} + \frac{E_{ex}}{E_g} \cdot \frac{N_{ex}}{N_i} + \frac{\epsilon}{E_g} \quad (2.2)$$

$E_g$  bezeichnet hier die Bandlücke zwischen Valenzband und Leitungsband des festen Xenons. Die Verhältnisse  $\frac{E_{ex}}{E_g}$  und  $\frac{N_{ex}}{N_i}$  ergaben sich aus Resonanzmessungen.

Für das Verhältnis  $\frac{W}{E_g}$  ergibt sich in [7] ein rechnerischer Wert von 1,65 für LXe. Die W-Werte von LXe, LAr und LKr sind in Tabelle 1.2 zu finden.

Mit Hilfe der durchschnittlichen Energie um ein Elektronen-Ionen-Paar zu erzeugen kann man die Ladungsausbeute angeben. Diese gibt an wie viele Paare pro Energie erzeugt werden. Folglich kann man mit dem Messen des Ladungssignals, also dem Messen der entstandenen Ladungsträger, Rückschlüsse auf die im flüssigen Xenon deponierte Energie ziehen. Sprich, es kann als Material in einem Kalorimeter verwenden.

Um die erzeugte Ladung möglichst genau zu bestimmen, muss der Verlust von Ladungsträgern, die an Unreinheiten anknüpfen, minimiert werden. Das heißt das flüssige Xenon sollte mit einer sehr hohen Reinheit vorliegen. Elektro-negative Unreinheiten sollten unter einem Wert von 1 ppb sein um ein stabiles

Ionisationssignal zu erhalten. Durch Rekombination im Xenon selbst gehen ebenfalls Ladungsträger verloren. Diesen Effekt kann man durch anlegen eines ausreichend hohen E-Feldes reduzieren. Abbildung 2.1 zeigt die Energieauflösung für  $570\text{keV}$  Gammateilchen gegenüber dem angelegten elektrischen Feld.

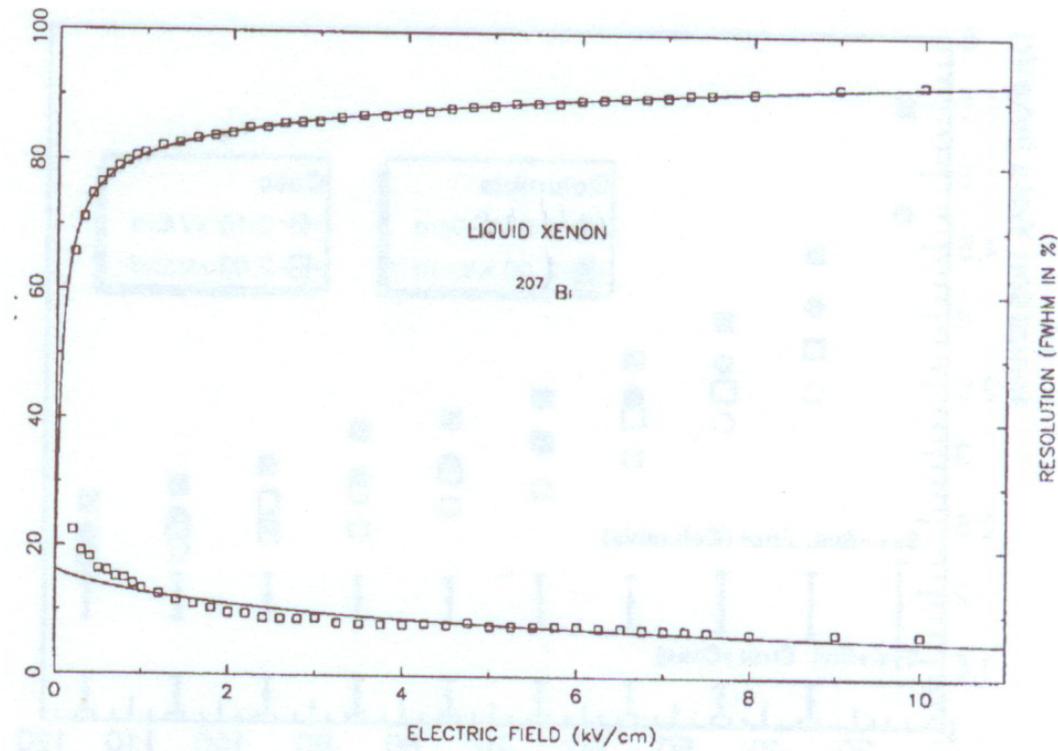


Abbildung 2.1: Energieauflösung (rechte Skala) und Ladunssammlung (linke Skala) für  $570\text{keV}$  Gammastrahlen aus [7] FIG. 4

Wie schnell sich freie Elektronen unter Einfluss eines elektrischen Feldes bewegen gibt die Driftgeschwindigkeit  $v_d$  an. Diese ist in flüssigem Xenon bei kleinen elektrischen Feldern proportional zur Stärke des E-Feldes  $E$ .

$$v_d = \mu \cdot E \quad (2.3)$$

$\mu$  bezeichnet die Elektronenbeweglichkeit, in diesem Fall den Proportionali-

tätsfaktor. Dieser hat bei LXe einen Wert von  $2000\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  und ist somit vergleichbar mit dem Wert für Silizium. Mit Hilfe der Driftgeschwindigkeit kann man Rückschlüsse auf den Ort der Wechselwirkung ziehen.

Ab einem ausreichend großen E-Feld ( $> 10^6\text{V/cm}$ ) entstehen Elektronenlawinen, da die  $\delta$ -Elektronen so stark beschleunigt werden, dass sie wieder ionisieren, die dabei entstandenen Teilchen erzeugen ihrerseits wieder den selben Effekt.

## 2.2 Das Szintillationssignal

Trifft ionisierende Strahlung auf flüssiges Xenon so entsteht neben den in 1.3 beschriebenen Elektronen-Ionen-Paaren auch Szintillationslicht. Die charakteristischen Szintillationsphotonen von flüssigem Xenon mit einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 175\text{nm}$ , entstehen bei optischen Übergängen von sogenannten Excimeren bzw. Excitonen. Es gibt in der Literatur zwei wesentliche Ansätze zur Beschreibung im Detail. Zum einen über ein Bändermodell analog zu dem in der Festkörperphysik. Das soll hier auf Grund der Komplexität nicht diskutiert werden. Im wesentlichen bilden sich sogenannte selbst „getrappte“ Excitonen. Wegen der hohen Bindungsenergie können diese aber genauso wie freie Moleküle betrachtet werden, die durch das umgebende Medium nur eine kleine Störung erfahren. Eine genauere Beschreibung des Phänomens kann man in [9] finden. Für die Lichterzeugung soll daher der aus der Gasphase wohl bekannte und sehr ähnliche Prozess diskutiert werden. Als Excimere bezeichnet man zweiatomige Moleküle, die nur im angeregten Zustand gebunden sind. Der angeregte Zustand wird über das Sternchen verdeutlicht  $Xe_2^*$ . Das Elektron befindet sich in niedrigsten, normalerweise unbesetzten Zustand, das

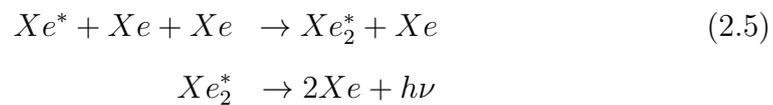
Loch befindet sich im höchsten besetzten. Sowohl die direkte Anregung als auch die Rekombination von Elektronen und Ionen führt zur Ausbildung von Excimeren. 74 % des Szintillationslichts entsteht auf Grund von Rekombinationsprozessen. Folglich entstammt 26 % des Lichts aus dem Zerfall eines angeregten Moleküls, welches direkt angeregt wurde[22]. Betrachtet man das Szintillationslicht aus dem Zerfall der Excimere so gibt es zwei verschiedene Zerfallszeiten, ein schnelles und ein langsames Signal. Siehe Tabelle 1.2. Xenon besitzt unter allen Edelgasen das schnellste Signal. Das schnelle Signal ist der Zerfall des Triplettzustands, der andere der des Singulettzustands.

Die maximale Lichtausbeute kann wie folgt berechnet werden.

$$\text{Lichtausbeute} = \frac{E_0}{W_{ph}} \quad (2.4)$$

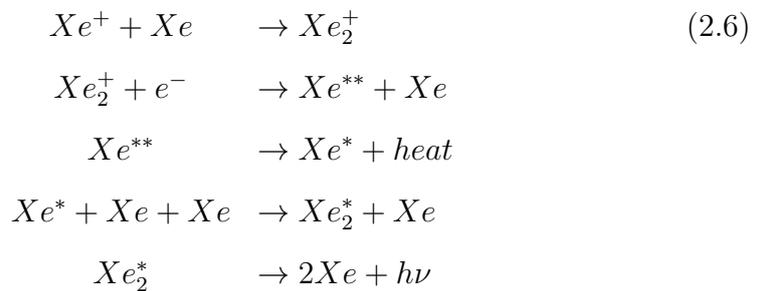
$W_{ph}$  bezeichnet die durchschnittliche Energie um eine Szintillationsphoton zu erzeugen.  $W_{ph}$  wurde in Tabelle 1.2 als  $13,8eV$  angegeben.

Die ankommende ionisierende Strahlung erzeugt durch direkte Prozesse angeregte Xe-Atome, die innerhalb von wenigen Pikosekunden durch Stöße Singulett- oder Triplettzustände bilden. Diese Zustände senden dann letztendlich das Szintillationslicht aus. Dieser Vorgang wird in 2.5 dargestellt.



Verlieren die Primärteilchen oder auch  $\delta$ -Elektronen Energie nicht über direkte Anregung, dann erzeugen sie Ionen. Haben sie zu wenig Energie, um sie auf oben genannte Weise zu verlieren, thermalisieren sie. Die Xenon-Ionen bilden

innerhalb von einer Pikosekunde ein positiv geladenes Xenonmolekül [22]. Dieses Molekül kann mit einem thermalisierten Elektron rekombinieren. Dabei entsteht ein Excimermolekül, welches wieder als Singulett- oder Triplettzustand seine Energie in Form von Licht abgibt. Diese Reaktionen sind in 2.6 formal dargestellt.



$h\nu$  beschreibt ein Szintillationsphoton.

## Abschwächung des Szintillationslichts

Die Abschwächung des Szintillationslichts besitzt einen exponentiellen Zusammenhang.

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-x/\lambda_{att}) \quad (2.7)$$

$I_0$  bezeichnet die anfängliche Intensität des Lichts.  $\lambda_{att}$  bezeichnet die Abschwächungslänge der Photonen. Diese Länge setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Die Absorbtionslänge  $\lambda_{abs}$ , welche die tatsächliche Schwächung der Intensität auf Grund von Unreinheiten angibt und die Beugungslänge  $\lambda_{sca}$ , welche die elastische Streuung von Photonen ohne Energieverlust angibt. Es

besteht folgender Zusammenhang.

$$\frac{1}{\lambda_{att}} = \frac{1}{\lambda_{abs}} + \frac{1}{\lambda_{sca}} \quad (2.8)$$

Je kürzer die Strecke der Photonen durch das flüssige Xenon ist und je länger die Abschwächungslänge desto weniger wird das Szintillationslicht abgeschwächt. Szintillationsphotonen müssen bei dem hier betrachteten Aufbau höchstens eine Strecke von  $47\text{mm}$  zurücklegen. Allerdings ist die Auswirkung von Unreinheiten auf das Licht wesentlich schwerwiegender.

## Lichtnachweis

Die Lichtmenge wird über eine PMT, welche im VUV-Bereich des LXe funktioniert, ausgelesen. Ausschlaggebend für das Szintillationssignal ist die Anzahl an, im PMT, herausgelösten Photoelektronen an der Photokathode. Die Anzahl an herausgelösten Photoelektronen folgt einer Poisson-Verteilung.

$$N_{phe} = \eta L_c \cdot \frac{E_0}{W_{ph}} \quad (2.9)$$

$\eta$  bezeichnet die Quanteneffizienz der PMT und  $L_c$  gibt die Lichtsammlungseffizienz an.  $E_0$  bezeichnet, wie bei den vorhergegangenen Formeln auch, die deponierte Gesamtenergie des nachzuweisenden Teilchens im Xenon,  $W_{ph}$  die durchschnittliche Energie um ein Szintillationsphoton zu erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit das ein Szintillationsphoton genügend Energie an ein Elektron abgibt, sodass dieses herausgelöst wird, nennt man die Quanteneffizienz. Das herausgelöste Photoelektron wird in der PMT beschleunigt und löst weitere Elektronen aus. Das dabei entstehende Signal wird an die Ausleseelektronik weiter gegeben.

Der hier verwendete Photomultiplier <sup>1</sup> weist bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 175\text{nm}$  des Szintillationslichts eine Quanteneffizienz von 20 % auf. Die Energieauflösung, kann bei reiner Lichtsignalauslese, wie folgt beschrieben werden.

$$\Delta E/E_0 \approx 2,35 \cdot (\sqrt{N_{phe}}) \quad (2.10)$$

Das heißt die Energieauflösung wird mit wachsender Anzahl an herausgelösten Elektronen besser.

## 2.3 Die Summe beider Signale

Die Amplituden des Lichtsignals und des Ladungssignals sind stark anti-korreliert und komplementär. Siehe Abbildung 2.2.

Ohne Spannung rekombinieren alle  $Xe^+$ -Atome wie in 2.6 dargestellt und es entsteht nur ein Lichtsignal. Mit wachsender Spannung nimmt die Anzahl der durch Rekombination entstehenden Szintillationsphotonen ab. Je größer das angelegte elektrische Feld desto größer ist das Ladungssignal und desto kleiner wird das Lichtsignal, wie man in 2.2 schön erkennen kann. In dem hier verwendeten Versuchsaufbau sollen beide Signale ausgewertet werden.

---

<sup>1</sup>Hamamatsu R375

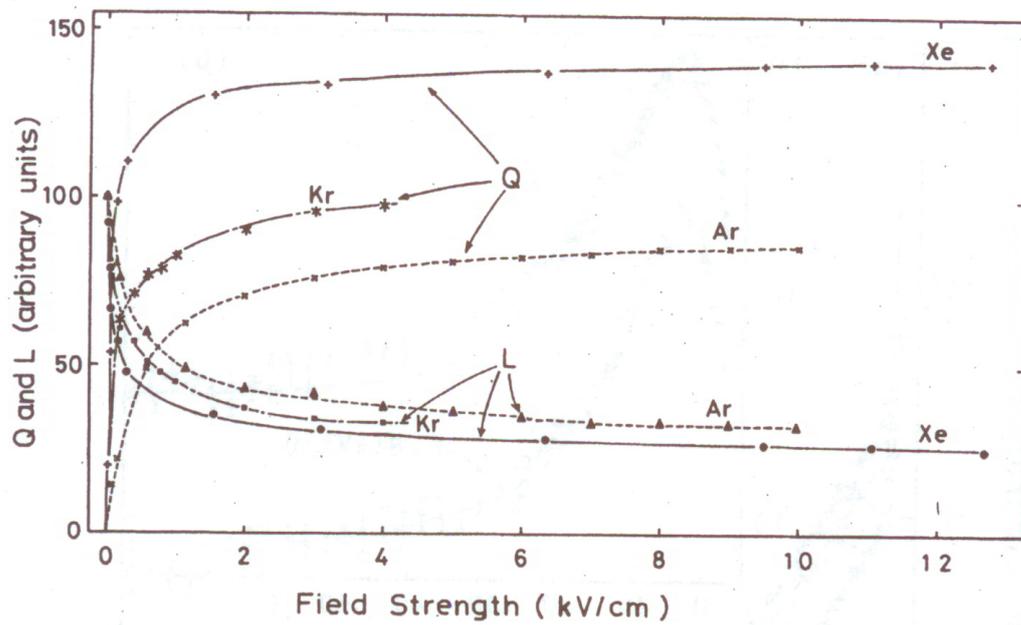


Abbildung 2.2: Lichtsignal L und Ladungssignal Q aufgetragen gegen die elektrische Feldstärke [22] FIG. 2



# Kapitel 3

## Aufbau des Versuchs

Um das Verhalten von LXe in einer Detektoranordnung zu studieren und den Einfluß von Gasreinheit, Geometrie und Elektronik zu untersuchen wurde eine kleine Kammer gebaut in der bis zu  $62ml$  Xenon verflüssigt werden können. Damit soll es möglich sein verschiedene Sensoren für das Szintillationslicht oder auch unterschiedliche Elektrodengeometrien für die Ladungssammlung zu erproben. Foto 3.1 zeigt den kompletten Aufbau im Labor.

### 3.1 Detektoraufbau

Der mechanischen Aufbau des Detektors besteht aus drei verschiedenen Teilen. Zum einem aus dem eigentlichen Detektorgehäuse, indem auch das Experimentiervolumen aus flüssigem Xenon untergebracht ist. Dem Dewar der mit flüssigem Stickstoff gefüllt ist, um das anfangs gasförmige Xenon zum Kondensieren zu bringen und kalt zu halten, und dem Gassystem. Auf diesen Teil des Versuchsaufbaus wird in 3.2 näher eingegangen. Das Edelstahl Gehäuse und das in ihm befindliche Experimentiervolumen, sind in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt.



Abbildung 3.1: Dewar (links), Isoliergehäuse (Mitte), Ventile des Gassystems(rechts)

Da der Druck im Experimentiervolumen, bedingt durch den Einsatz eines  $MgF_2$ -Fensters zur Lichtauskopplung, auf etwa 200 hPa begrenzt ist, soll der Aufbau bei einer Temperatur von  $-110^\circ C$  betrieben werden. Um Kondensation an den optischen Flächen zu vermeiden und eine homogene Temperatur im gesamten Volumen zu gewährleisten, muss der Behälter in ein Hochvakuum Gefäß isoliert eingebaut werden. Dies ist ein Kreuzrohrstück an den mehrere Flanschanschlüsse angebracht sind. Links und Rechts, sowie am Boden befinden sich vier CF-100 Flansche. Auf der horizontalen Achse ist ein CF-63 Flansch angebracht, an dem ein Glasfenster Vakuumdicht angeschraubt ist. Das Fenster gewährt somit einen Blick in das Innere des Isoliervakuum.

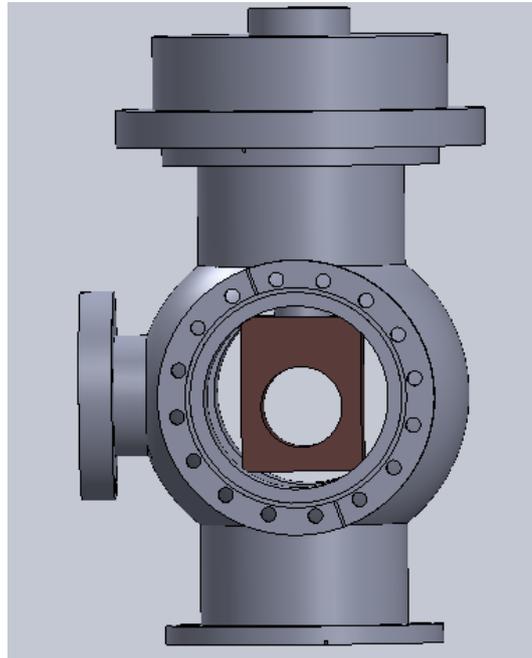


Abbildung 3.2: seitliche Ansicht des Isoliergehäuses mit in ihm befindlichen Experimentiervolumen

Kommen durch das Fenster auch nur die geringsten Lichtmengen während der Photomultiplier in Betrieb ist so sind die Messungen unbrauchbar. Da dieser schon einzelne Photonen nachweisen kann. Folglich muss darauf geachtet werden dass das Fenster während der Messung absolut lichtdicht abgeschlossen ist.

Das Gehäuse wird durch eine am unteren Flansch angeschlossene Turbopumpe <sup>1</sup> evakuiert. Dieses Vakuum ist nötig um das flüssige Xenonvolumen gegenüber Wärmeleitung und Konvektion zu isolieren, aber besonders um das Fenster am Experimentiervolumen frei von Kondensaten aus dem Restgas zu halten. Die einzelnen Verlustmechanismen der Wärmeleitung werden in Abschnitt 4 diskutiert und aufgezeigt. Am linken CF-100 Flansch ist der

---

<sup>1</sup>Pfeiffer TMH071

Dewar angeschlossen. Dieser ist mit flüssigem Stickstoff gefüllt und durch einen Kühlfinger aus Kupfer thermisch an das Experimentiervolumen gekoppelt. Abbildung 4.1 in Kapitel 4 zeigt diesen. Da flüssiger Stickstoff eine Temperatur von  $T_{liq.N_2} = 77,15K$  hat, Xenon aber schon ab einer Temperatur von  $T_b = 165,1K$  kondensiert, muss eine Möglichkeit vorgesehen werden die Temperatur des Experimentiervolumens präzise einstellen zu können. Daher sind die Dimensionierung von Kühlfinger und Heizwiderständen von entscheidender Bedeutung für einen zügigen Ablauf der Experimente. Gegenüber dem Anschluss für den Dewar befindet sich der Photomultiplier. Dieser wandelt das abgestrahlte Szintillationslicht des Xenons in ein elektrisches Signal.

Wie man in Abbildung 3.2 sehen kann ist an den oberen CF-100 Flansch ein Adapterflansch angebracht. Der Abschluss des Isoliergehäuses nach oben hin beinhaltet die Elektronikdurchführung, sprich die Potentialstäbe, und die Gasanschlüsse. Die Stäbe sammeln die beim Ionisationsprozesses entstandenen Ladungen durch eine Spannung von  $U = 930V$  ein. Beide Stäbe sind vertikal angebracht,  $14mm$  voneinander getrennt und haben einen Durchmesser von  $3mm$ . Ein Potentialstab befindet sich  $mm$  von dem  $MgF_2$ -Fenster der andere liegt  $14mm$  dahinter. Abschnitt 3.3 beschäftigt sich genauer mit der Ausleselektronik.

Ein Edelstahlrohr, welches über einen am oberen Ende angeschweißten CF-63 Flansch und eine Kupferdichtung mit dem Isoliergehäuse verschraubt wird, stellt das Verbindungsstück zwischen Experimentiervolumen und Adapterflanche dar. Das Experimentiervolumen befindet sich in einem aus Vollmaterial gefertigten Kupferkasten. Dieser ist am unteren Ende des Edelstahlrohres über einen Indium gedichteten Flansch befestigt. Auf der Vorderseite des Kastens ist ein  $5mm$  dickes  $MgF_2$ -Fenster, dass ebenfalls mit Indium gedichtet wurde, eingelassen. Das Fenster hat einen Durchmesser von  $50mm$

und befindet sich genau auf Höhe des Photomultipliers welcher einen aktiven Durchmesser von  $47\text{mm}$  hat. Der Abstand zwischen Photomultiplier und  $\text{MgF}_2$ -Fenster beträgt circa  $10\text{mm}$ . Es wurde ein  $\text{MgF}_2$ -Fenster verwendet, da dies eine Transmission von über  $80\%$  bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 175\text{nm}$  hat.

### 3.2 Aufbau des Gassystems

Aufgabe des Gassystems ist es, Xenon für das Experimentivolumen bereit zu stellen, es rück zu gewinnen und vor allem um es zu reinigen. Kleine Mengen an Verunreinigungen reichen um die Messungen unbrauchbar zu machen. Abbildung 3.3 zeigt den schematischen Aufbau des Gassystems.

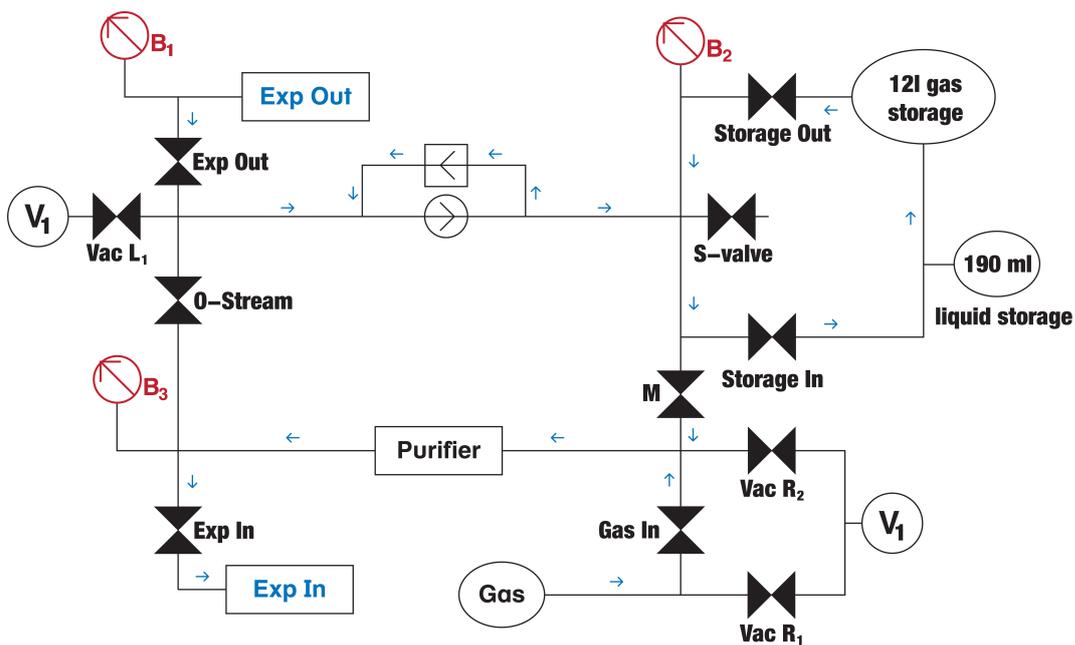


Abbildung 3.3:  $B_1$ - $B_3$  sind Druckmessgeräte, über  $V_1$  kann das Gassystem evakuiert werden, mit  $\text{Gas}$  ist die Gasflasche gemeint

Xenon steht in einer Gasflasche der Firma Linde zur Verfügung. Es besitzt laut Herstellerangabe eine Reinheit  $\geq 99,9993\%$  und ist frei von Halogene. Das ist wichtig da Xenon, obwohl es ein Edelgas ist, mit Fluor reagieren kann. Xenonfluoride würden das Szintillationslicht und somit die Messdaten ändern. Der Druck des Xenongases aus der Flasche wird durch einen Druckminderer auf circa  $1\text{bar}$  reduziert. Das Gas kann dann über das Ventil *Gas In* und durch den Reiniger in das Experimentiervolumen expandieren. Dort wird das gereinigte Xenongas verflüssigt. Um eine hohe Reinheit des Xenons zu gewährleisten wird es durch eine Umwälzpumpe zum Zirkulieren gebracht, welche sich hinter dem *ExpOUT* Ventil befindet. Das Gas aus der Umwälzpumpe wird durch das Ventil *M* gedrückt und geht somit zurück in den Purifier. Vom Purifier geht das Gas wieder wie vorher in das Experiment. Der Kreislauf während des Normalbetriebs ist somit geschlossen.

Bevor das Gas ins Experimentiervolumen geleitet werden kann muss dieses ebenso wie alle Rohrleitungen im Gassystem evakuiert werden. Dazu ist wiederum ein Pumpstand <sup>2</sup> installiert mit dem hier ein Vakuum von etwa  $2,0 \cdot 10^{-7}\text{mbar}$  erreicht wird. Wichtig ist auch, dass nach Ende jeden Versuchstages das wertvolle Xenon wieder aus dem Experimentiervolumen in einen  $12\text{l}$  Vorratstank zurückgeholt werden kann. Dies wird durch ein weiteres externes Druckgefäß erreicht, in dem das Edelgas ebenso verflüssigt werden kann. Dies ist der zwischen *StorageIN* und dem Tank befindliche, im Volumen  $190\text{ml}$  große Edelstahlzylinder. Um das Xenon rück zu gewinnen wird der Edelstahlzylinder in ein flüssiges Stickstoffbad getaucht. Im Inneren des Zylinders bildet sich festes Xenon welches durch langsames erwärmen wieder gasförmig wird und sich im Vorratstank sammelt.

---

<sup>2</sup>Pfeiffer TMH071

### 3.3 Anordnung der Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik hat zwei verschiedene Aufgaben. Zum einen die Menge des Szintillationslichts mit Hilfe des Photomultipliers zu quantifizieren und zum anderen das Sammeln der entstandenen Ladungsträger, durch ein angelegtes elektrisches Feld.

Dies geschieht wie in Abschnitt 3.1 bereits erwähnt über zwei Potenzialstäbe. Diese sind vakuumdicht am oberen Ende des Isoliergehäuses angebracht und enden in einem SHV-Kabel. Abbildung ?? zeigt den schematischen Aufbau der Ausleseelektronik.

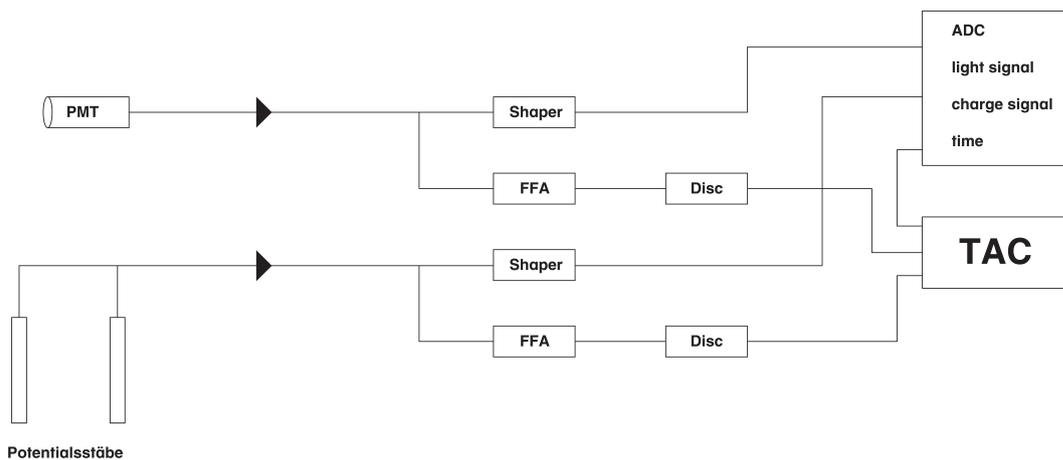


Abbildung 3.4: schematischer Aufbau der Elektronik mit Preamplifier (Dreiecke), *Shaper*, *FFA* (Fast Filter Amplifier), *Disc*(Discriminator), *TAC*(Time to Amplitude Converter) und *ADC* (Analog to Digital Converter)

Sowohl das Signal aus dem Photomultiplier, als auch das Ladungssignal, aus den Potentialstäben, werden in einem ladungssensitiven Vorverstärker gesammelt (Preamplifier) und in ein Spannungssignal umgewandelt. Im Falle des Photomultipliers handelt es sich um einen CSA Vorverstärker mit einem Bereich

von  $1\text{GeV}$  (FSR). Die Potentialstäbe werden über einen Vorverstärker des Typs CREMAT CR-110, mit einem Messbereich von  $1,4\text{pC}$  ausgelesen. Beide Signale werden je in einem Trigger- und Energiezweig weiter verarbeitet. Zum Auslesen der Energieinformation wird ein *Shaper* verwendet. Das beste Signal zu Rausch Verhältnis wird hier mit einer *Shapingzeit* von  $1\mu\text{s}$  erreicht. Für den Triggerzweig werden die Signale mit einem *FFA* gefiltert. Mit einem *Discriminator* kann die Triggerschwelle jeweils eingestellt werden. Somit kann elektronisches Rauschen unterbunden werden und nur die physikalisch relevanten Signale werden aufgezeichnet. Ein „Time to Amplitude Converter“ (*TAC*) wird mit dem schnellen Signal vom PMT gestartet und mit dem vom Ladungszweig gestoppt, um die Driftzeit der Ladungsträger im LXe zu messen. Die Signale der beiden *Shaper* und das Signal des *TAC* werden im *ADC* (Analog to Digital Converter) aufgezeichnet und werden von diesem, da es sich noch um analoge Signale handelt, in digitale umgewandelt, welche von einem PC aufgenommen werden können.

# Kapitel 4

## Kondensation und Wärmefluss

Durch den Aufbau und die thermische Ankopplung des Experimentiervolumens müssen zwei wesentliche Randbedingungen erfüllt werden. Zum einen soll es möglich sein die erforderliche Menge von circa  $62\text{ml}$  LXe in möglichst kurzer Zeit im Experimentiervolumen zu kondensieren, d. h. die entsprechende Wärmemenge abzuführen. Zum anderen will man während der Messung die Temperatur so konstant wie möglich halten, um Gasblasen oder Schlieren in der Flüssigkeit zu vermeiden. Daher ist ein Gehäusematerial mit guter Wärmeleitfähigkeit vorteilhaft.

### 4.1 Abschätzung des Wärmeflusses

Da Kupfer eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit besitzt, wurde ein aus Vollmaterial gefrästes Experimentiervolumen mit einem  $MgF_2$ -Fenster gefertigt siehe 3.1. Die Wärmeleitfähigkeit von Kupfer liegt bei  $401\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$  für reines Kupfer und zwischen  $240$  bis  $380\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$  für handelsübliches Kupfer [2]. In den folgenden Rechnungen wurde mit einer mittleren Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda = 300\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$  gerechnet. Um das Xenon zu kondensieren muss Wärme vom

Kupfer zum Dewar transportiert werden. Dies geschieht über die in Abbildung 4.1 dargestellte Kupferkopplung.

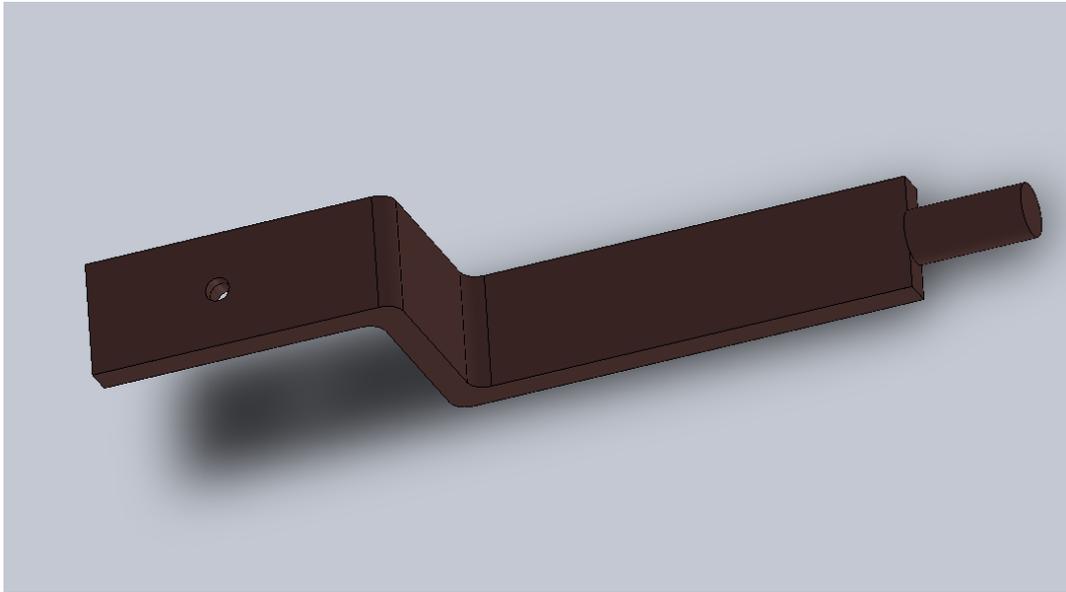


Abbildung 4.1: schematische Zeichnung der Kopplung

Der Wärmetransport durch das Verbindungsstück wurde mit folgender Formel abgeschätzt.

$$P = \frac{dQ}{dt} = \lambda/l \cdot A \cdot \Delta T \quad (4.1)$$

$\frac{dQ}{dt}$  gibt die Wärmeleistung an.  $\lambda$  ist die Wärmeleitfähigkeit,  $l = 170\text{mm}$  ist die Länge der Kopplung zwischen der Fläche die an den Dewar gekoppelt ist und der Fläche die an den Kupferkasten geschraubt wurde.  $A = 20\text{mm} \cdot 5\text{mm} = 1\text{cm}^2$  bezeichnet die mittlere Querschnittsfläche durch die die Wärme bei einer Temperaturdifferenz von  $\Delta T \approx -110^\circ\text{C} - (-200^\circ\text{C}) = 90^\circ\text{C}$  zwischen dem Dewar und dem Experimentiervolumen abtransportiert wird. Daraus ergibt sich eine Leistung von  $P_{\text{Kopplung}} \approx 16\text{W}$ , die vom Experimentiervolumen zum Dewar transportiert werden.

Allerdings besteht neben der Kopplung zum Dewar auch eine Verbindung durch ein Edelstahlrohr mit einem Durchmesser von  $30\text{mm}$  zum oberen Ende des Isoliergehäuses. Über diese Verbindung gelangt ebenfalls eine gewisse Wärmemenge durch Wärmeleitung zum Experimentiervolumen. Diese ist allerdings wesentlich geringer da ein Edelstahlrohr mit einer Wandstärke von nur  $1\text{mm}$  verwendet wurde. Neben dem Edelstahlrohr tragen die beiden Potentialstäbe aus Edelstahl, welche zum Auslesen des Ladungssignals gedacht sind, auch zu diesem unerwünschten Wärmetransport bei. Die Potentialstäbe haben einen Durchmesser von  $3\text{mm}$ . Edelstahl besitzt eine Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda = 21 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$  [3]. Dies ist der Hauptgrund warum an dieser Stelle Edelstahl verwendet wurde, damit man den Wärmetransport so gering wie möglich hält. Über das Edelstahlrohr und die Potentialstäbe fließt  $P_{\text{Verlust}} \approx 2\text{W}$ . Zusammen mit den weiter oben berechneten  $16\text{W}$  ergibt sich somit eine Nettoleistung von  $P_{\text{Netto}} \approx 14\text{W}$  am Betriebspunkt. D.h. bei einer Temperatur von  $T \approx -110^\circ\text{C}$  des Experimentiervolumens und einer Temperatur von  $-200^\circ\text{C}$  im Dewar. Um den Kupferkasten komplett mit flüssigem Xenon zu füllen, was einem Volumen von  $V = 62\text{ml}$  entspricht, muss dem Xenon eine Wärmemenge von  $22,3\text{kJ}$  entzogen werden.

Bevor man den Versuch startet wird der Kupferkasten vorgekühlt, indem man den Dewar mit flüssigem Stickstoff befüllt. Der Kupferkasten kann eine Temperatur von  $-144^\circ\text{C}$  erreichen. Da Xenon schon ab einer Temperatur von  $-108^\circ\text{C}$  kondensiert, kann das Kupfer eine Wärmemenge von  $18\text{kJ}$  aufnehmen, bevor es eine die Temperatur von  $-110^\circ\text{C}$  erreicht. Folglich muss während des Füllvorgangs nur noch eine Wärmemenge von  $Q = 4,3\text{kJ}$  Wärme über die Kupferkopplung zum Dewar transportiert werden. Die dafür benötigte Zeit sollte also nur  $5\text{min}$  betragen.

Um die Temperatur konstant bei  $-110^\circ\text{C}$  zu halten wurden zwei Heizwi-

derstände eingebaut. Einer befindet sich an der Kopplung zwischen Dewar und dem Experimentiervolumen und hat einen Widerstand von  $R_1 \approx 33\Omega$ . Der andere Heizwiderstand ist seitlich an den Kupferkasten angebracht, welcher das flüssige Xenon enthält, und hat einen Widerstand von  $R_2 \approx 100\Omega$ .  $R_2$  ist nur dafür gedacht, das flüssige Xenon wieder zu Verdampfen um es in der Vorratsbehälter zu füllen. Beide Widerstände sind durch ihre thermische Kopplung und Bauform dafür geeignet, bis zu  $15W$  Leistung in das System zu koppeln.

## 4.2 Erste Befüllung des Experimentiervolumens

Ziel war es die Parameter zu ermitteln bei denen das Experimentiervolumen konstant mit flüssigem Xenon gefüllt ist und um die in Abschnitt 4.1 abgeschätzten Werte zu verifizieren. Deshalb wurde anstelle des Photomultipliers ein Fenster eingebaut über welches man beobachten kann wie sich das Xenon im Experimentiervolumen verhält.

Die Temperatur an der Kupferkopplung und am Experimentiervolumen wurden jeweils über einen *PT100* gemessen. Zu Beginn der Messung hatte die Kopplung eine Temperatur von  $T = -152^\circ\text{C}$ , die des Experimentiervolumens lag bei  $T = -141^\circ\text{C}$ . Es wurde  $105\text{min}$  lang, jede Minute die Temperaturen aufgenommen. Dabei ergab sich folgendes Diagramm (siehe 4.2).

Nach einer halben Stunde wurde der Heizwiderstand an der Kopplung mit einer Leistung von  $0,7W$  betrieben und bis zu einer Leistung von  $11,4W$  nach circa einer Stunde variiert, um heraus zu finden bei welchen Heizleistungen das System stabil läuft. Kurz nach Befüllen des Systems mit Xenongas, zeigte sich eine weiße Schicht auf dem  $MgF_2$ -Fenster. Leider gibt es hierzu kein vernünftiges Foto.

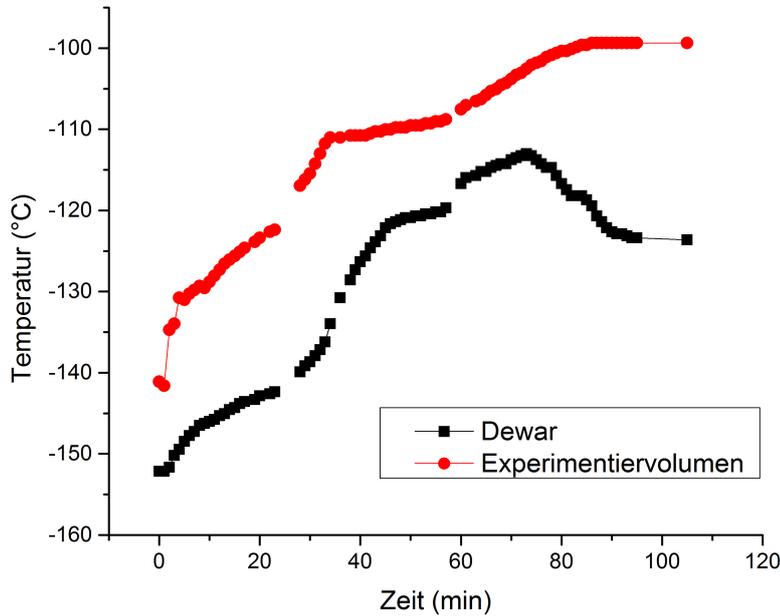


Abbildung 4.2: der Temperaturverlauf des Dewars und des Experimentiervolumens über die Zeit

Der stabile Endzustand hatte eine Heizleistung von  $2,7W$  bei den Drücken von  $B_1 = 1,21bar$ ,  $B_2 = 1,56bar$  und  $B_3 = 1,22bar$ , die Temperaturen lagen bei circa  $-127^\circ C$  an der Kopplung und bei circa  $-100^\circ C$  am Experimentiervolumen, wie man schön in der Graphik 4.2 sehen kann. Die Druckmesser  $B_1 - B_3$  sind in Abbildung 3.3 eingezeichnet. Der Wert von  $2,7W$  entspricht nicht den in Abschnitt 4.1 abgeschätzten Nettoleistung von  $P_{Netto} \approx 14W$ . Folglich treten Wärmeverluste auf welche nicht beachtet wurden, wie zum Beispiel Wärmestrahlung. Auch die Konvektion die auftritt, da das Xenon im Gassystem zirkuliert wurde nicht beachtet. Folglich sammeln sich auch keine  $62ml$  flüssiges Xenon nach  $5min$  sondern es werden circa  $85min$  benötigt bis das System stabil läuft.

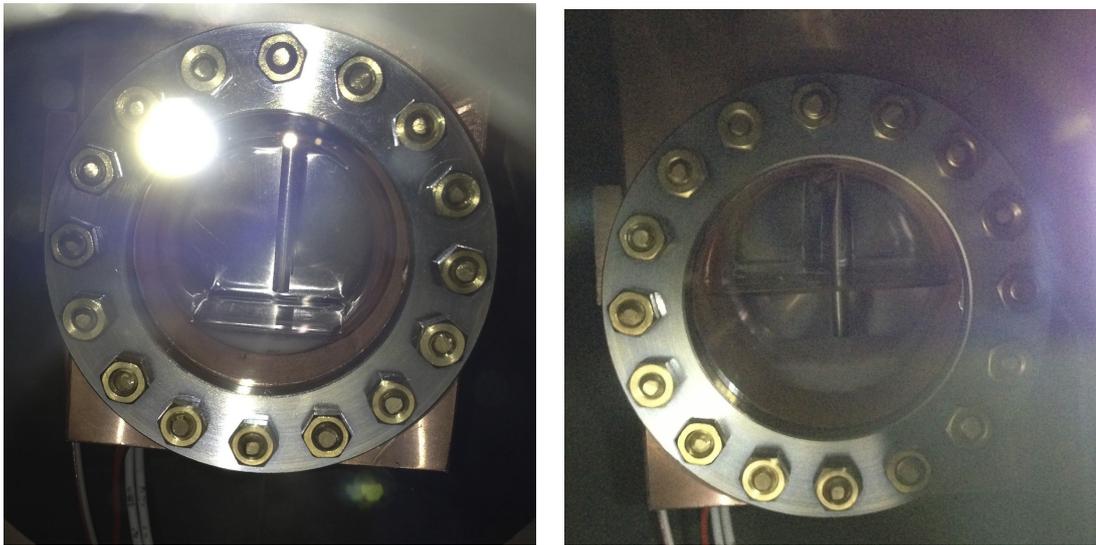


Abbildung 4.3: Links ist das Volumen nach circa 15min zu 20% gefüllt, Rechts sieht man es nach circa 30min

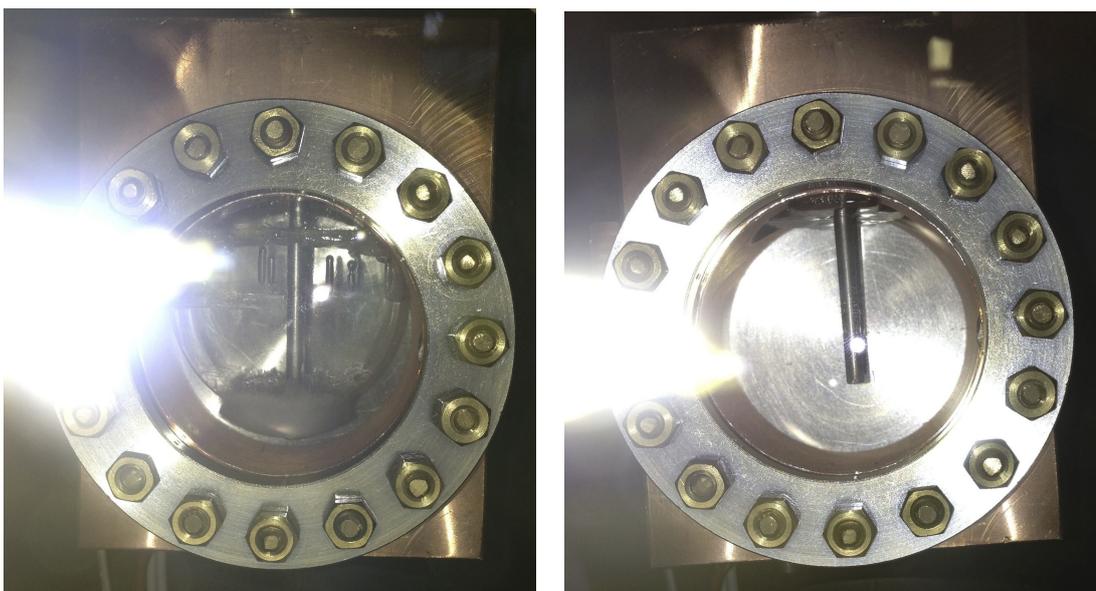


Abbildung 4.4: Links wird das Xenon in allen drei Phasen gezeigt (Unten fest, in der Mitte flüssig und Oben sieht man Blasenbildung an den Potentialstäben) ,Rechts wird der stabile Endzustand des Experimentierolumens nach circa 85min gezeigt

# Kapitel 5

## Simulation mit Geant4

Mit Hilfe des, am CERN entwickelten, Simulationsprogramms Geant4 wurde der gesamte Aufbau des Detektors simuliert. Geant4 steht für GEometry ANd Tracking und hat viele, in C++ programmierte, vorgefertigte Befehle welche das Simulieren vereinfachen. Die in Geant4 verwendeten Algorithmen beruhen auf der Monte-Carlo-Approximation, diese wiederholen ähnliche Prozesse aber mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen. Die Geant4 Simulationen beschäftigen sich hauptsächlich mit dem Wechselwirken von Teilchen mit Materie. Es ist typischerweise nicht möglich vor einem Experiment, den Ausgang der Wechselwirkung von einem Teilchen mit Materie exakt vorherzusagen, da der Ausgang einer quantenmechanischen Wahrscheinlichkeit unterliegt. Dadurch ist die Wechselwirkung ein rein statistischer Prozess. Man kann aber ab einer genügend großen Anzahl von simulierten Ereignissen Aussagen über makroskopische Effekte, wie z.B. die Compton-Kante oder den Photopeak, machen.

Für folgende Simulation wurde das Beispiel aus dem Fortgeschrittenen Praktikum, Physics Simulations with Geant4, übernommen und modifiziert [4]. Es wurden sowohl der geometrische Aufbau des Detektors verändert, als auch die radioaktive Quelle. Abbildung ?? zeigt den geometrischen Aufbau wie er in

der Simulation implementiert wurde.

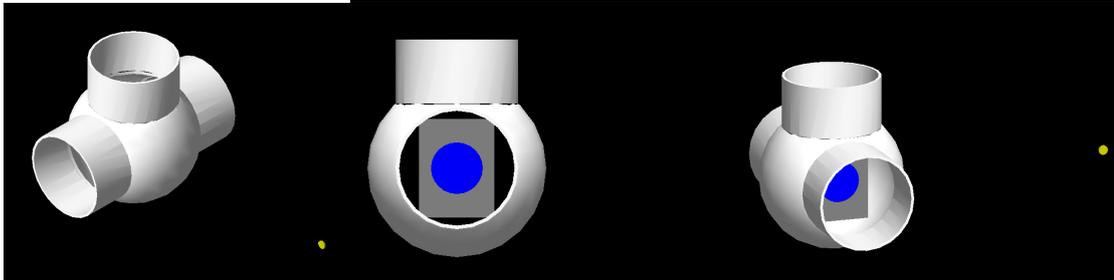


Abbildung 5.1: drei unterschiedliche Blickwinkel des simulierten Detektors

Dieser beinhaltet sowohl das  $3\text{mm}$  dicke Isoliergehäuse, welches weiß dargestellt ist, als auch das mit flüssigem Xenon gefüllte Experimentiervolumen. Das flüssige Xenon wird mit der Farbe blau dargestellt, der Kupferkasten in grau. Der in der Abbildungen dargestellte, gelbe, Punkt steht für die radioaktive  $^{60}\text{Co}$  welche über  $\beta^-$  zerfällt und sich somit zu einem Nickelatom umwandelt. Dabei wird mit  $99,9\%$  der angeregte  $4^+$  Zustand von  $^{60}\text{Ni}$  bevölkert. Das angeregte Nickelatom geht unter Aussendung von zwei Gammaquanten mit der Energie  $1173,2\text{keV}$  und  $1332,5\text{keV}$  in den Grundzustand über.

Mit einer Wahrscheinlichkeit von  $0,1\%$  werden andere Zerfallskanäle bevölkert. Wegen der sehr geringen Wahrscheinlichkeit wurden diese in der Simulation weggelassen. Auch die  $\beta^-$ -Teilchen wurden auf Grund ihrer geringen Energie vernachlässigt, da diese nicht das Isoliergehäuse passieren. Folglich werden pro angegebenen Event zwei  $\gamma$ -Teilchen isotrop emittiert. Die folgenden Abbildungen zeigen die resultierenden Spektren.

Abbildung 5.2 zeigt das entstandene Histogramm für  $1\text{Mrd.}$  Events und  $\sigma(E) = 1,72\%$  bei einem  $\text{MeV}$ . Es wurde eine Energieauflösung von  $\Delta E =$

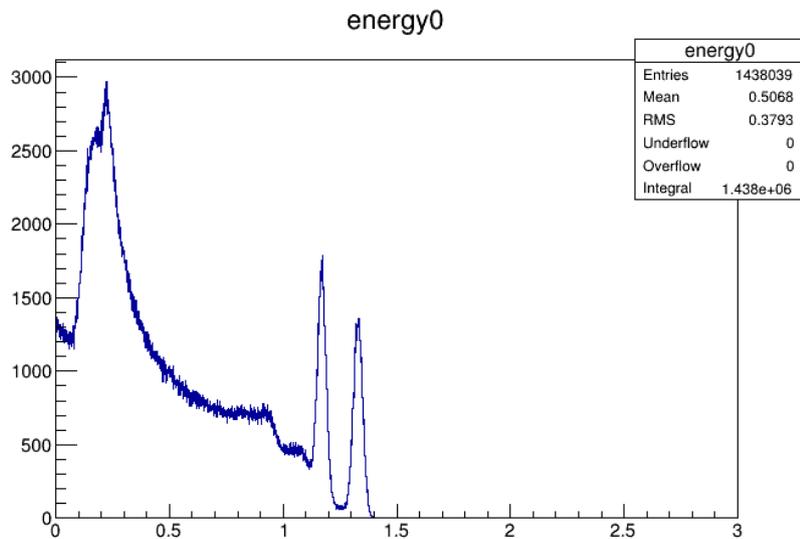


Abbildung 5.2: Simuliertes Spektrum einer  $^{60}\text{Co}$  Quelle mit einer angenommenen relativen Auflösung von

$30\text{keV}$  für  $554\text{keV}$  Gammaquanten verwendet. Dies entspricht den in [7] gezeigten bisher besten Ergebnis mit LXe. Die Quelle befindet sich  $30\text{cm}$  vom Mittelpunkt des Detektors entfernt.

In Abbildung 5.3 ist ein weiteres Histogramm mit den selben Bedingungen wie in Abbildung 5.2 dargestellt, allerdings mit  $\sigma(E) = 5\%$  und  $100\text{Mio. Events}$ . Wie man sehen kann sind die beiden Photopeaks auch mit einer deutlich schlechteren Auflösung noch gut zu erkennen.

Setzt man die prozentuale Auflösung auf  $9\%$ , was einer Halbwertsbreite (FWHM) von  $229\text{keV}$  entspricht.

Die Peaks sind nicht mehr voneinander zu trennen, folglich kann eine Halbwertsbreite größer als  $229\text{keV}$  nicht mehr aufgelöst werden.

Abbildung 5.5 hat einen  $\sigma(E)$ -Wert von  $12\%$ .

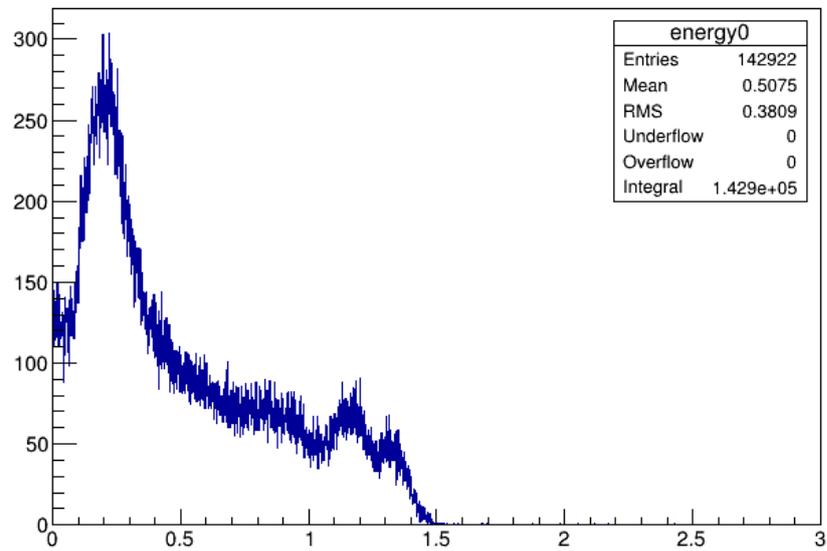


Abbildung 5.3: Simuliertes Spektrum einer  $^{60}\text{Co}$  Quelle mit einer angenommenen relativen Auflösung von  $\sigma E = 5\%$  und  $100\text{Mio. Events}$

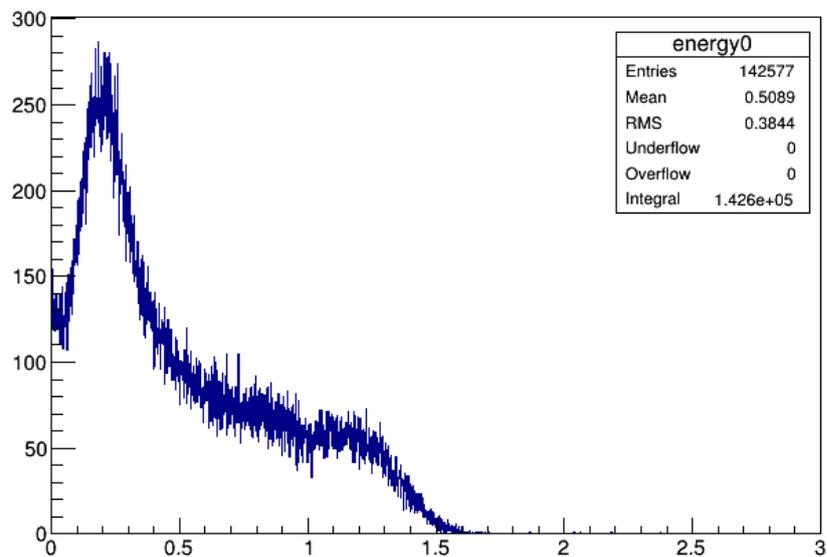


Abbildung 5.4: Simuliertes Spektrum einer  $^{60}\text{Co}$  Quelle mit einer angenommenen relativen Auflösung von  $\sigma E = 9\%$  und  $100\text{Mio. Events}$

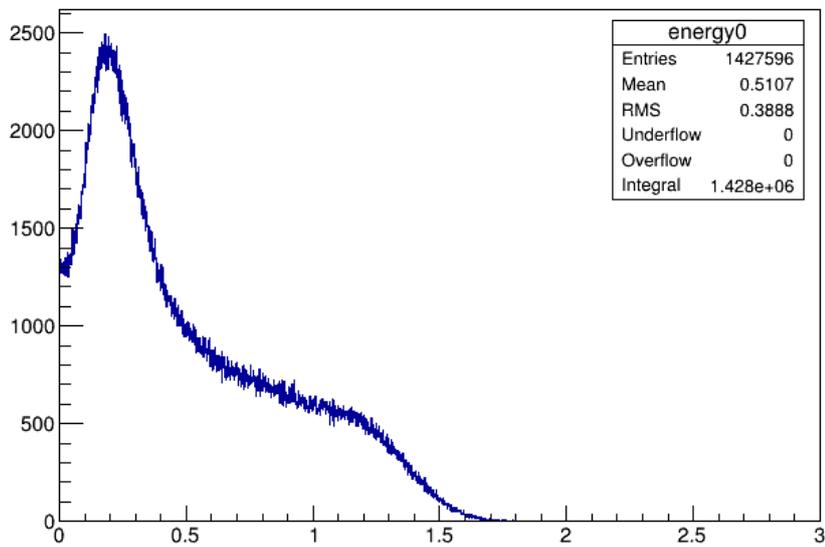


Abbildung 5.5: Simuliertes Spektrum einer  $^{60}\text{Co}$  Quelle mit einer angenommenen relativen Auflösung von  $\sigma(E) = 12\%$  und  $1\text{Mrd. Events}$

Hier sind die beiden Photopeaks trotz  $1\text{Mrd}$  Events nicht mehr voneinander zu trennen. Dies ist auch nicht weiter verwunderlich, da  $\sigma = 12\%$  einer Halbwertsbreite von  $310\text{keV}$  entspricht und die beiden Photopeaks nur  $160\text{keV}$  voneinander getrennt liegen.



# Kapitel 6

## Testmessung mit $^{60}\text{Co}$

Zur Erprobung der grundsätzlichen Funktionalität der in Kapitel 3 beschriebenen Messanordnung wurde das in Kapitel 5 simulierte Experiment durchgeführt. Eine  $^{60}\text{Co}$  Quelle wurde dazu etwa  $30\text{cm}$  entfernt vom aktiven Volumen platziert und sowohl Ladungs- als auch Lichtsignale aufgezeichnet. In diesem Kapitel wurden die erhaltenen Messdaten ausgewertet und mit den Erwartungswerten aus der Simulation in einen Zusammenhang gebracht. Dabei ergaben sich folgende Histogramme für das Licht- und Ladungssignal (siehe Abbildung 6.1). Bei beiden Graphen ist weder ein Photopeak noch eine Comptonkante zu erkennen. Das Ladungssignal ist vergleichbar mit dem in Kapitel 5 abgebildeten Spektrum 5.5.

Abbildung 6.2 und 6.3 zeigt 3 Graphen. Die erste Abbildung für kurze Zeitdifferenzen zwischen Licht- und Ladungssignal und die zweite für lange Zeitdifferenzen. Bei den Graphen sind die Verteilung der Amplituden des Lichtsignals links und des Ladungssignals rechts dargestellt. Dabei sind jeweils auf der X-Achse die Stärken der Signale und auf der Y-Achse deren Häufigkeit aufgetragen. Der mittlere Graph zeigt beide Variablen in Koinzidenz das Lichtsignal auf der X-Achse gegen das Ladungssignal auf der Y-Achse. Die Form beider Kurven ist dabei nicht sehr spezifisch und auch in der Korrelation sind keine

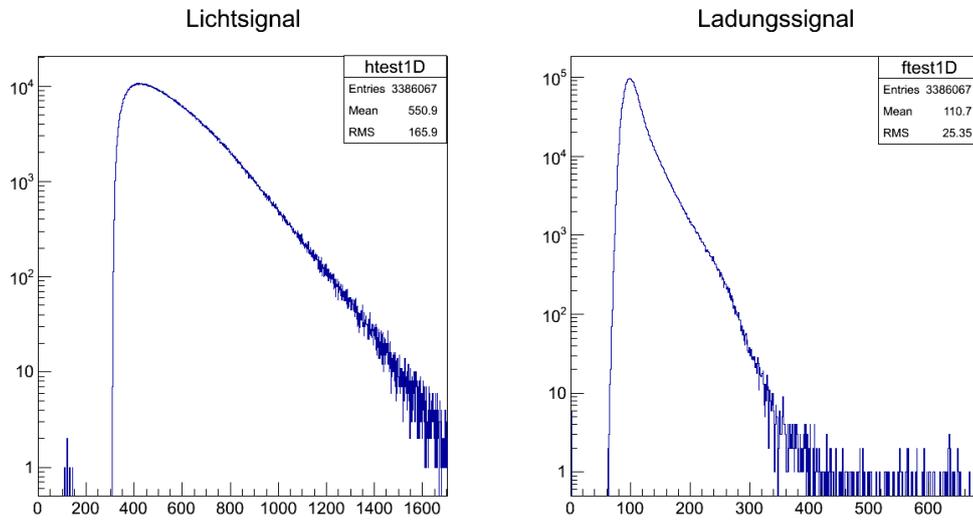


Abbildung 6.1: Licht-, Ladungssignal für alle Zeitdifferenzen

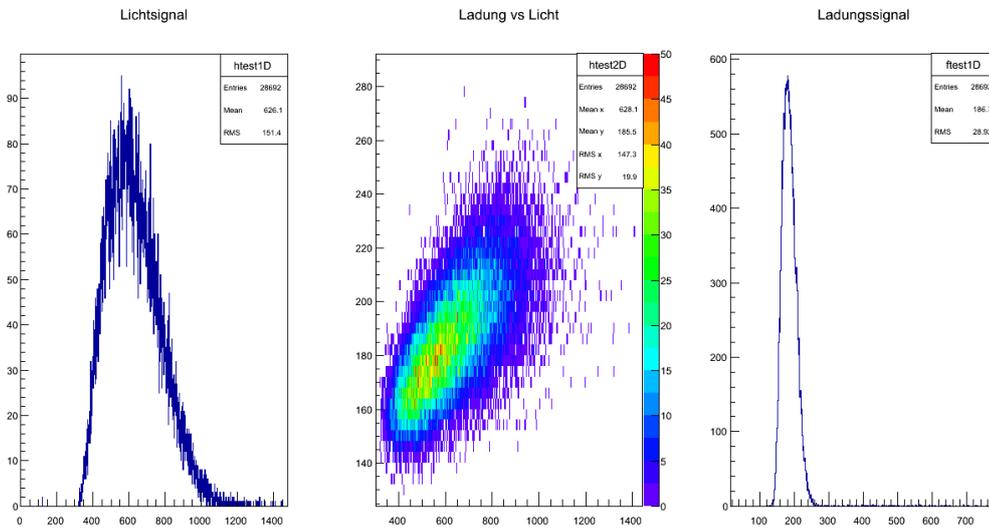


Abbildung 6.2: Licht-, Ladungssignal für kurze Zeitdifferenzen

außerordentlichen Strukturen erkennbar. Da besonders bei beiden Signalen ein starker Effekt durch Verunreinigungen möglich ist wurde im nächsten Schritt untersucht in wie weit die Amplituden von der Driftlänge der Ladungsträger also vom Ort der Wechselwirkung im Medium abhängt. Dieser Ort sollte sich zumindest in der Zeitdifferenz zwischen Licht- und Ladungssignal widerspiegeln. Es fällt auf, dass die gesammelte Ladungsmenge bei kurzen Zeitdifferenzen d.h. eine Wechselwirkung nahe an den Potentialstäben deutlich größer ist als für lange Zeitdifferenzen. Das könnte darauf hinweisen dass das flüssige Xenon deutliche Verunreinigungen aufweist. Das Lichtsignal ist für kurze Zeitdifferenzen etwas geringer als für lange. Dies wird auch so erwartet, da beide Signale stark antikorreliert sind.

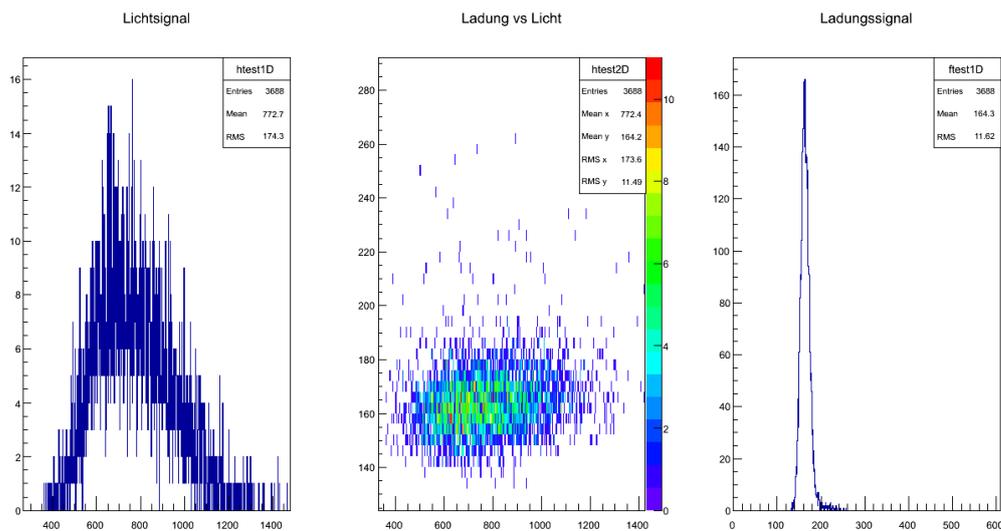


Abbildung 6.3: Licht-, Ladungssignal für lange Zeitdifferenzen

Abbildung ?? zeigt die Zeitdifferenz zwischen dem Licht- und dem Ladungssignal. Diese wurde wie in Abschnitt 3.3 beschrieben mit einem TAC (Time to Analog Converter) ausgelesen. Auf der X-Achse befinden sich die Zeitdifferen-

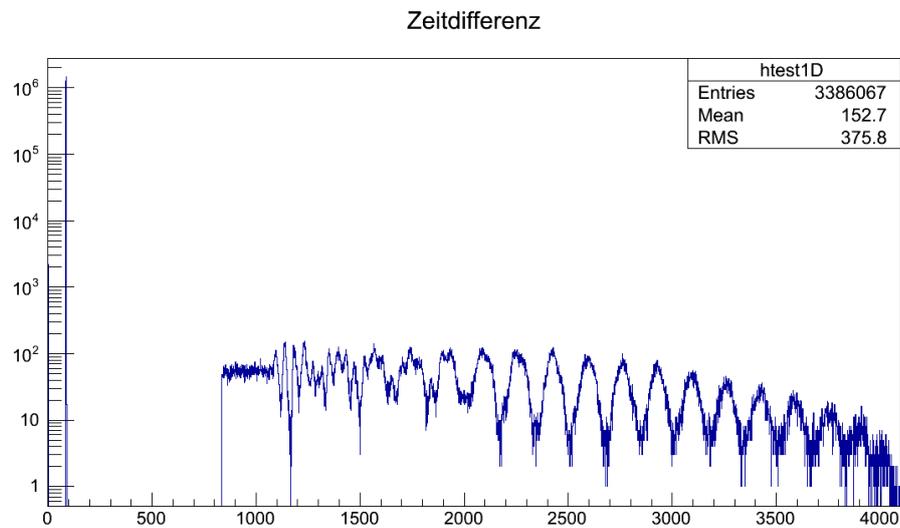


Abbildung 6.4: Zeitdifferenz zwischen dem Licht- und dem Landungssignal

zen zwischen den einzelnen Signalen. Die logarithmisch aufgetragene Y-Achse zeigt die Häufigkeit, mit der diese Differenzen aufgetreten sind. Am auffälligsten sind wohl die alternierenden "Zeithaufen". Diese stammen sehr wahrscheinlich aus irgendeinem Fehler in der Ausleseelektronik und haben keine physikalische Bedeutung. Aus diesem Graphen wurden auch die Zeiten für die nachfolgenden Graphiken herausgelesen.

---

## Ausblick

Nachdem in dieser Arbeit ein voll funktionsfähiger Experimentieraufbau zur Verflüssigung von Xe und Messung der Licht- und Ladungserzeugung erstellt wurde, gilt es im weiteren die Energieauflösung zu verbessern und die Orte der Wechselwirkung der  $\gamma$ -Quanten zu rekonstruieren. Dies kann zum einen durch eine bessere Licht- und Ladungssammlung und zum anderen durch eine höhere Reinheit des Xenons erreicht werden. Um eine bessere Lichtsammlung zu Verwirklichen kann man zum Beispiel eine Reflexionsfolie an die Innenseite des Experimentiervolumen anbringen. Durch einen Wellenlängenschieber könnte man das bei  $175nm$  liegende Szintillationslicht auf einen höheren Wert bringen bei dem der Photomultiplier sensitiver ist aber vor allem damit Verunreinigungen weniger Einfluss auf die optische Absorbtion haben um somit ein größeres Lichtsignal zu erhalten. Auch wird die Lichtsammlung dadurch wesentlich vereinfacht. Mehr Ladungsträger könnten über ein höheres elektrisches Feld und eine verbesserte Anordnung der Potentialstäbe gesammelt werden. Es wäre des weiteren interessant das Licht- und Ladungssignal bei variierendem elektrischen Feld zu betrachten, um einen Zusammenhang wie in Abbildung 2.2 zu erhalten. Eine höhere Reinheit des Xenons könnte über eine längere Zirkulation im Gassystem und durch den Purifier geschehen, da die Unreinheit wahrscheinlich mit unter der Hauptgrund für die schlechten Signale war. Hier sind detailliertere Untersuchungen erforderlich.



# Anhang A

## Literaturverzeichnis

- [1] <http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/det07/skripte/szint.pdf>.
- [2] <http://de.wikipedia.org/wiki/Wärmeleitfähigkeit>.
- [3] [http://www.schweizer-fn.de/stoff/wleit\\_metall.php](http://www.schweizer-fn.de/stoff/wleit_metall.php).
- [4] <http://www.ph.tum.de/studium/praktika/fopra/text/userguide-77.en.pdf>.
- [5] L.W. Alvarez. *Physics Notes 672*, December 1968.
- [6] E. Aprile. The xenon dark matter search, 2011.
- [7] E. Aprile and T. Doke. Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics. *Reviews of Modern Physics*, 82(3):2053–2097, July 2010.
- [8] E. Aprile, R. Mukherjee, and M. Suzuki. Performance of a liquid xenon ionization-chamber irradiated with electrons and gamma-rays. *Nuclear Instruments & Methods In Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 302(1):177–185, April 1991.

- [9] J. Jortner B. Raz. Experimental evidence for trapped exciton states in liquid rare gases. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Science*, 317(1528):113–131, May 1970.
- [10] A. Baldini, C. Bemporad, F. Cei, T. Doke, M. Grassi, T. Haruyama, S. Mihara, T. Mori, D. Nicolo, H. Nishiguchi, W. Ootani, K. Ozone, A. Papa, R. Pazzi, R. Sawada, F. Sergiampietri, G. Signorelli, S. Suzuki, and K. Terasawa. Liquid xenon scintillation calorimetry and xe optical properties. *Ieee Transactions On Dielectrics and Electrical Insulation*, 13(3):547–555, June 2006.
- [11] F. Bezrukov, F. Kahlhoefer, and M. Lindner. Interplay between scintillation and ionization in liquid xenon dark matter searches. *Astroparticle Physics*, 35(3):119–127, October 2011.
- [12] T. Doke, A. Hitachi, J. Kikuchi, K. Masuda, H. Okada, and E. Shibamura. Absolute scintillation yields in liquid argon and xenon for various particles. *Japanese Journal of Applied Physics Part 1-regular Papers Short Notes & Review Papers*, 41(3A):1538–1545, March 2002.
- [13] T. Doke and K. Masuda. Present status of liquid rare gas scintillation detectors and their new application to gamma-ray calorimeters. *Nuclear Instruments & Methods In Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 420(1-2):62–80, January 1999.
- [14] B.A. Dolgoshein et al. *JETP Lett.* 6, 224, December 1967.
- [15] A. Gedanken, A. Szoke, B. Raz, and J. Jortner. Electronic-energy transfer phenomena in rare-gases. *Journal of Chemical Physics*, 57(8):3456–&, 1972.

- [16] A. Hitachi. Exciton kinetics in condensed rare-gases. *Journal of Chemical Physics*, 80(2):745–748, 1984.
- [17] A. Hitachi. Properties of liquid xenon scintillation for dark matter searches. *Astroparticle Physics*, 24(3):247–256, October 2005.
- [18] A. Hitachi, T. Takahashi, N. Funayama, K. Masuda, J. Kikuchi, and T. Doke. Effect of ionization density on the time-dependence of luminescence from liquid argon and xenon. *Physical Review B*, 27(9):5279–5285, 1983.
- [19] A. Incicchitti, P. Belli, and M. Scafi. Liquid xenon as a detector medium. *Nuclear Instruments & Methods In Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 289(1-2):236–242, April 1990.
- [20] N. Ishida, J. Kikuchi, T. Doke, and M. Kase. Fano factor in xenon. *Physical Review A*, 46(3):1676–1679, August 1992.
- [21] J. Jortner, L. Meyer, S. A. Rice, and E. G. Wilson. Localized excitations in condensed ne ar kr and xe. *Journal of Chemical Physics*, 42(12):4250–&, 1965.
- [22] S. Kubota, M. Hishida, M. Suzuki, and J. Z. Ruan. Dynamical behavior of free-electrons in the recombination process in liquid argon, krypton, and xenon. *Physical Review B*, 20(8):3486–3496, 1979.
- [23] M. I. Lopes and V. Chepel. Liquid rare gas detectors: Recent developments and applications. *Ieee Transactions On Dielectrics and Electrical Insulation*, 10(6):994–1005, December 2003.

- [24] E. Morikawa, R. Reininger, P. Gurtler, V. Saile, and P. Laporte. Argon, krypton, and xenon excimer luminescence - from the dilute gas to the condensed phase. *Journal of Chemical Physics*, 91(3):1469–1477, August 1989.
- [25] R. S. Mulliken. Potential curves of diatomic rare-gas molecules and their ions, with particular reference to Xe<sub>2</sub>. *Journal of Chemical Physics*, 52(10):5170–5177, 1970.
- [26] I. M. Obodovskii and S. G. Pokachalov. Average energy expended per ion pair in liquid and solid xenon. *Fizika Nizkikh Temperatur*, 5(8):829–36, 1979.
- [27] L. Onsager. Initial recombination of ions. *Physical Review*, 54:554–557, 1938.
- [28] Scholz Zetsche Povh, Rith. *Teilchen und Kerne*. Springer, 2008.
- [29] R. Sawada. Liquid xenon gamma ray detector for meg. *Nuclear Instruments & Methods In Physics Research Section A-accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 581(1-2):522–525, October 2007.
- [30] T. Takahashi, S. Konno, T. Hamada, M. Miyajima, S. Kubota, A. Nakamoto, A. Hitachi, E. Shibamura, and T. Doke. Average energy expended per ion-pair in liquid xenon. *Physical Review A*, 12(5):1771–1775, 1975.
- [31] Y. Tanaka. Continuous emission spectra of rare gases in the vacuum ultraviolet region. *Journal of the Optical Society of America*, 45(9):710–713, 1955.

- [32] J. Thomas, D. A. Imel, and S. Biller. Statistics of charge collection in liquid argon and liquid xenon. *Phys. Rev. A*, 38(11):5793–5800, December 1988.

