
Optimierung der Lichtsammlung in flüssigem Xenon

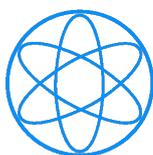
Optimization of the Light Collection in Liquid Xenon

Technische Universität München



Bachelorarbeit
von
Christian Schwarz

02. September 2013



Physik-Department
Lehrstuhl E12
Physik der Hadronen und Kerne



Zusammenfassung

Aufgrund seiner Eigenschaften beim Durchgang von ionisierender Strahlung Ladungsträger und Szintillationslicht zu erzeugen, eignet sich flüssiges Xenon prinzipiell ausgezeichnet für die orts- und energieauflösende Messung von Gammastrahlung. Aus den Amplituden von Licht- und Ladungssignal lässt sich dabei die Energie des einfallenden Quants rekonstruieren, während sich der Ort über die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger zwischen Potentialstäben mit Hilfe der Zeitdifferenz zwischen den beiden Signalen ermitteln lässt.

Auf der Basis dieser Eigenschaften wurde der Prototyp eines Detektors entwickelt. Mit diesem Messaufbau ist es bereits gelungen Xenon zu verflüssigen und stabil in dieser Phase zu halten. Das Konzept der Kombination aus Licht- und Ladungsmessung funktionierte und wird weiterentwickelt.

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Verbesserung der Lichtsammlung, wodurch eine höhere Energieauflösung erzielt werden soll. Konkret wird dazu versucht eine höhere Nachweiseffizienz für das Szintillationslicht zu erreichen, indem mit Hilfe eines Wellenlängenschiebers das kurzwellige Szintillationslicht des Xenons in einen Wellenlängenbereich verschoben wird, der einen einfacheren optischen Zugang erlaubt. Zwei Realisationsmöglichkeiten werden dabei untersucht. Zum einen den Wellenlängenschieber auf eine Scheibe aufzutragen und zwischen aktives Volumen und Photomultiplier zu bringen, und zum anderen ihn direkt im Xenon zu lösen.

Hauptresultat der Versuche ist, dass es gelang eine Lichtumwandlung mit dem Wellenlängenschieber zu erzeugen und darüber hinaus erste Schritte in der Ortsrekonstruktion zu unternehmen. Aus den Löslichkeitsversuchen konnten Erkenntnisse für weitere Verbesserungsmethoden gezogen werden.

Nach einer kurzen Darstellung der Anwendung moderner Detektoren zur ortsauflösenden Gammaspektroskopie (Kapitel 1) wird das neuartige Detektorkonzept, basierend auf einer Ionisationskammer mit flüssigem Xenon, vorgestellt (Kapitel 2). Kapitel 3 beschreibt den aktuellen Aufbau des Detektorprototypen und mögliche Verbesserungen. Kapitel 4 schildert die Umsetzung, auf welche Weise versucht wurde einen Wellenlängenschieber zu nutzen, um die Quanteneffizienz des Photomultipliers zu

verbessern. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der vorher beschriebenen Versuche aufgezeigt und diskutiert, wobei zudem noch auf die Abhängigkeit der Licht- und Ladungssammlung von verschiedenen elektrischen Feldstärken eingegangen wird. Zum Ende wird ein Ausblick (Kapitel 6) gegeben, in dem Vorschläge für weitere Verbesserungsmöglichkeiten gemacht werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation: Ortsauflösende Detektoren für die γ-Spektroskopie	1
1.1	Experimente mit radioaktiven Strahlen	1
1.2	Inverse Kinematik	2
1.3	Dopplerkorrektur	3
1.4	Ortsauflösende γ -Detektoren	4
2	Ionisationskammer zur Energie- und Ortsbestimmung	7
2.1	Szintillationslicht	7
2.2	Ladungssammlung	8
2.3	Wechselwirkung Licht-Ladung	10
3	Experimentaufbau	13
3.1	Mechanischer Aufbau	13
3.2	Ladungsnachweis	15
3.3	Lichtnachweis	15
3.3.1	Photomultiplier	15
3.3.2	Lichtauslese mit Photodioden	18
4	Versuche mit Wellenlängenschiebern	21
4.1	Wellenlängenschieber	21
4.1.1	Theoretische Behandlung	21
4.1.2	Natriumsalicylat, POPOP und Bis-MSB	23
4.2	Spektren der Wellenlängenschieber	24
4.2.1	Beschreibung der Messmethode	24
4.2.2	Gemessene Spektren	25
4.3	Löslichkeitsversuche	27
4.3.1	Vorgehensweise	28
4.3.2	Ergebnisse	28
4.4	Glasplatten	29
4.4.1	Glasplattenhalter	29
4.4.2	Beschichtung	31

4.4.3	Messgeometrien	31
5	Ergebnisse und Diskussion	35
5.1	Abhängigkeit der Licht- und Ladungskurven vom elektrischen Feld . .	35
5.2	Dokumentation des Verflüssigungsprozesses	40
5.3	Einsatz des Wellenlängenschiebers	42
6	Ausblick	45

1 Motivation: Ortsauflösende Detektoren für die γ -Spektroskopie

γ -Quanten, die aus angeregten Kernen emittiert werden, liefern wichtige Informationen über die Eigenschaften dieser Kerne. Zur Erzeugung der hohen Anregungsenergien benötigt es entsprechende Beschleuniger, die diese Anregungen über Teilchenstöße erreichen können. Besonders die Erforschung der Eigenschaften exotischer, radioaktiver Kerne ist dabei interessant. Im Folgenden wird erläutert, wie Experimente mit radioaktiven Strahlen aufgebaut sind, was aus ihnen zu lernen ist und warum die Methode der inversen Kinematik dafür von Vorteil ist. Hierfür siehe auch [Bol92], [Hei07], [Tra06] und [Ten11]. Ein entscheidender Aspekt bei der γ -Spektroskopie in Experimenten in inverser Kinematik ist die Dopplerkorrektur. Dafür werden, wie im Folgenden diskutiert, ortsauflösende Detektoren für die Gammastrahlung benötigt.

1.1 Experimente mit radioaktiven Strahlen

Strahlen aus radioaktiven Isotopen werden oft durch den Beschuss von schweren Ionen auf ein Target produziert, die sogenannte In-flight Methode. Über einen Fragmentseparator werden die Bruchstücke getrennt und ein Strahl aus den gewünschten Isotopen erzeugt. Diese haben allerdings nur eine geringe Strahlintensität, da die Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse klein sind und ein Großteil der ursprünglichen Produkte verworfen wird. Beispiele für solche Anlagen sind die GSI in Darmstadt oder RIBF im RIKEN, Japan. Diesen exotischen Strahl kann man nun nutzen, um die Kerne weit jenseits der Stabilität zu untersuchen.

Eine andere Methode ist ISOL (Isotope Separation On-Line). Hier werden leichte Partikel, wie Protonen oder α -Teilchen, auf ein dickes Primär-Target, zum Beispiel Uran-Carbid, geschossen und in diesem gestoppt. Die Reaktionsprodukte diffundieren langsam aus dem Target heraus und werden nach der Separation meist nachbeschleunigt. Anwendung findet dies unter anderem bei ISOLDE am CERN in Genf. Interessant sind hier beispielsweise Neutroneneinfangreaktionen um die Elementsynthese jenseits von Eisen zu verstehen, Kernpotentiale und Kerndichteverteilungen

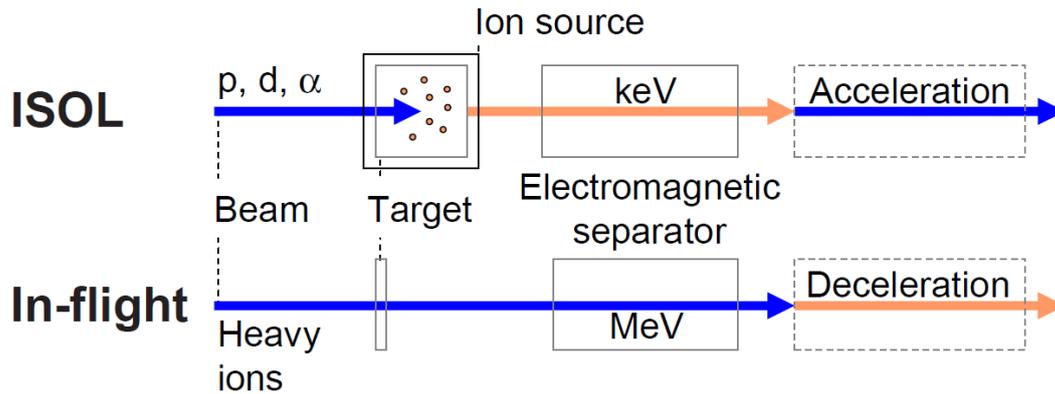


ABBILDUNG 1.1: Schematischer Vergleich der ISOL- und In-Flight-Methode [Tra06].

über elastische Streuung zu vermessen oder Neutronenhalos (z.B. von ${}^9\text{Li}$ und ${}^{11}\text{Li}$) zu untersuchen.

Die hier speziell betrachtete γ -Spektroskopie ermöglicht die hochauflösende Untersuchung der angeregten Zustände von Kernen, aus der sich neben Anregungsenergien z.B. auch Kernmatrixelemente rekonstruieren lassen. Dies liefert insbesondere Rückschlüsse auf das Kernschalenmodell. Durch Reaktionen wie Coulomb-Anregung, Knockout-Reaktionen oder quasifreie Streuung kann man dann sowohl die Einteilchenstruktur als auch kollektive Moden dieser Kerne untersuchen.

Eine schematische Gegenüberstellung der beiden Methoden wird in Abbildung 1.1 gezeigt.

1.2 Inverse Kinematik

Anstatt leichte Projektile sehr stark zu beschleunigen und auf das gewünschte Target zu schießen, wird bei inverser Kinematik der schwere Strahl radioaktiver Kerne auf ein leichtes Target geschossen. Dies ist einerseits notwendig, da sich aus den vorher erzeugten radioaktiven Isotopen aufgrund der sehr kurzen Halbwertszeiten keine Targets herstellen lassen, hat aber den Vorteil, dass insbesondere die schweren Produkte nach der Reaktion stark in Strahlrichtung fokussiert sind und so im Laborsystem ein kleiner Detektor ausreicht, um fast den vollständigen Raumwinkel im Schwerpunktssystem der Reaktion abzudecken. Weiterhin erlaubt die Methode der inversen Kinematik den Einsatz von dicken Targets ($\approx \text{g/cm}^2$), was dazu beiträgt die schwache Strahlintensität zu kompensieren.

1.3 Dopplerkorrektur

Bei der Untersuchung von Kernen sind die Übergangsenergien E_0 , bezogen auf das Eigensystem zwischen Kernniveaus von Interesse. Bei Beschleunigerexperimenten in inverser Kinematik finden die Messungen allerdings im Laborsystem mit der Energie E_γ statt, davor ist es notwendig den gemessenen Gammaquanten einer Dopplerkorrektur zu unterziehen. Der Zusammenhang zwischen beiden Systemen durch Lorentz-Transformation ist

$$E_\gamma = \frac{E_0}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \quad (1.1)$$

mit

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.2)$$

und

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (1.3)$$

Dabei ist v die Geschwindigkeit des Kerns, c die Lichtgeschwindigkeit und θ der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des Kerns und dem abgestrahlten γ -Quant. Zur Berechnung von E_0 muss zunächst der Winkel θ bestimmt werden, wozu eine ortsauflösende γ -Detektion benötigt wird.

Generell wird die Rekonstruktion der Gammaenergie durch zwei Parameter limitiert: Die Unsicherheit für den Emissionswinkel $\Delta\theta$ und die Strahlgeschwindigkeit $\Delta\beta$. Beide beziehen sich auf den unbekanntem Ort der Gammaemission und nicht den Ort der Detektion, welcher auf $50 \mu\text{m}$ genau bestimmt werden kann. Dies wirkt sich folgendermaßen auf die Unsicherheit der Energie aus:

$$\Delta E^2 = \left(\frac{\partial E}{\partial \beta}\right)^2 \Delta\beta^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial \theta}\right)^2 \Delta\theta^2 \quad (1.4)$$

Abbildung 1.2 verdeutlicht das Zustandekommen dieser Unsicherheiten nochmals bildhaft und erklärt den Einfluss der Targetdicke d_t und Halbwertszeit $t_{1/2}$ des angeregten Kerns. Legt man beispielsweise typische Werte des RIBF[Sch11] für diese Parameter zu Grunde, so erreicht man, bedingt durch die Unsicherheit des Wechselwirkungsortes, eine Energieauflösung im Bereich von 3 % selbst mithilfe eines idealen Detektors. Als Fazit kann gezogen werden, dass die Ortsauflösung bei der Detektion von γ -Quanten in Beschleunigerexperimenten in inverser Kinematik deutlich wichtiger für die Energieauflösung ist als die direkte Energieauflösung des Detektors. Als Beispiel sei angebracht, dass ein Germanium-Detektor zwar E_γ mit 1 Promille

1 Motivation: Ortsauflösende Detektoren für die γ -Spektroskopie

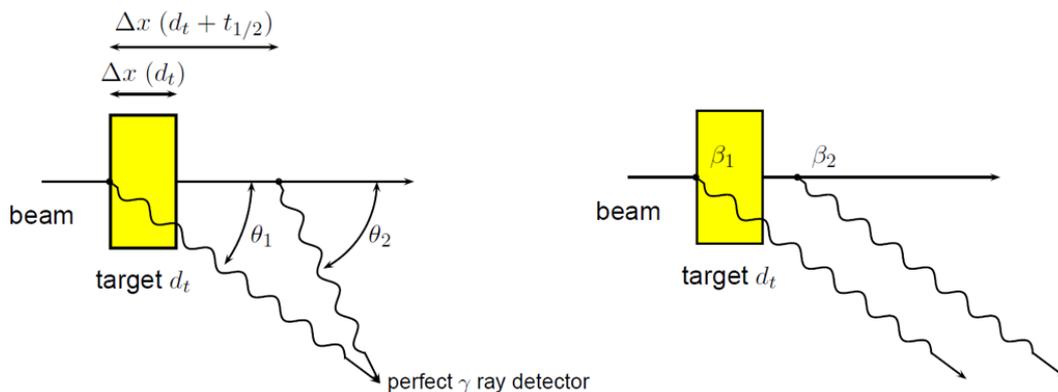


ABBILDUNG 1.2: Die Energieauflösung bei der Messung von γ -Quanten in Strahllexperimenten wird begrenzt durch die Unsicherheiten von Emissionswinkel $\Delta\theta$ (links) und Strahlgeschwindigkeit $\Delta\beta$ (rechts). Ersterer hängt davon ab bei welcher Targetdicke d_t die Anregung stattfindet und wie lange die Halbwertszeit $t_{1/2}$ der Anregung ist. Die Geschwindigkeit des Strahls ist, wegen dem Verlust von kinetischer Energie durch Stöße, ebenfalls abhängig davon, wie viel Targetdicke bereits durchdrungen wurde[Sch11].

auflösen kann, jedoch aufgrund der fehlenden Bestimmung des Wechselwirkungsortes E_0 nicht genauer als einige Prozent berechnet werden kann.

1.4 Ortsauflösende γ -Detektoren

Eine Möglichkeit ortsauflösende Gammadetektion zu realisieren wird durch das AGATA-Projekt (Advanced Gamma Tracking Array) verfolgt[Alv04]. Die Geometrie besteht aus einer Sphäre, die von 12 penta- und 180 hexagonalen Germanium-Kristallen gebildet wird. Dabei ist jeder Kristall zusätzlich in 32 Segmente geteilt. Damit wird eine Abdeckung von fast 80 % des gesamten Raumwinkels erreicht. Obwohl mit diesem Konzept eine deutliche Verbesserung zu bisherigen Methoden erreicht wird, hat es doch einige Nachteile, angefangen bei den Kosten für die Herstellung der großen Germaniumkristalle. Hinzu kommt der große Computeraufwand, da die Wechselwirkungsorte der Gammastrahlen in Richtung der Kristalltiefe durch komplizierte Algorithmen für Pulsformanalyse bestimmt werden müssen. Aus physikalischer Sicht wiederum stellt der Abstand der Kristalle von etwa 5 mm einerseits eine Einschränkung in der Abdeckung des Raumwinkels dar, andererseits minimieren diese Lücken zwischen den Kristallen die Ortsauflösung und erzeugen zudem ein heterogenes Kalorimetervolumen.

Als alternativen Ansatz soll in dieser Arbeit die Verwendung von flüssigen Edelgasen als Nachweis-Medium studiert werden, da dies einen homogenen Detektor erlauben

würde, der zudem den vollen Raumwinkel abdecken kann.

1 Motivation: Ortsauflösende Detektoren für die γ -Spektroskopie

2 Ionisationskammer zur Energie- und Ortsbestimmung

Flüssiges Xenon ist aufgrund einer Reihe von Eigenschaften, auf die im Folgenden eingegangen wird, ein interessantes Material zur energie- und ortsauflösenden Detektion von γ -Strahlen. Anwendung findet sich dabei nicht nur im Bereich der für uns interessanten Spektroskopie von Kernen, sondern insbesondere auch wegen der Möglichkeit damit große Detektorvolumina zu realisieren, wenn es um den Nachweis von Ereignissen mit sehr kleiner Statistik geht, wie bei der Suche nach Dunkler Materie oder dem Neutrinolosen Doppelbeta-Zerfall.

Die Besonderheit flüssiger Edelgase besteht darin, dass ionisierende Strahlen in ihnen sowohl Szintillationslicht als auch freie Ladungsträger generieren. Diese Effekte sind analog auch in der Gasphase beobachtbar. Für den Nachweis hochenergetischer γ -Strahlung bieten die hohe Dichte flüssigen Xenons und dessen Kernladungszahl $Z = 54$ aber ideale Voraussetzungen für eine Detektoranwendung. Zum weiteren Studium kann hier verwiesen werden auf [Apr10], [Hit05], [Bez11], [Tho88] und [Inc90]. Ein ausgezeichnete Überblick findet sich in [Ni,06].

Im Folgenden wird erklärt wie die erwähnten Effekte entstehen, sich gegenseitig beeinflussen und wie sich daraus die nötigen Informationen bezüglich Energie und Wechselwirkungsort des γ -Quants extrahieren lassen.

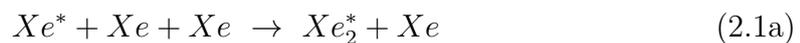
2.1 Szintillationslicht

Bei der Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit Xenon wird dieses angeregt, was zur Bildung von Excimeren führt. Dieser Effekt ist seit langem bekannt und wird in [Jor70] detailliert erklärt. Excimere sind kurzlebige Moleküle, deren Bindung nur aufrechterhalten wird, solange die Partner im angeregten Zustand sind. Zur Kennzeichnung eines Excimers wird ein Stern an der Summenformel des Moleküls angebracht. Im Falle von Xenon also Xe_2^* . Die Ausbildung von Excimeren in flüssigem Xenon erfolgt über zwei Prozesse. Zum einen findet direkte Anregung eines Xenonatoms statt, das dann über einen 3-Körper-Prozess mit seinen Nachbarato-

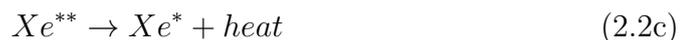
2 Ionisationskammer zur Energie- und Ortsbestimmung

men die Excimere formen kann, beschreiben in den Gleichungen 2.1. Andererseits kann derselbe Prozess über die Rekombination eines vorher erzeugten Ions induziert werden. Dieser Vorgang wird durch die Gleichungen 2.2 dargestellt. Das angeregte Xenonatom Xe^* aus 2.2c formiert nun wieder ein Excimer wie unter 2.1 beschrieben. Erster Prozess findet mit einer relativen Häufigkeit von 26 % statt, während 74 % dem Zweiten zugeschrieben werden. Die Rückkehr in den Grundzustand, was gleichzeitig den Zerfall des Moleküls bedeutet, findet unter Aussendung von Szintillationslicht mit einem Maximum bei 175 nm statt. Dabei zerfallen die angeregten Molekülzustände $^1\Sigma_u^+$ (Singulett) und $^3\Sigma_u^+$ (Triplett) mit einer Zeitkonstante von 4,2 ns bzw. 22,0 ns.

Die Reaktionen, die Erzeugung und Zerfall der Excimere zeigen, lassen sich wie folgt darstellen[Ni,06]:



Dies beschreibt die direkte Anregung. Für die Erzeugung über Elektron-Ionen-Rekombination gilt:



$h\nu$ steht dabei für das abgestrahlte Szintillationsquant, während *heat* die Wärme bezeichnet, die bei der Abregung über Molekülstöße entsteht.

2.2 Ladungssammlung

Bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie entstehen geladene Teilchen über die drei Prozesse Photo-Effekt, Compton-Effekt und Paarbildung, die in verschiedenen Energiebereichen jeweils dominant sind. In allen drei Fällen wird zunächst der wesentliche Teil der Energie an Elektronen und Positronen übertragen, die diese dann über sekundäre Prozesse beim Durchgang durch das Medium graduell verlieren.

Als Produkte der Wechselwirkung entstehen neben Elektron-Ionen-Paaren auch angeregte Atome und δ -Elektronen, bei denen es sich um Sekundärteilchen mit ausreichender kinetischer Energie handelt, um selbst wieder andere Teilchen ionisieren zu können[Kub79]. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes kann man nun wiederum die entstandenen Ladungsträger absaugen und über die Amplitude des gemessenen Ladungssignals auf die deponierte Energie im flüssigen Xenon schließen. Elektronen können in flüssigen Edelgasen wie ein frei bewegliches Gas betrachtet werden, ähnlich den Elektronen im Leitungsband eines Festkörpers.

Allerdings muss, um eine entsprechende Auflösung und Reproduzierbarkeit zu erreichen, der Verlust von Ladungsträgern durch Rekombination bzw. Wechselwirkung mit elektronegativen Unreinheiten im Xenon stark reduziert werden. Erster Effekt wird durch Anlegen eines entsprechend hohen E-Feld erreicht. Zur Vermeidung von Unreinheiten wird halogenfreies Xenon verwendet, welches während dem Betrieb des Detektors noch laufend chemisch gereinigt wird, um die restlichen Störstoffe - zum größten Teil Wasser und Sauerstoff - aus dem System zu entfernen.

Als zweiten Parameter lässt sich neben der Energie nun auch der Ort der Wechselwirkung mithilfe der Ladungsmessung rekonstruieren, da die Ionisation des Xenons durch das γ -Quant eine kleine, lokalisierte Ladungswolke zurücklässt, die bei angelegtem Feld zur Anode driftet und registriert wird. Bei bekannter Driftdauer t_d und -geschwindigkeit v_d kann man entsprechend der Messgeometrie eine ausgewählte Raumkomponente des Entstehungsorts s_z berechnen.

$$s_z = v_d \cdot t_d \quad (2.3)$$

Die Driftgeschwindigkeit v_d ist anhängig von der Stärke des elektrischen Feldes. Abbildung 2.1 zeigt diesen Verlauf für flüssiges und festes Xenon. Man erkennt, dass bei hohen Feldstärken diese Abhängigkeit nicht sehr stark ist und sich bei kleineren Fluktuationen der elektrischen Feldstärke keine großen Änderungen in der Driftgeschwindigkeit ergeben. Im Bereich um 1 kV/cm kann man die Driftgeschwindigkeit nahezu konstant mit $2 \cdot 10^5$ cm/s annehmen. Eine Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Temperatur ist nicht von größerem Interesse, da Xenon im Bereich der in dieser Arbeit diskutierten Detektorgeometrie nur geringen Druckvariationen um 10^3 hPa unterliegt und dort ohnehin nur in einem schmalen Temperaturfenster von wenigen Grad in einer flüssigen Phase existiert.

Zur Bestimmung der Driftdauer lässt sich, das in Abschnitt 2.1 diskutierte, sehr schnelle Lichtsignal als Referenzzeit verwenden. Registriert man also ein Signal des Szintillationslichts, sucht man nach einem kurz darauf folgenden, koinzidenten La-

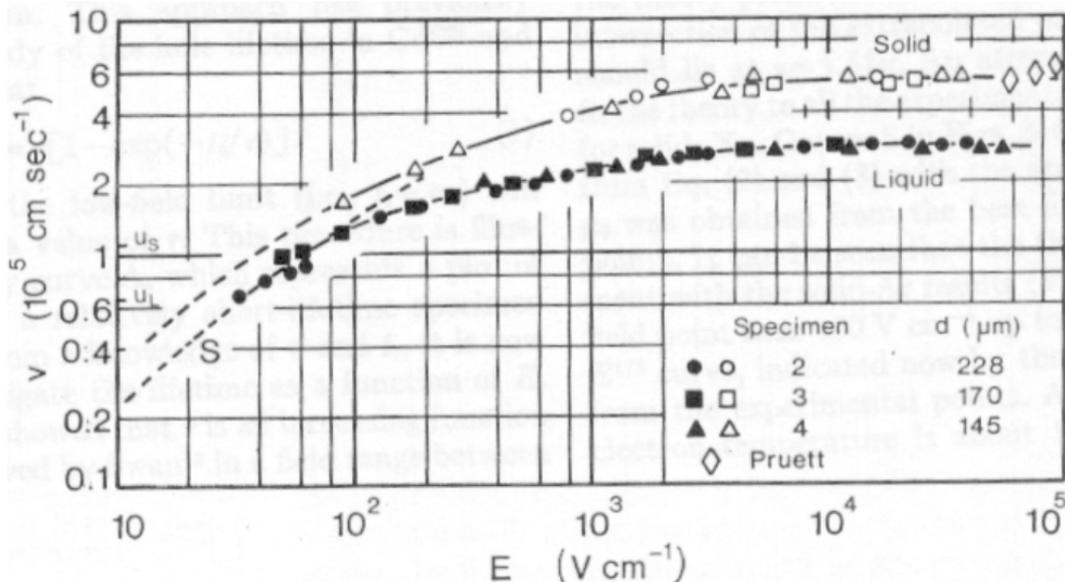


ABBILDUNG 2.1: Driftgeschwindigkeit von Elektronen in flüssigem und festem Xenon in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke[Mil68].

driftungssignal und bestimmt die Zeitdifferenz zwischen beiden, die in guter Näherung der Driftdauer der Ladungsträger entspricht. Diese Driftdauer liegt bei der oben erwähnten Driftgeschwindigkeit und einem Elektrodenabstand von wenigen Millimetern im Bereich von Mikrosekunden, was eine physikalische Begrenzung in der Rate der nachgewiesenen γ -Quanten bedeutet.

2.3 Wechselwirkung Licht-Ladung

Wie bereits in 2.1 erwähnt kann die Erzeugung von Szintillationslicht einmal direkt erfolgen, andererseits aber auch den Umweg über vorherige Ladungstrennung und Rekombination nehmen. Da es aber unser Ziel ist durch ein hohes angelegtes Feld die Rekombination zu unterdrücken, um eine ausreichende Ladungssammlung zu gewährleisten, fehlen folglich die Szintillationsphotonen, die durch diese Rekombinationen entstanden wären. Licht- und Ladungssignal sind somit stark antikorreliert. Eine Verbesserung des einen durch Änderung des E-Feldes führt folglich zu einer Verschlechterung des jeweils anderen. Ist kein Feld angelegt, rekombinieren alle Elektron-Ionen-Paare und das Szintillationssignal ist maximal. Legt man nun das Feld an und erhöht es, sinkt die Lichtausbeute, während das Ladungssignal steigt. Bei hohen Feldern tritt bei beiden Signalen eine Sättigung ein, da beim Ladungssignal nun nahezu keine Rekombination mehr stattfindet und fast die gesamte, ursprüngliche Ladungswolke aufgesogen wird. Das Lichtsignal hingegen sättigt auf

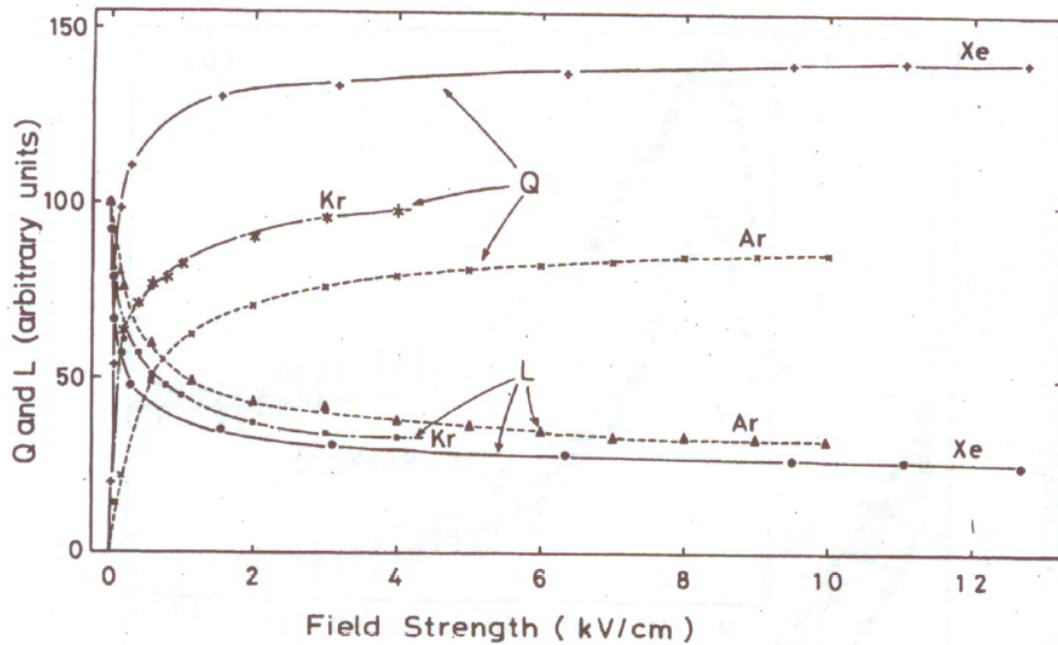


ABBILDUNG 2.2: Relative Stärke von Licht- (L) und Ladungssignal (Q) für Argon, Krypton und Xenon in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke[Kub79].

einen Wert der durch ausschließliche Erzeugung von direkten Excimeren verursacht wird. Abbildung 2.2 zeigt das beschriebene Verhalten für die Edelgase Argon, Krypton und Xenon. Die y-Achse zeigt beliebige Einheiten für Licht- und Ladungssignal, wobei dem Lichtsignal bei ausgeschaltetem Feld ein Wert von 100 zugewiesen wurde. Gut erkennt man die Sättigung des Lichtsignals von Xenon, das dem bereits in 2.1 erwähnten Anteil von ca. 26 % direkt erzeugten Excimeren entspricht.

2 Ionisationskammer zur Energie- und Ortsbestimmung

3 Experimentaufbau

Für die Erforschung von flüssigem Xenon als Basis für energie- und ortsauflösende γ -Detektion wurde ein Prototyp entwickelt, der bis zu 62 ml Xenon fasst. Mit ihm lassen sich nun verschiedene Parameter untersuchen. Möglich wären verschiedene Elektrodengeometrien bei variablen Potentialstärken, unterschiedliche Detektoren zur Lichtsammlung oder Messungen von Einflüssen der Gasreinheit. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Eine ausführlichere Beschreibung findet sich unter[Kae13].

3.1 Mechanischer Aufbau

Das Kernstück des Detektors ist ein Kupferkasten, in dem das Xenon verflüssigt wird. Über ein Indium-gedichtetes MgF_2 -Fenster mit einem Durchmesser von 50 mm kann das Szintillationslicht nach außen gelangen. Dieser Aufbau befindet sich im Inneren eines CF100-Kreuzrohrstücks, welches das Isoliergehäuse bildet, mit vier CF100-Flanschanschlüssen rechtwinklig zueinander in einer Ebene (links, rechts, oben und unten) und einem CF36-Flansch orthogonal darauf (vorne). An Letzterem ist ein Glasfenster angeschraubt, durch welches man von der Seite ins Isoliervakuum schauen kann.

Der untere Flansch ist der Anschluss für die Evakuierung des Gehäuses über eine Turbopumpe¹, welche durch eine weitere parallel geschaltete Pumpe² unterstützt wird. Ein gutes Isoliervakuum wird benötigt, um den Kupferkasten gegenüber Wärmeverlusten durch Wärmeleitung und Konvektion zu isolieren. Des Weiteren wird dadurch vermieden, dass Restgase am MgF_2 -Fenster kondensieren und so die Lichtmessung beeinträchtigen.

Über den linken Flansch ist der Dewar angeschlossen, der zur Verflüssigung des Xenons mit flüssigem Stickstoff gefüllt wird. Ein Kupferfinger sorgt dabei für die thermische Verbindung zwischen Dewar und dem Kupferkasten. Da flüssiger Stickstoff deutlich kälter ist ($T_{LN_2} = 77,15 \text{ K}$) als die Erstarrungstemperatur von flüssigem

¹Pfeiffer Typ: *HiCube 80Eco*

²Pfeiffer Typ: *TSH071*

3 Experimentaufbau

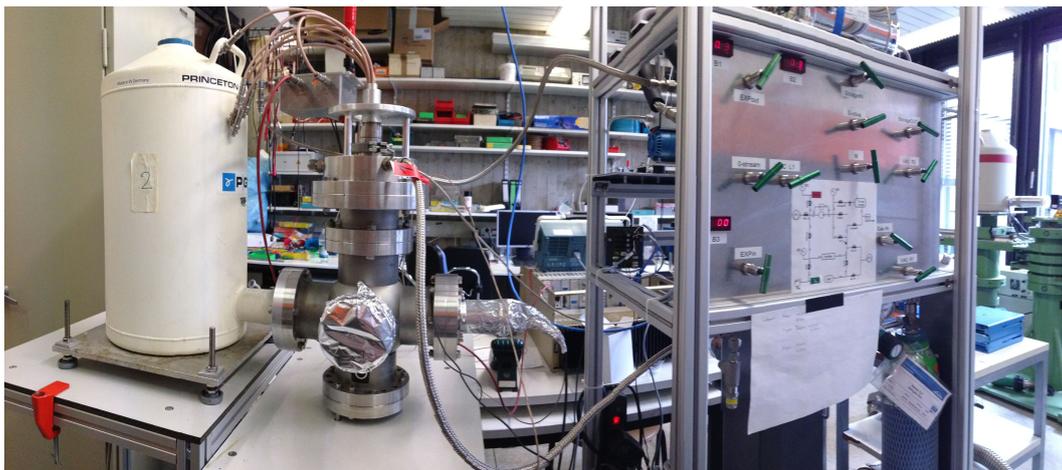


ABBILDUNG 3.1: Versuchsaufbau Gesamtansicht mit Stickstoffbehälter (links), Detektor (mitte) und Gassystem (rechts)

Xenon (161,4 K bei Normaldruck), sind variable Heizwiderstände an der Koppelung (33 Ohm) und am Kasten (100 Ohm) angebracht, über die sich die passende Temperatur für den Betrieb im flüssigen Zustand einstellen lässt. Über zwei PT100-Elemente an denselben Stellen kann die Temperatur abgelesen werden.

Der rechte Flansch ist zum Einbau eines Geräts zur Detektion des Szintillationslichts. Genaueres hierzu unter 3.3.1.

Nach oben ist ein Adapterflansch angebracht, der für die Verbindung mit dem Kupferkasten sorgt und zu den Anschlüssen für das Gassystem führt. Des Weiteren ist dieser die Durchführung für die Potentialstäbe, über die die Ladungssammlung erfolgt (siehe 3.2).

Das Gassystem sorgt einerseits für die Versorgung mit Xenon über eine Gasflasche (Reinheit: $\geq 99,9993\%$, halogenfrei) bzw. einen Vorratstank, andererseits für die fortlaufende Reinigung des Xenons über einen chemischen Gasreiniger³. Die Wichtigkeit dieser Maßnahme ist bereits in 2.2 erwähnt. Für die nötige Zirkulation sorgt eine Umwälzpumpe mit Edelstahlmembranen. Des Weiteren lässt sich das Xenon nach einem Versuch über das Gassystem rückgewinnen und im erwähnten Vorratstank speichern, da es aufgrund seines Preises nicht akzeptabel wäre, es in die Umwelt verdampfen zu lassen.

³SAES Pure Gas, Inc. Typ: PS4-MT3-R-2

3.2 Ladungsnachweis

Das elektrische Feld zur Sammlung der entstehenden Ladungsträger wird aktuell durch zwei Potentialstäbe erzeugt, die vertikal im Versuchsaufbau und in einer Linie mit dem Photomultiplier stehen. Der erste Stab befindet sich 10 mm hinter dem MgF_2 -Fenster, der zweite wiederum 14 mm hinter dem ersten. Beide haben einen Durchmesser von 3 mm. Die Spannung an den Stäben ist regelbar. Diese Konfiguration ist selbstverständlich für die endgültige Anwendung noch ungeeignet und dient vorerst nur der prinzipiellen Erforschung des Verhaltens der Ladungssammlung. Mit dieser einfachen Geometrie eines geraden Stabes der in ein rechteckiges Volumen ragt, das auf einer Seite von einem Isolator begrenzt wird, kann keine analytische Feldgeometrie definiert werden. Trotzdem entspricht das Feld sehr nahe am Stab in etwa dem eines Zylinderkondensators (siehe Formel 3.1).

$$\vec{E}(r) = \frac{U}{r \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}} \cdot \vec{e}_r \quad (3.1)$$

Damit lässt sich die radiale Feldstärke am Potentialstab in unserem Versuch nähern, wenn man die Potentialspannung U anlegt und für $R_1 = 1,5$ mm und $R_2 \approx 18$ mm die Radien von Potentialstab und Kupferkasten einsetzt.

Die Ladungsträger werden also auf dem Weg zum Stab beschleunigt und haben keine konstanten Geschwindigkeiten. Trotzdem gelingt es, wie später im Abschnitt 5.1 diskutiert, aus der Driftzeit ungefähr den radialen Abstand der Wechselwirkung zu rekonstruieren.

3.3 Lichtnachweis

Das quantitative Registrieren des Szintillationslichts mit einer entsprechenden Effizienz ist essenziell, um in den späteren γ -Messungen die nötige Energieauflösung zu erreichen. Die wichtigsten Methoden zum Photonennachweis, einerseits gängigste Variante mit einem Photomultiplier - wie aktuell im Versuchsaufbau genutzt -, andererseits die Option mit Photodioden, werden im Folgenden beschrieben.

3.3.1 Photomultiplier

Mit ihrer Eigenschaft, auch einzelne Photonen in einen brauchbaren Strompuls umzuwandeln ohne dabei viel Untergrundrauschen zu erzeugen, sind Photomultiplier die am weitest verbreiteten Geräte um Szintillationslicht zu detektieren.

Der typische Aufbau eines Photomultipliers ist in Abbildung 3.2 schematisch darge-

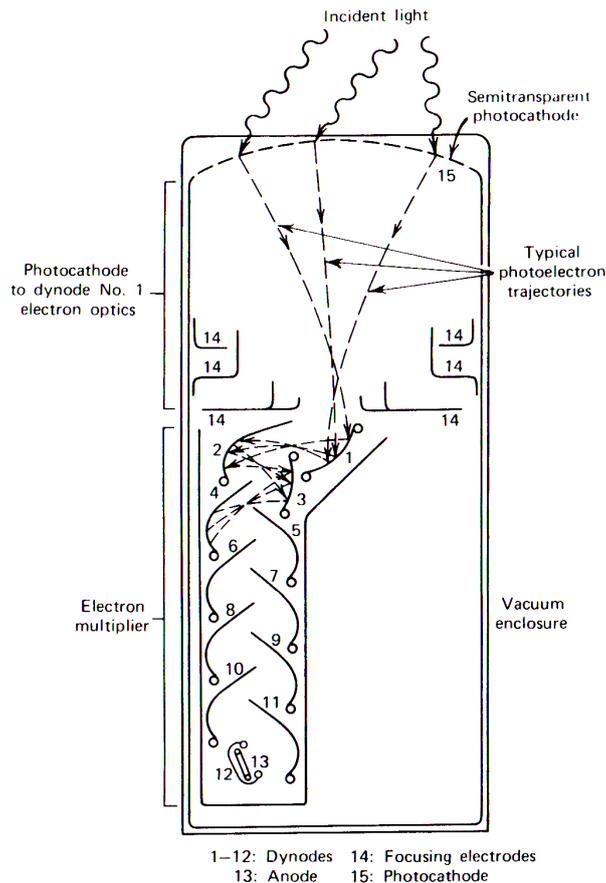


ABBILDUNG 3.2: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers[Kno10].

stellt. Nach dem Durchtritt durch ein Fenster treffen Photonen auf die Photokathode, bestehend aus einer photosensitiven Schicht, die das Licht in niederenergetische Elektronen umwandelt. Um ein messbares elektrisches Signal zu bekommen, werden die herausgelösten Elektronen über Dynoden vervielfältigt. Dies wird dadurch erreicht, dass die Elektronen durch zunehmende Spannung zwischen den einzelnen Dynoden immer weiter beschleunigt werden und beim Auftreffen auf eine Dynode weitere Elektronen herausschlagen, die wiederum zur nächsten Dynode beschleunigt werden. Typischerweise werden so Vervielfältigungen im Bereich von $10^5 - 10^7$ erreicht. Für die Anordnung der Dynoden, die in einer gemeinsamen Vakuumröhre eingebaut sind, gibt es verschiedenste Varianten.

Der Wellenlängenbereich, in dem der Photomultiplier messen kann, ist durch die Photokathode und das Eintrittsfenster begrenzt. Durch die Photokathode entsteht ein Cutoff in Richtung langer Wellenlängen, hervorgerufen durch drei Effekte. Erstens braucht es eine Mindestenergie um ein Elektron aus der Kathode zu lösen, zweitens gibt es Energieverlust durch Elektron-Elektron-Stöße auf dem Weg zu

Oberfläche und drittens müssen die Elektronen genügend Energie haben, um die Potentialbarriere an der Grenze zwischen Material und Vakuum zu überwinden. Um alle Effekte zu minimieren werden Materialien mit möglichst niedriger Potentialbarriere verwendet und zudem in sehr dünnen Schichten im Nanometer-Bereich aufgetragen, da Elektronen bereits nach wenigen Nanometern so viel Energie durch Stöße verlieren, dass sie die Potentialbarriere ins Vakuum nicht mehr durchdringen können. Die geringe Dicke der photosensitiven Schicht hat nun aber zur Folge dass diese semitransparent wird und weniger als die Hälfte des einfallenden Lichts überhaupt mit der Schicht wechselwirkt. Dies stellt die größte Beschränkung des Photomultipliers dar. Die zweite Begrenzung, besonders in Richtung kurzer Wellenlängen, ist durch das Eintrittsfenster gegeben. Normales Glas ist nicht mehr transparent für Wellenlängen unterhalb von ca. 350 nm, während bei Quarzglas der Cutoff bei ca. 160 nm liegt.

Von Vorteil bei Photomultipliern ist das lineares Verhalten der Ladungsvervielfältigung über einen großen Amplitudenbereich, wenn es darum geht die ursprüngliche Zahl an Elektronen in einen entsprechenden elektrischen Puls umzuwandeln. Des Weiteren ist die Dauer dieser Umwandlung und Verstärkung im Bereich weniger Nanosekunden, sodass die Genauigkeit der zeitlichen Bestimmung eines Events nicht allzu sehr leidet.

Das aktuell im Versuchsaufbau verwendete Gerät ist ein *Hamamatsu Photomultiplier tube R375*. Im Folgenden werden einige seiner Eigenschaften aufgelistet[Pho].

Parameter	Beschreibung/Wert
Spektraler Empfindlichkeitsbereich	160 - 850 nm
Maximale Empfindlichkeit	420 nm
Fenstermaterial	Quarz
Material Photokathode	Multialkali
Effektiver Durchmesser Photokathode	46 mm
Dynodenstruktur	Box and Grid
Anzahl Dynoden	10
Max. Spannung zw. Anode und Kathode	1500 V
Typischer Gain	$5,3 \cdot 10^5$
Typische Elektronenlaufzeit	70 ns

Vorrangiges Ziel der später beschriebenen Versuche in dieser Arbeit ist es die Quanteneffizienz (*Englisch: quantum efficiency*) des Photomultipliers zu verbessern. Diese ist definiert durch das Verhältnis zwischen Photonen die an der Kathode Photo-

3 Experimentaufbau

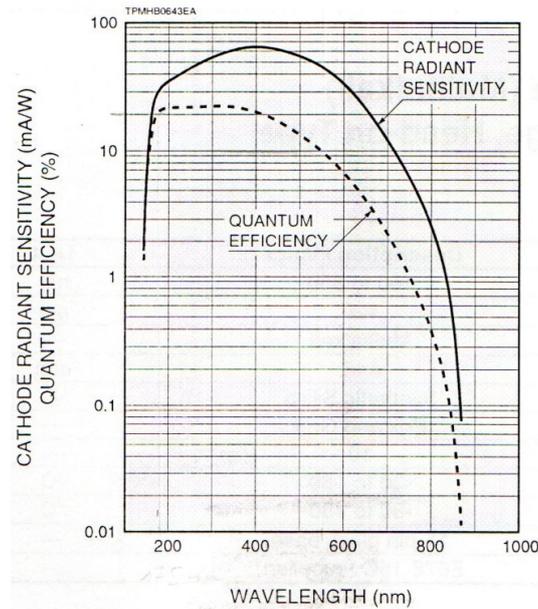


ABBILDUNG 3.3: *Spectral Response Plot* des *Hamamatsu Photomultiplier tube R375*. Die gestichelte Linie zeigt die Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge[Pho].

elektronen erzeugen und der Gesamtzahl der durch das Eintrittfenster einfallenden Photonen. Abbildung 3.3 zeigt den *Spectral Response Plot* des im Versuchsaufbau verwendeten Geräts, welcher die Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge beschreibt. Es ist davon auszugehen, dass bei der Szintillationswellenlänge des Xenons von 175 nm noch nicht die maximale Quanteneffizienz erreicht ist. Durch den Einsatz eines Wellenlängenschiebers wird sich erhofft eine signifikant bessere Quanteneffizienz zu erzielen, wobei sich die Größe der Verbesserung anhand des logarithmisch aufgetragenen *Spectral Response Plots* nur schwer abschätzen lässt.

3.3.2 Lichtauslese mit Photodioden

Die Fortschritte in der Entwicklung von Avalanche-Photodioden machen diese immer mehr zu einer interessanten Alternative gegenüber Lichtdetektion mit Photomultipliern. Als erste Vorteile sind ihre geringere Baugröße und der damit deutlich geringere Platzbedarf zu nennen. Des Weiteren können sie im Gegensatz zu Photomultipliern auch in Messanordnungen, welche sich in einem Magnetfeld befinden, angewendet werden, da sie davon nicht stark beeinflusst werden. Der wichtigste Punkt allerdings, weshalb der Einsatz von Photodioden auch besonders bei unserem Versuchsaufbau eine ernstzunehmende Option ist, stellt ihre deutlich höhere Quanteneffizienz von 60 - 80 % dar und damit natürlich die Möglichkeit eine bessere Energieauflösung zu erreichen. Zudem sind sie auch noch in einem höheren Wel-

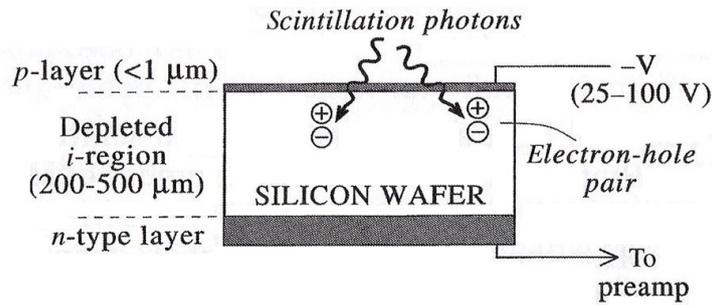


ABBILDUNG 3.4: Schematischer Aufbau einer PIN-Photodiode[Kno10].

lenlängenbereich sensitiv.

Einfache PIN-Photodioden (*Positive Intrinsic Negative*) basieren auf der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren in einer Sperrschicht zwischen p- und n-dotierten Schichten, wo durch eine angelegte Spannung ein elektrisches Feld herrscht. Dadurch driften die Ladungen zu den äußeren Schichten wo ein Vorverstärker den ausgegebenen Signalpuls erzeugt. Abbildung 3.4 zeigt diesen Aufbau schematisch.

Allerdings ist dieser Puls sehr klein, da keine Vervielfältigung der Ladungsträger stattfindet. Weiterhin muss erwähnt werden, dass das niedrige Potential von ca. 1 - 2 eV, bestimmt durch die Bandlücke in Halbleitern, welches überwunden werden muss, zwar die Möglichkeit öffnet niederenergetischere Photonen zu detektieren, aber andererseits dadurch anfälliger für thermisches Rauschen wird. Besonders im Zusammenhang mit den sowieso sehr kleinen Signalpulsen kann dies ein großes Problem darstellen, wenn das Signal im Rauschen verschwindet. Möglichkeiten dies zu reduzieren wären Kühlung der Photodiode, sogenannte Silizium-Drift-Detektoren oder eben wiederum Nutzen eines Materials mit größerer Bandlücke.

Eine elegantere Lösung bietet der Einsatz von Avalanche-Photodioden (APDs), deren schematischer Aufbau in Abbildung 3.5 dargestellt wird. Durch Anlegen einer hohen Spannung am Halbleiter und einem relativ scharfen Dotierungsprofil in der Raumladungszone können die Ladungsträger zwischen den Kollisionen genügend Energie gewinnen, um weitere Elektron-Loch-Paare entlang ihres Wegs zu erzeugen. Durch diesen Avalanche-Prozess findet eine interne Vervielfältigung (Gain) statt, die hilft das Signal über den Untergrund zu heben. Es ist zu beachten, dass der Gain sehr sensitiv auf Temperatur und angelegte Spannung ist. Ein Temperaturanstieg um 1° verursacht eine Abnahme des Gains von ca. 2 %. Um einen stabilen Betrieb, und die damit verbundene Energieauflösung, zu gewährleisten, gibt es Methoden die Temperatur zu erfassen und Schwankungen mit der Änderung der Spannung zu

3 Experimentaufbau

kompensieren.

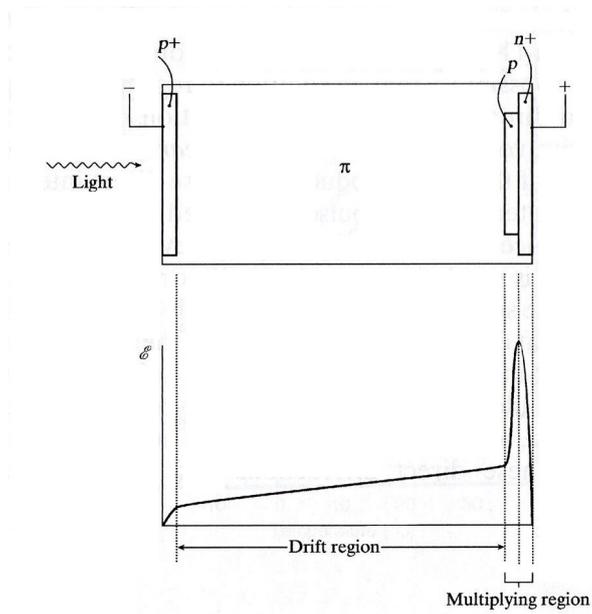


ABBILDUNG 3.5: Schema einer Avalanche-Photodiode mit *reach-through configuration*. Unten das resultierende elektrische Feld bei angelegter Spannung[Kno10].

4 Versuche mit Wellenlängenschiebern

4.1 Wellenlängenschieber

Wie bereits unter 3.3.1 erwähnt, ist das Ziel dieser Arbeit die Energieauflösung des Detektors zu verbessern, wobei sich darauf konzentriert wird, dies über die Verbesserung der Quanteneffizienz des Photomultipliers zu erreichen. Als Mittel hierfür wird versucht mit Hilfe eines Wellenlängenschiebers das Szintillationslicht des Xenons in einen geeigneteren Bereich zu schieben. Die sinnvolle Anwendung von Wellenlängenschiebern im UV-Bereich (siehe [Sam80] und [Wal99]), und besonders im Zusammenhang mit flüssigem Xenon ([Bol08] und [Alv74]), ist dokumentierbar. Im Folgenden wird erst allgemein das Funktionsprinzip von Wellenlängenschiebern erklärt und die Eigenschaften, der von uns verwendeten Substanzen, durch Fluoreszenzspektroskopie untersucht. Anschließend wird beschrieben in welcher Form diese eingesetzt wurden, um eine mögliche Verbesserung der Energieauflösung des Detektors zu erzielen. Dazu werden zwei Methoden untersucht. Zum einen das Einbringen des Wellenlängenschiebers ins aktive Volumen durch Lösen des Stoffes im flüssigen Xenon. Andererseits das Auftragen des Wellenlängenschiebers auf eine Glasplatte die zwischen dem aktiven Volumen und dem Photomultiplier platziert wird. Dabei wäre auch denkbar, den Stoff direkt auf das Eintrittsfenster des Photomultipliers aufzutragen, was in dieser Arbeit nicht verwirklicht wurde. Als dritte Methode wäre noch denkbar die Innenwand des Kupferkastens mit dem Wellenlängenschieber zu beschichten, wobei gleichzeitig noch die Reflexion an dieser Schicht genutzt werden könnte, um mehr Licht zu sammeln. Diese Methode wurde hier jedoch nicht untersucht.

4.1.1 Theoretische Behandlung

Bei Wellenlängenschiebern handelt es sich um organische Moleküle, die bei niedrigen Wellenlängen angeregt werden können und dann bei höheren wieder emittieren. Idealerweise geschieht die Anregung durch UV-Licht, während die Emission der

4 Versuche mit Wellenlängenschiebern

Fluoreszenzstrahlung im sichtbaren Bereich liegt.

Die Energie der Anregung verteilt sich auf zwei Arten. Zum einen findet elektronische Anregung statt, d. h. Elektronen werden auf höhere Energieniveaus gehoben. Der andere Teil geht in vibronische Anregungen über, also höhere Schwingungszustände des Moleküls. Die Relaxation von Letzterem geschieht über Molekülstöße. Dies sind strahlungslose Übergänge, die die Energie in Form von Wärme abgeben. Dieser Prozess findet auf einer Zeitskala von einigen Picosekunden statt und ist damit der schnellere. Die anschließende Abregung der Elektronen zurück in den Grundzustand nach einigen Nanosekunden trägt nun weniger Energie als die ursprüngliche Anregung, wodurch eine Verschiebung zwischen Absorption und Emission hin zu längeren Wellenlängen erreicht wird. Diese verschiedenen Prozesse werden übersichtlich in einem sogenannten Jablonski-Diagramm dargestellt 4.1.

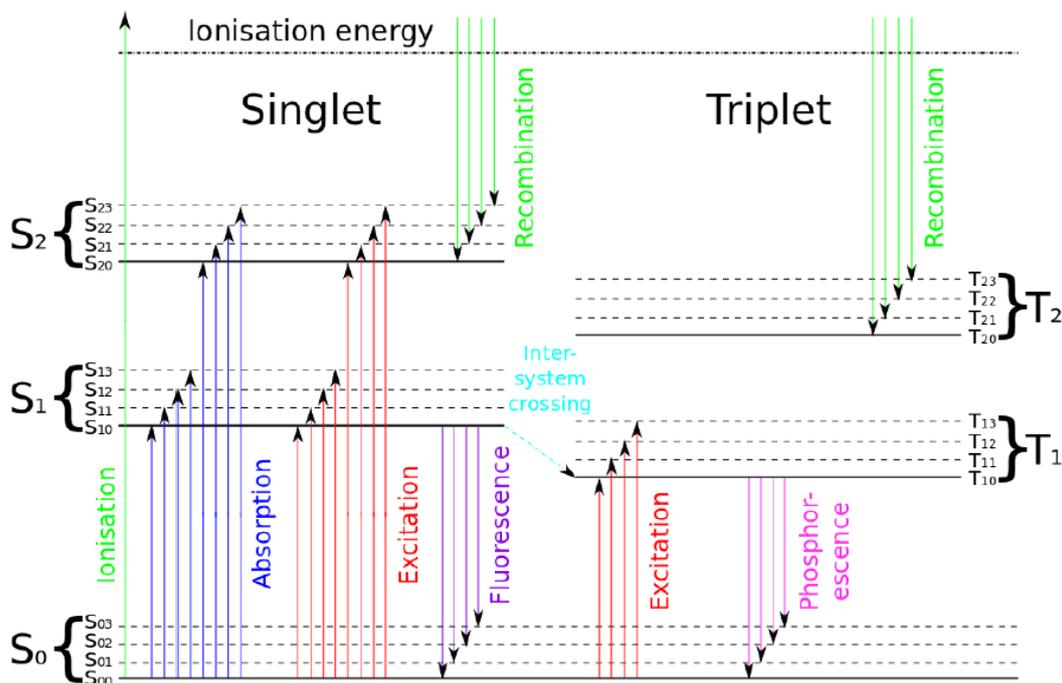


ABBILDUNG 4.1: Jablonski-Diagramm mit möglichen An- und Abregungen eines organischen Moleküls. Es existiert ein Singulett- und Triplettsystem je nachdem, ob die Spinorientierung des angeregten Elektrons im Verhältnis zum ungepaarten Elektron im Grundzustand anti-parallel oder parallel ist. Elektronische Zustände sind mit S_i ($i = 0,1,2,\dots$) gekennzeichnet, während S_{ij} ($j = 0,1,2,\dots$) die Energieniveaus der vibronischen Anregungen beschreibt. Bezüglich der Wellenlängenschieber gilt unser Interesse hier der Anregung (rot) und im Anschluss Abregung der Schwingungszustände (nicht mit Pfeilen eingezeichnet), gefolgt von Fluoreszenz (violett)[Hof12].

4.1.2 Natriumsalicylat, POPOP und Bis-MSB

Für unsere Versuche wurden drei Chemikalien, die als Wellenlängenschieber bekannt sind, ausgewählt und hinsichtlich ihrer Eignung für das Experiment untersucht.

- *Natriumsalicylat* $\geq 99,5\%$ p.a. von *Carl Roth GmbH*
- *POPOP* $\geq 99\%$ für die Szintillation von *Carl Roth GmbH*
- *Bis-MSB* $> 97\%$ von *Merck Schuchardt OHG*

Folgende Tabelle listet die grundlegenden Eigenschaften dieser Stoffe auf, während Abbildung 4.2 die zugehörigen Strukturformeln zeigt. Sofern nicht anders angegeben sind die Daten den entsprechenden Sicherheitsdatenblättern [Nat], [POP] und [Bis] entnommen.

Bezeichnung	Natriumsalicylat	POPOP	Bis-MSB
Chemische Nomenklatur	Natrium(2-hydroxybenzoat)	1,4-Bis-[2-(5-phenyloxazolyl)]-benzol	1,4-Bis(2-methylstyryl)-benzol
Summenformel	$C_7H_5NaO_3$	$C_{24}H_{16}N_2O_2$	$C_{24}H_{22}$
Schmelzpunkt	200 °C	243-246 °C	180-182 °C
H- und P-Sätze	H: 302-319 P: 260-305+351+338	keine Angabe	H: 302-319-413 P: 305+351+338
Löslichkeit	1000 g/l in H_2O	unlöslich in H_2O	keine Angabe
Abklingzeit[Ber71]	25.6 ns	1.5 ns	1.2 ns

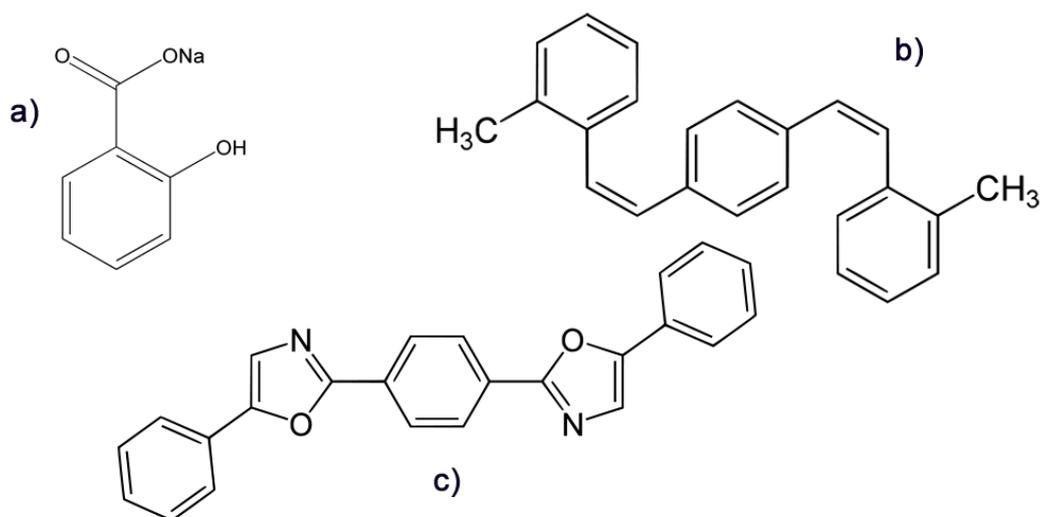


ABBILDUNG 4.2: Strukturformeln von Natriumsalicylat (a), Bis-MSB (b) und POPOP (c)

4.2 Spektren der Wellenlängenschieber

Um die spektralen Eigenschaften der ausgewählten Wellenlängenschieber hinsichtlich ihrer Eignung für unseren Versuchsaufbau zu untersuchen, wurden sie mit einem Fluoreszenzspektrometer (Fluorimeter) vermessen. Vergleichbares wurde schon in [Mar08], [Pru12] und [Opp13] unternommen.

4.2.1 Beschreibung der Messmethode

Geräteaufbau:

Verwendet wurde ein *Cary Eclipse Fluorescence Spectrometer* von *Agilent Technologies*, welches mit einer Auflösung von einem Nanometer misst. Als Lichtquelle dient eine Xenon-Blitzlampe. Der Gittermonochromator wird nur zwischen den Lichtblitzen der Lampe bewegt, sodass während der Aufnahme eines Datenpunkts bei konstanter Wellenlänge gemessen wird. Diese go-stop-flash-Methode läuft mit einer maximalen Geschwindigkeit von 24000 nm/min. Abbildung 4.3 zeigt den schematischen Aufbau eines Fluoreszenzspektrometers. Das Licht der Xenon-Lampe wird durch einen variablen Schlitz geleitet über den man die Intensität regeln kann und anschließend in einem Gittermonochromator aufgespalten. Danach wird das Anregungslicht in die Probe geleitet. Das entstehende Fluoreszenzlicht wird anschließend unter 90° zum einlaufenden Strahl beobachtet, um kein direktes Licht aus der Lampe im Spektrum zu haben. Wiederum läuft das Licht durch einen Schlitz zur Regelung der Intensität und einen Monochromator, bevor es durch einen Photomultiplier registriert wird.

Vorgehensweise:

Da bei der späteren Anwendung der Wellenlängenschieber zwischen Detektorvolumen und Photomultiplier nur der Reinstoff auf eine Glasplatte aufgebracht wird, damit keine zusätzlichen Einflüsse auf das Szintillationslicht entstehen, wird auch bei der Aufnahme der Spektren am Fluorimeter ausschließlich der Reinstoff gemessen. Somit entfallen im Spektrum Absorptions- und Emissionsbanden eines Lösemittels und zusätzlich eventuelle Wechselwirkungen zwischen gelöstem Stoff und Lösemittel.

Umgesetzt wurde dies dadurch, dass eine kleine Menge des jeweiligen, sehr feinkörnigen Pulvers in eine 1cm-Küvette gegeben und dann durch Schütteln erreicht wurde, dass ein Teil der Kristalle an der Innenwand haften blieb. Die Spektren, die sich mit dieser Methode ergeben, sind dann allerdings nur qualitativer Natur, da sich die Schicht, an der tatsächlich absorbiert wird, nicht bestimmen lässt. Es wurde

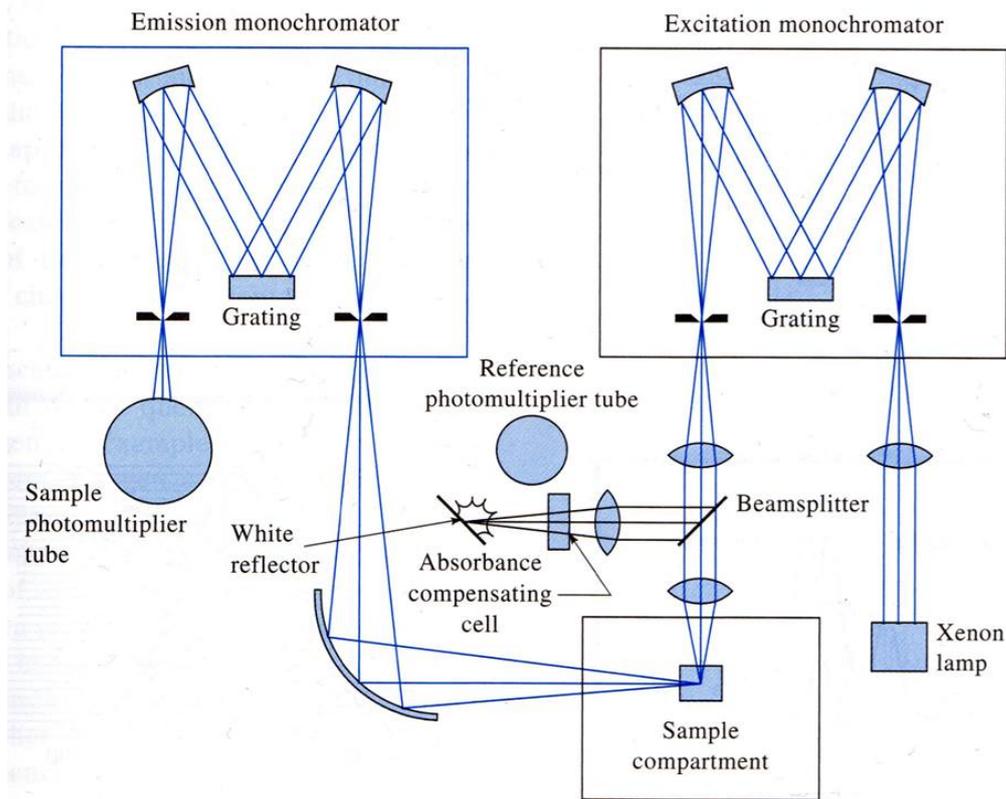


ABBILDUNG 4.3: Schematischer Aufbau eines Fluorimeters[Sko07].

die Emission der drei Substanzen in einem Wellenlängenbereich von 190 nm bis 600 nm vermessen, wobei mit 190 nm angeregt wurde, was die kürzeste in diesem Ausbau nutzbare Wellenlänge darstellt und dem Szintillationslicht des Xenons sehr nah kommt.

Des Weiteren wurden Absorptionsspektren aufgenommen. Hierzu wurde die Intensität der Emission bei 420 nm betrachtet, entsprechend der Wellenlänge der maximalen Empfindlichkeit des PMT, und die Anregungswellenlänge im Bereich von 190 nm bis 400 nm variiert. Es wird also indirekt die Absorption über ein Fluoreszenzspektrum gemessen, unter der Annahme, dass unabhängig von der absorbierten Wellenlänge mit gleicher Wahrscheinlichkeit Fluoreszenzlicht emittiert wird.

4.2.2 Gemessene Spektren

Emissionsspektren:

Natriumsalicylat weist eine breite Emissionsbande mit zwei Peaks im Bereich von 380 nm bis 480 nm auf. Der größere Peak hat sein Maximum bei etwa 420 nm, der kleinere bei etwa 440 nm. Siehe 4.4.

4 Versuche mit Wellenlängenschiebern

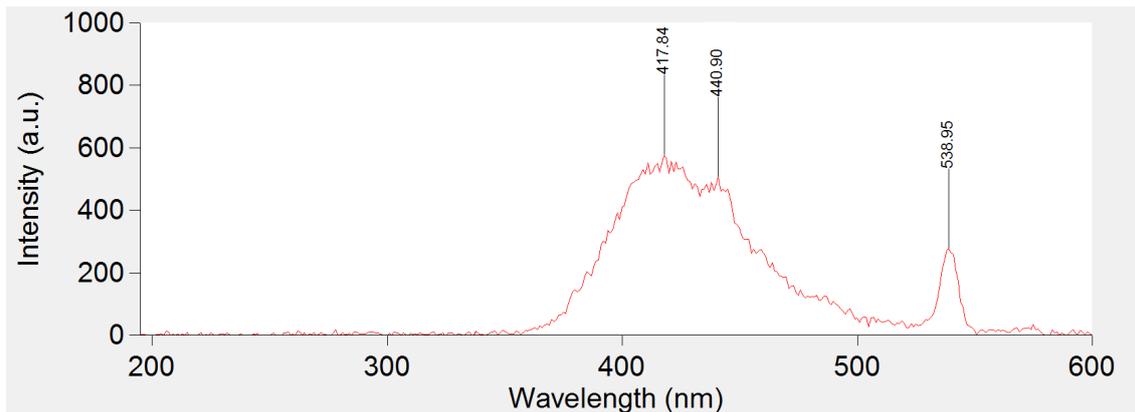


ABBILDUNG 4.4: Emissionsspektrum Natriumsalicylat.

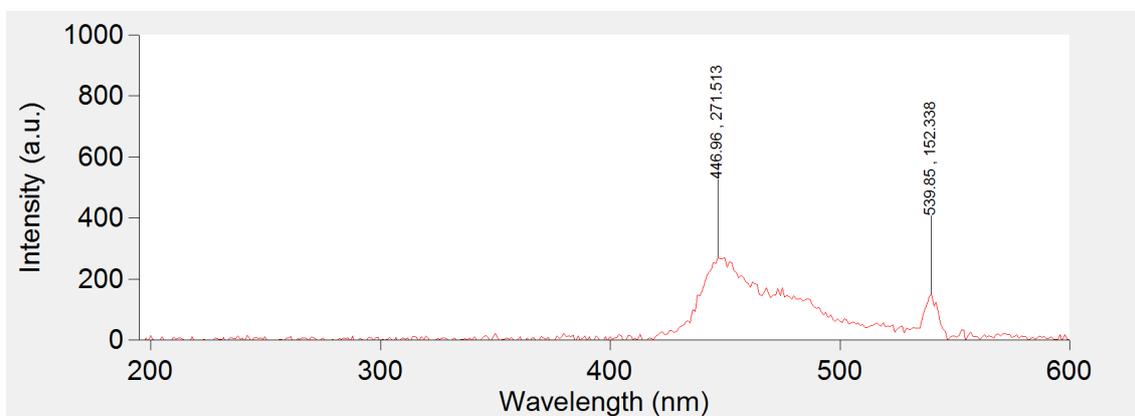


ABBILDUNG 4.5: Emissionsspektrum Bis-MSB.

Bis-MSB und POPOP haben qualitativ nahezu identische Emissionsspektren, was sich durch den ähnlichen Aufbau beider Moleküle erklären lässt. Emission findet hierbei im Bereich von 430 nm bis 520 nm statt mit einem Maximum bei ca. 445 nm. Siehe 4.5 und 4.6.

Die Peaks bei etwa 540 nm, die in allen Spektren auftauchen, haben nichts mit den jeweiligen Stoffen zu tun. Es handelt sich dabei um Reflexionen (die genaue Art ist nicht bekannt) an den Küvetten.

Absorptionsspektren:

Natriumsalicylat zeigt im Bereich von 190 nm bis 370 nm gute Absorptionseigenschaften. Siehe 4.7. Es ist davon auszugehen, dass sich dies extrapolieren lässt und auch noch bei 175 nm – dem Szintillationslicht von Xenon – der Fall ist.

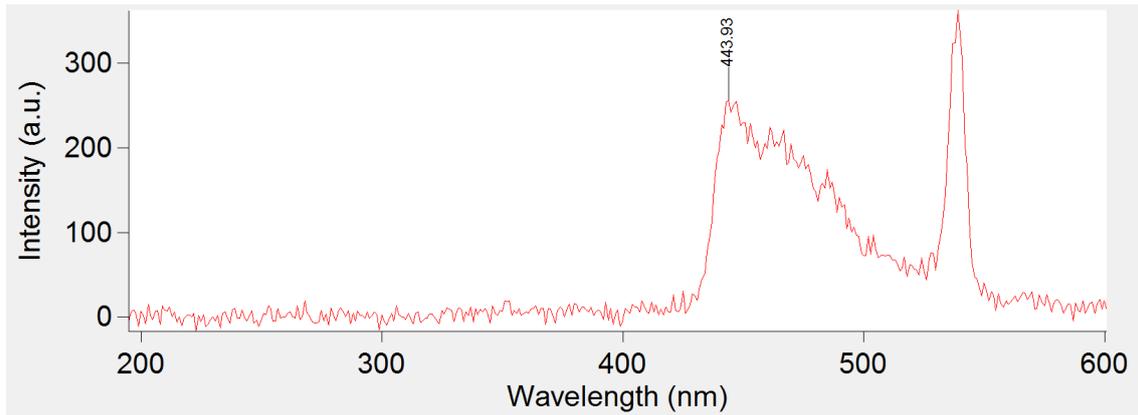


ABBILDUNG 4.6: Emissionsspektrum POPOP.

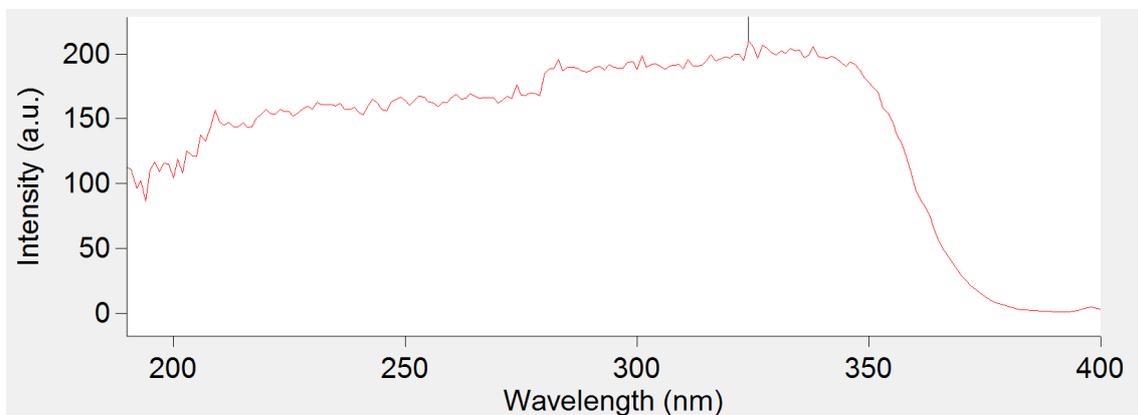


ABBILDUNG 4.7: Absorptionsspektrum von Natriumsalicylat.

Für POPOP und Bis-MSB konnten diese Messungen nicht durchgeführt werden.

4.3 Löslichkeitsversuche

Könnte man einen Wellenlängenschieber in gelöster Form direkt in das aktive Volumen einbringen, sodass man kurz nach der Emission des Szintillationslichts bereits eine Umwandlung zu längeren Wellenlängen bekommt, hätte dies den Vorteil, dass die Photonen auf dem Weg zum Photomultiplier durch das Xenon bereits eine größere Wellenlänge - und damit eine größere Streuungslänge λ_{sc} - haben, da die Rayleigh-Streuung unterdrückt ist. Außerdem wird damit auch die Absorption an Unreinheiten unterdrückt. Typische Verunreinigungen wie O_2 und H_2O haben starke Absorptionsbanden unterhalb von 200 nm. Dieser Effekt ist aber eher bei größeren Detektorvolumina relevant. Bei unserem Aufbau muss das Szintillationslicht nur wenige Zentimeter durch das Xenon zurücklegen, sodass der absolute Lichtverlust

4 Versuche mit Wellenlängenschiebern

gering ist. Um die prinzipielle Anwendbarkeit der Methode zu untersuchen, werden Löslichkeitsversuche durchgeführt, um zu testen, ob die angesprochenen chemischen Verbindungen in flüssigem Xenon gelöst werden können.

4.3.1 Vorgehensweise

Da es zu aufwändig und kostenintensiv ist - der Preis für Xenon liegen bei etwa 1000 Euro pro Liter - um die Löslichkeit der Wellenlängenschieber direkt im Xenon zu bestimmen, wurde günstiger Flüssigstickstoff als Lösemittel eingesetzt. Es wird erwartet, dass sich dieser aufgrund seiner chemischen und physikalischen Eigenschaften annähernd vergleichbar wie Xenon bezüglich seiner Lösemitteleigenschaften verhält. Um die Löslichkeit der Wellenlängenschieber zumindest größenordnungsmäßig zu simulieren wurde deshalb also ein Löslichkeitsversuch mit flüssigem Stickstoff gemacht.

Von den drei verwendeten Stoffen wurde jeweils eine Menge im Bereich von 0,2 – 1 Gramm in ein großes Reagenzglas gegeben und mit flüssigem Stickstoff befüllt. Um ständiges Verkochen des Stickstoffs zu verhindern, wurden die Reagenzgläser zusätzlich in einem Bad aus flüssigem Stickstoff gekühlt. Mit einem Plastikstab wurde gerührt, damit sich die Stoffe im LN₂ durchmischen und besser lösen können. Nach einer kurzen Wartezeit in der sich der ungelöste Rest auf dem Boden des Reagenzglases absetzen kann, wird ein definierter Teil (10 ml) des Stickstoffs in ein kleineres Reagenzglas, welches ebenfalls in flüssigem Stickstoff vorgekühlt wurde, abdekantiert und verdampft. Die kleinen Reagenzgläser werden vorher und nachher gewogen, um so die gelöste Masse der Wellenlängenschieber zu bestimmen.

4.3.2 Ergebnisse

Folgende Löslichkeiten wurden für die drei Stoffe bestimmt:

Stoff	Löslichkeit in LN ₂
Natriumsalicylat	0,20 g/l
Bis-MSB	< 0,01 g/l
POPOP	0,15 g/l

Aufgrund seiner geringen Löslichkeit scheidet Bis-MSB für den Versuch eher aus, während Natriumsalicylat und POPOP in Frage kommen.

Alle Ergebnisse haben zudem einen Fehler von ± 30 mg/l, der sich aus dem statistischen Fehler der Wägung plus eventuellen Unreinheiten im Stickstoff ergibt. Dies

wurde vorher ermittelt, indem vier Reagenzgläser leer gewogen, anschließend 10 ml LN_2 in ihnen verdampft und dann noch einmal gewogen wurden.

Dazu kommt ein Fehler von etwa 10 bis 20 %, da es schwierig war exakt bis zur 10ml-Markierung der Reagenzgläser aufzufüllen, weil der Stickstoff trotz Vorkühlung der Reagenzgläser bereits schnell wieder zu kochen begann.

Zusätzlich kann ein weiterer, gravierender Fehler nicht ausgeschlossen werden, nämlich dass beim Abdekantieren ungelöste Stoffkrümel mit ausgespült wurden. Es ist zu befürchten, dass durch die Blasenbildung des verkochenden Stickstoffs – was sich nie ganz vermeiden ließ – Teile des abgesetzten Feststoffs aufgewirbelt wurden, die dann ins kleine Reagenzglas gelangten und mit ausgewogen wurden. Dies könnte erklären, warum später (siehe 5.3) kein Effekt gesehen wurde als Natriumsalicylat ins aktive Volumen eingebracht wurde. Bei der eingedampften Menge von 10 ml flüssigen Stickstoff reicht es bereits einen Krümel von 2 mg mit auszuspülen, um die oben angegebenen Löslichkeiten zu suggerieren, wo keine sind.

Folglich ist es anzustreben eine bessere Methode zur Löslichkeitsbestimmung zu entwickeln. Behält man die Methode über Wägung bei, so sollte vorher ein Filtermechanismus eingebaut werden, um ungelöste Reste zurück zu halten. Andererseits könnte man auf optische Methoden oder Leitfähigkeitsmessung zurückgreifen.

4.4 Glasplatten

Um den Wellenlängenschieber zwischen das aktive Volumen und den Photomultiplier zu bekommen wurde die Methode gewählt, Glasplatten mit Natriumsalicylat zu beschichten und diese dann mithilfe einer Haltevorrichtung in das Isoliervakuum einzubringen.

4.4.1 Glasplattenhalter

Abbildung 4.8 zeigt den entworfenen Glasplattenhalter. Er wurde so konstruiert, dass Scheiben mit den Durchmessern ca. 78 mm und 67 mm darauf befestigt werden können. Dafür sorgen zwei Reihen von jeweils sechs Gewindebohrungen (vier unten, zwei oben) in die Schrauben mit Senkkopf gedreht werden können, welche die Scheibe dann fixieren. Über eine Gewindestange sind zwei Halbringe angebracht, deren Innendurchmesser dem des Gehäuses des Photomultipliers entspricht, sodass die Konstruktion einfach auf dieses aufgelegt werden kann. Die Positionierung im Detektor ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

4 Versuche mit Wellenlängenschiebern



ABBILDUNG 4.8: Glasplattenhalter mit eingebauter Quarzglasscheibe.

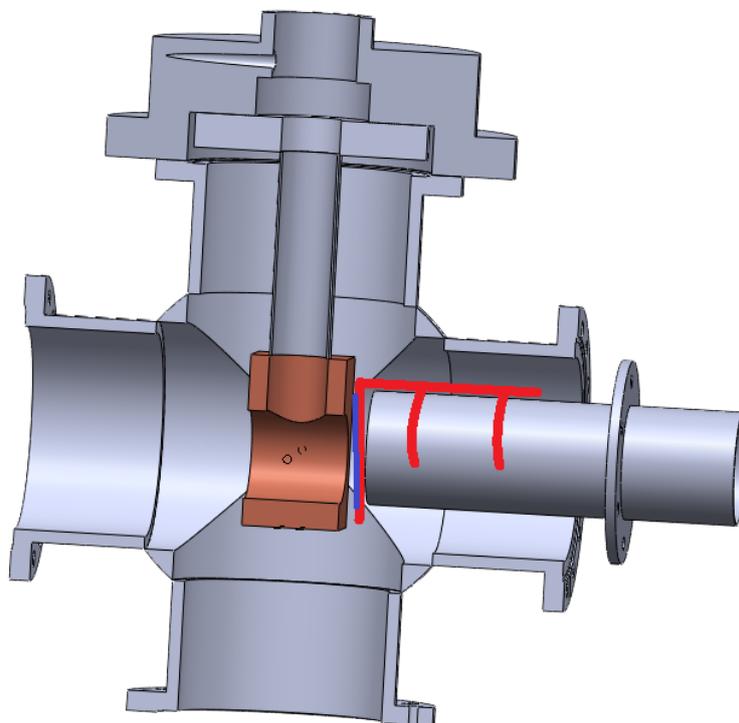


ABBILDUNG 4.9: Schnitt durch den Detektor mit angedeuteter Position des Scheibenhalters (rot) zwischen dem Gehäuse des Photomultipliers (von rechts kommend) und dem Kupferkasten (braun), der das Xenon enthält.

4.4.2 Beschichtung

Zum Beschichten der Scheiben wurde eine gesättigte Natriumsalicylat-Lösung in Reinstwasser hergestellt und verschiedene Methoden der Auftragung getestet. Das Erwärmen der Scheibe auf einer Ceranplatte hat sich dabei nicht bewährt, weder die Scheibe vorher mit Lösung zu beschichten und dann zu erwärmen, noch umgekehrt. Beides führte zu starken Inhomogenitäten der Schicht. Als deutlich sinnvoller hat es sich herausgestellt, mit einem feinen Pinsel eine sehr dünne Schicht aufzutragen und dann möglichst schnell für etwa zehn Sekunden unter eine Infrarotlampe zu halten, damit das Wasser rasch verdunstet.

Allerdings wurde festgestellt, dass die Schichten relativ schnell über Rekristallisationsprozesse, verursacht durch die Luftfeuchtigkeit, wieder deutliche Inhomogenitäten bilden. Abbildung 4.10 zeigt eine frisch beschichtete Scheibe im Vergleich zu einer Scheibe, die am vorherigen Tag beschichtet wurde. Um diesen Effekt zu vermeiden, wurden alle Scheiben, die in Versuchen verwendet wurden, frisch beschichtet und dann innerhalb von ca. 10 Minuten in den Versuchsaufbau integriert und das Isoliervakuum aufgebaut. Auf diese Weise wurde die Rekristallisation gestoppt, was man durch die Scheiben belegen konnte, die Tage später nach den Versuchen wieder ausgebaut wurden.

Die Quanteneffizienz der Natriumsalicylat-Schicht hängt von der Schichtdicke ab, was für eine Wellenlänge von $\lambda = 120$ nm schon von [Wal99] untersucht wurde und in Abbildung 4.11 dargestellt wird. Ist die Schicht zu dünn, dringt ein großer Teil des Lichts durch die Schicht ohne vom Wellenlängenschieber absorbiert zu werden. Ist die Schicht allerdings zu dick, sinkt die Quanteneffizienz wieder aufgrund von Reabsorption des bereits verschobenen Lichts.

Alle beschichteten Scheiben werden so eingebaut, dass das Szintillationslicht erst auf den Wellenlängenschieber trifft und anschließend durch die Scheibe zum Photomultiplier gelangt.

4.4.3 Messgeometrien

Es wurden fünf Messreihen mit folgenden Geometrien durchgeführt, wobei jeweils die gleiche Reihe von Messpunkten bei verschiedenen Spannungen der Potentialstäbe durchlaufen wurde:

Geometrie 1: unveränderter Aufbau (kein Wellenlängenschieber, keine Scheibe)

Geometrie 2: mit Quarzscheibe + Wellenlängenschieber

Geometrie 3: mit Glasscheibe + Wellenlängenschieber

Geometrie 4: mit Glasscheibe, ohne Wellenlängenschieber

4 Versuche mit Wellenlängenschiebern

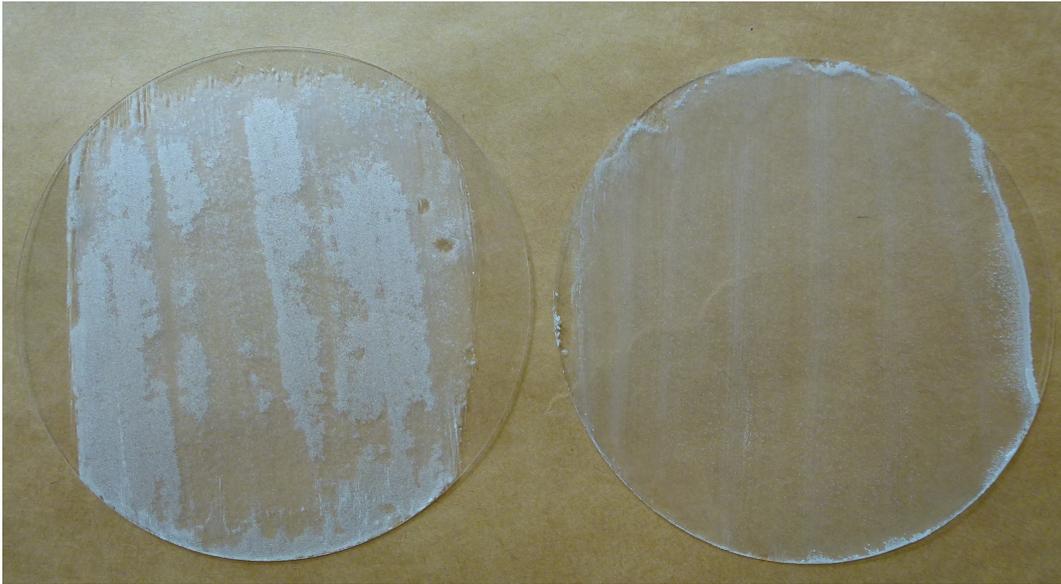


ABBILDUNG 4.10: Frisch beschichtete Glasplatte (rechts) im Vergleich zu Beschichtung vom Vortag (links).

Geometrie 5: mit Glasscheibe + Wellenlängenschieber in aktiven Volumen

Aus dem Vergleich dieser Messreihen lässt sich nun bestimmen, ob - und wenn ja, wie gut - die Maßnahme mit dem Einsatz eines Wellenlängenschiebers zu einer Verbesserung der Lichtdetektion geführt hat. Geometrie 1 stellt dabei den zu verbessernden Ausgangszustand dar.

Mit Geometrie 2 registriert man am Photomultiplier die Summe aus verschobenem Licht (ca. 420 nm) und evtl. restlichem Szintillationslicht (175 nm), das nicht mit dem Wellenlängenschieber in Wechselwirkung getreten ist. Dies ist möglich, da Quarzglas ein Transmissionsfenster von 170 nm - 5000 nm hat und somit für beide Signale durchlässig ist.

Geometrie 3 verwendet im Gegensatz zu Geometrie 2 eine Scheibe aus Borosilikat statt Quarzglas. Das Transmissionsfenster ist hier bei 310 nm - 2200 nm und das ursprüngliche Szintillationslicht des Xenons wird jetzt also von der Scheibe absorbiert. Dadurch lässt sich nun aus dem Vergleich mit Geometrie 2 schließen, wie effektiv der Wellenlängenschieber das Szintillationslicht umwandelt.

Geometrie 4 dient zur genauen Bestimmung der Absorption der Glasscheibe.

Schlussendlich wird in Geometrie 5 der Wellenlängenschieber ins aktive Volumen eingebracht, wobei die Glasscheibe noch eingelegt ist. Im Vergleich zu der Methode mit den Glasplatten erwartet man hier eine mindestens doppelt so hohe Lichtausbeute falls sich der Wellenlängenschieber tatsächlich löst. Bei den Glasplatten wird

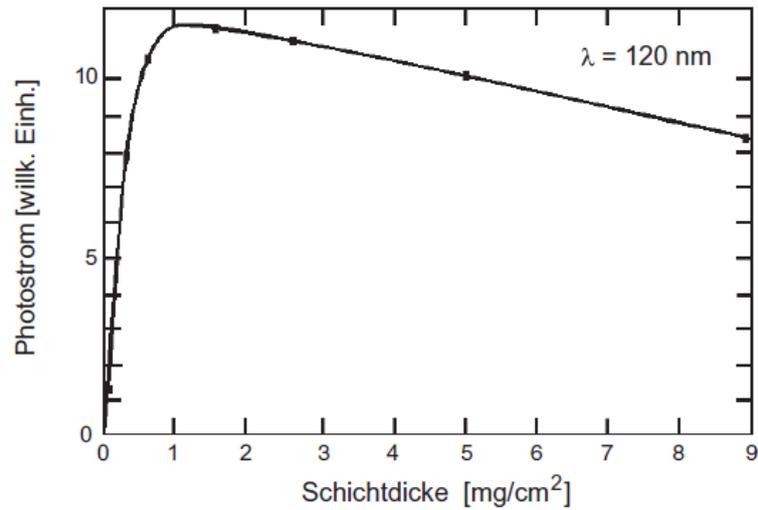


ABBILDUNG 4.11: Photostrom (als Maß für die Quanteneffizienz), erzeugt durch Natriumsalicylat bei Bestrahlung mit einer Wellenlänge von 120 nm, in Abhängigkeit der Schichtdicke[Wal99].

mindestens die Hälfte des remittierten Lichts nicht zum Photomultiplier gelangen, da der Wellenlängenschieber nach der Anregung wieder zufällig in alle Richtungen emittiert. Passiert dies jedoch noch innerhalb des aktiven Volumens entsteht kein Verlust, da die gleiche Menge an Licht durch das Austrittsfenster geht.

4 Versuche mit Wellenlängenschiebern

5 Ergebnisse und Diskussion

Für alle im Folgenden beschriebenen Versuchsreihen wurde ^{60}Co als γ -Quelle verwendet. Diese befand sich in einem Abstand von ca. 1 m vom aktiven Volumen.

5.1 Abhängigkeit der Licht- und Ladungskurven vom elektrischen Feld

Um die qualitative Abhängigkeit der Licht- und Ladungssignale vom elektrischen Feld zu zeigen, wurden Spektren bei verschiedenen Potentialspannungen aufgenommen.

Für die folgenden Messdaten wurde Messgeometrie 2 (mit Quarzscheibe + Wellenlängenschieber) herangezogen, dabei wurde der Potentialstab, der sich näher am MgF_2 -Fenster befindet, auf positive Spannung gelegt, während der andere ebenso wie das Kupfergehäuse auf 0 V gelegt waren. Es wurde jeweils das integrierte Lichtsignal sowie die Ladungsmenge am Potentialstab für verschiedene Spannungen (0 V, 50 V, 100 V, 300 V, 500 V, 700 V, 1000 V, 1200 V) über immer 300 Sekunden aufgezeichnet. Dabei wurde für jedes Ereignis eine Mindestamplitude für das Lichtsignal über die Triggerschwelle gefordert.

In Abbildung 5.1 ist für die einzelnen Messungen Licht- gegen Ladungssignal aufgetragen. Sehr gut erkennt man, wie bei steigender Spannung die Ladungsamplituden zu- und die Lichtamplituden abnehmen. Die Antikorrelation beider Signale findet sich hier bestätigt.

Vergleicht man nun die Verhältnisse der durchschnittlichen Ladungs- und Lichtamplituden, erhält man den Zusammenhang dargestellt in Abbildung 5.2. Ein deutlich sichtbarer Sättigungseffekt in Richtung höherer Feldstärke ist hier allerdings noch nicht zu erkennen.

Aufgrund des inhomogenen, elektrischen Feldes in unserer Versuchsgeometrie, wird für jede Spannung allerdings über einen weiten Bereich des Feldes gemittelt. Dieser Bereich lässt sich aber weiter einschränken.

5 Ergebnisse und Diskussion

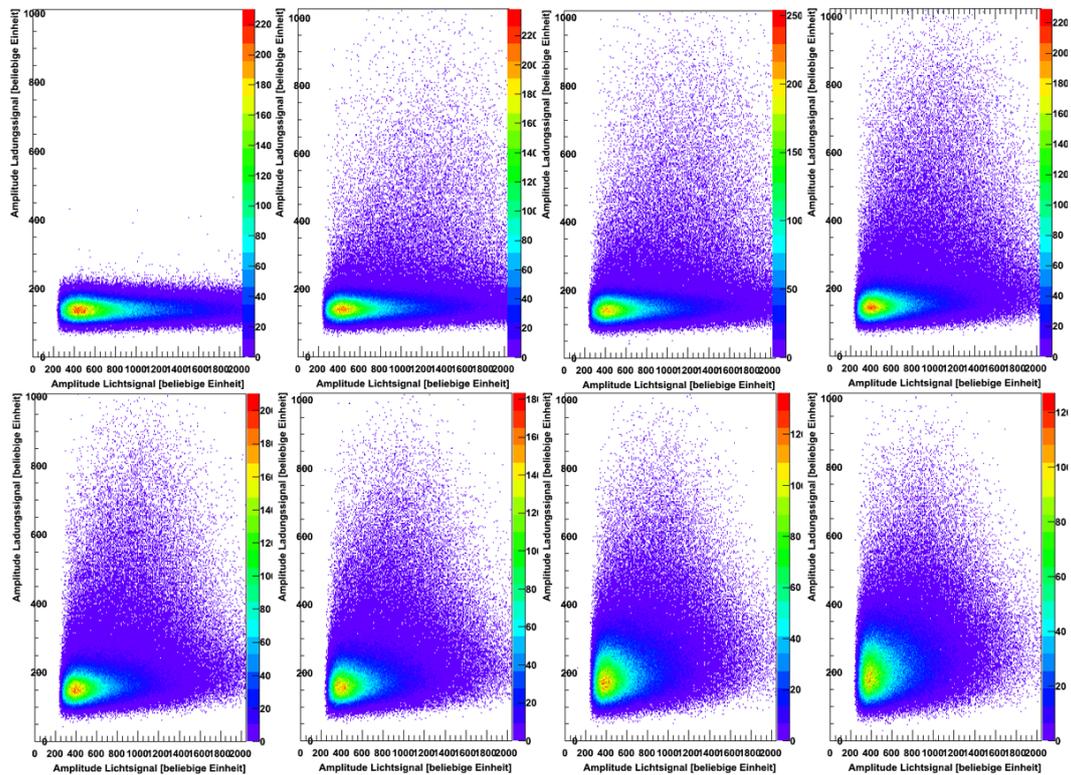


ABBILDUNG 5.1: Licht- (x-Achse) und Ladungsamplituden (y-Achse) gegeneinander aufgetragen für die Potentialspannungen 0 V, 50 V, 100 V, 300 V (oben von links nach rechts) und 500 V, 700 V, 1000 V, 1200 V (unten von links nach rechts).

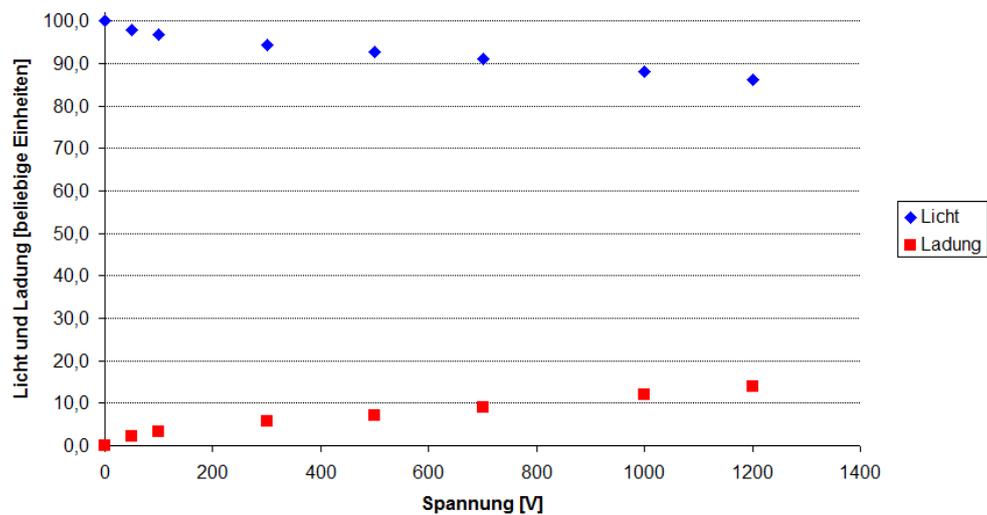


ABBILDUNG 5.2: Verhältnis der Licht- und Ladungsamplituden in Abhängigkeit der Potentialspannung.

5.1 Abhängigkeit der Licht- und Ladungskurven vom elektrischen Feld

Ladungswolken, die in größerer Entfernung zum Potentialstab entstehen brauchen länger, um zu diesem zu gelangen und spüren zudem auf ihrem Weg ein kleineres, mittleres Feld, da die Feldstärke radial abnimmt. Die Zeitdifferenz zwischen Licht- und Ladungssignal kann also als qualitatives Maß für die Stärke des elektrischen Feldes betrachtet werden.

Es wurden die Daten einer bereits älteren Messung ausgewertet, die mit 1991 Sekunden Messzeit über mehr Statistik verfügt. Die Potentialspannung betrug 930 V und es wurde weder Wellenlängenschieber noch Scheibe zwischen aktiven Volumen und Photomultiplier eingesetzt. Es wurde also direkt das aktive Volumen beobachtet und das kurzwellige Licht aus dem Xenon über den Raumwinkel den der Photomultiplier abdeckt nachgewiesen. Abbildung 5.3 zeigt die gesamten Licht- und Ladungssignale, also für alle Zeitdifferenzen. Dies wurde wiederum in Abbildung 5.4 in einzelne Plots mit jeweils Zeitbereichen von ca. 100 ns separiert. Jeder einzelne Plot stellt damit nur die Datenpunkte in einem bestimmten Intervall dar und ist stellvertretend für eine zugehörige mittlere Feldstärke.

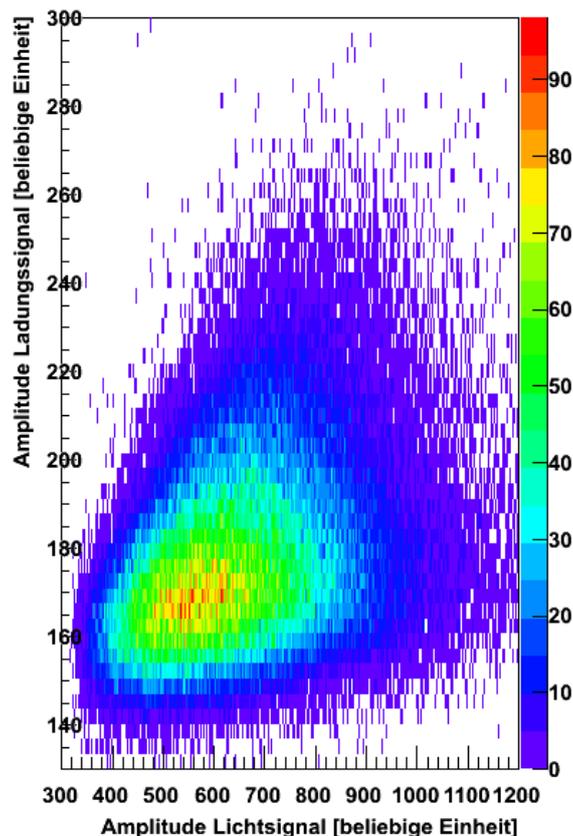


ABBILDUNG 5.3: Gesamte Licht- und Ladungssignale der Messung mit 930 V Potentialspannung.

5 Ergebnisse und Diskussion

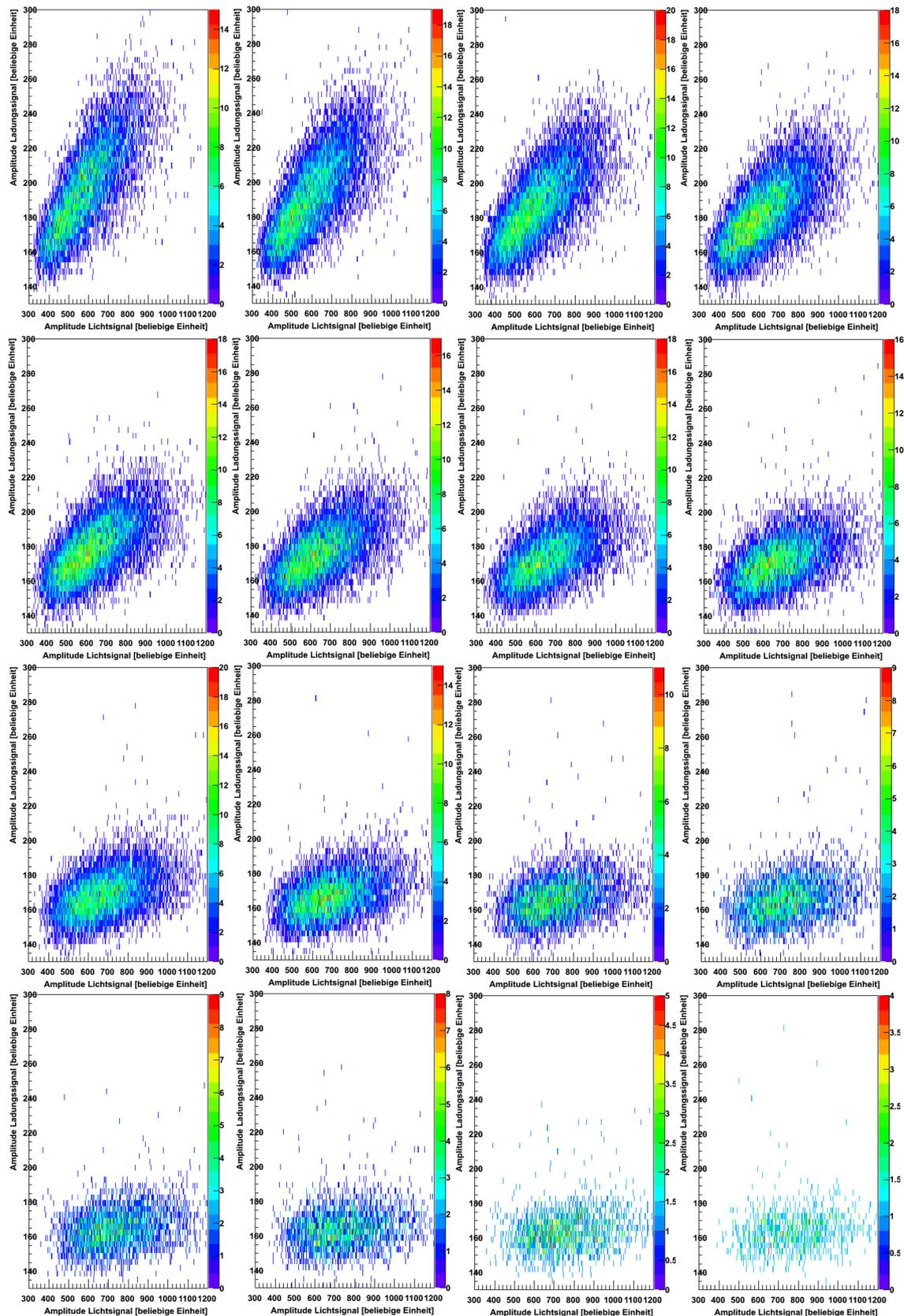


ABBILDUNG 5.4: Aufteilung der Gesamtsignale in einzelne Histogramme mit jeweils ähnlicher Zeitdifferenz zwischen Ladungs- und Lichtsignal (Zeitdifferenzen steigend von links nach rechts und oben nach unten).

5.1 Abhängigkeit der Licht- und Ladungskurven vom elektrischen Feld

Mit dem gegebenen Potential ergibt sich nach Formel 3.1 ein elektrisches Feld von

$$\vec{E}(r) = \frac{372V}{r} \cdot \vec{e}_r \quad (5.1)$$

Berücksichtigt man Abbildung 2.1 lässt sich daraus schließen, dass man für einen Radius von 1 cm um den Stab eine Driftgeschwindigkeit der Elektronen von etwa 2 mm/ μ s angenommen werden kann. Die in Abbildung 5.3 gezeigten Ereignisse enthalten also die gesammelten Ladungsträger bis in einem Abstand von ca. 3,2 mm um die Oberfläche des Potentialstabs. Die zeitlich separierten Ereignisse aus Abbildung 5.4 entsprechen damit jeweils den gesammelten Ladungsträgern in einem Hohlzylinder um den Potentialstab, mit Mantelstärken von 0,2 mm (entsprechend einer Driftdauer von 100 ns). Es kann also nur einige Millimeter um den Stab eine gute Ortsbestimmung erreicht werden. Bei größeren Entfernungen sinkt die Statistik zu stark. Man benötigt folglich mehr Potentialstäbe, um eine Ortsauflösung über einen größeren Bereich zu erhalten. Zudem müssten diese dünner sein, da sie mit einem aktuellen Durchmesser von 3 mm dann einen großen Teil des aktiven Volumens für sich beanspruchen würden, was sowohl Ladungs- als auch Lichtsammlung stark einschränken würde.

Wie schon im Fall mit den veränderten Potentialspannungen, wurden auch hier die Ladungs- und Lichtamplituden verglichen (siehe Abbildung 5.5). Es ist zu beachten, dass hier größere Zeitdifferenzen kleineren, mittleren Feldstärken entsprechen, die Graphik als im Verhältnis zu 5.2 anders herum zu lesen ist.

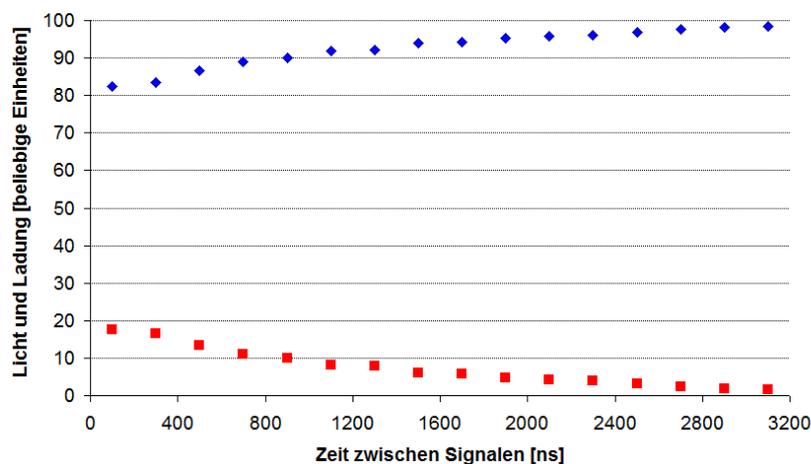


ABBILDUNG 5.5: Verhältnis der Licht- und Ladungsamplituden in Abhängigkeit der Zeitdifferenzen (als Maß für die mittlere elektrische Feldstärke).

Wiederum sieht man deutlich die erwartete Antikorrelation. Eine Sättigung ist hingegen auch hier schwer zu erkennen. Diese wäre vielleicht durch kleinere Wahl der Zeitintervalle zu sehen, worunter dann allerdings die Statistik schlechter wird.

Um die Kurven der Amplitudenverhältnisse aus den Abbildungen 5.2 und 5.5 quantitativ mit den Verläufen aus 2.2 vergleichen zu können, müssen vorher noch die Lichtspektren angepasst werden. Diese sind zueinander verschoben, da für alle Potentialspannungen bei der Lichtauslese die gleiche Triggerschwelle verwendet wurde und einen quantitativen Vergleich über das gemittelte Lichtsignal nicht möglich macht.

5.2 Dokumentation des Verflüssigungsprozesses

Um den Verflüssigungsprozess des Xenons mit zugegebenen Wellenlängenschieber (ca. 60 mg Natriumsalicylat) zu beobachten, wurde der Photomultiplier ausgebaut und an seiner Stelle ein Fensterflansch installiert. Auf diese Weise erhält man Informationen über das Verhalten der Xenonphasen während der Prozedur, worauf beim Betrieb mit Photomultiplier nur indirekt über die Druckanzeigen des Gassystems geschlossen werden kann. Im Speziellen ist aber interessant, wie sich das Natriumsalicylat während der Verflüssigung und vor allem im stabilen Betrieb verhält.

Bei Beginn konnte man noch sehen, dass Natriumsalicylat von der vorherigen Messreihe an der Wand des Kupferkastens und des MgF_2 -Fensters anhaftete. Nach dem Abkühlen des Kastens auf ca. -130 °C wurde Xenongas aus dem Vorratsbehälter eingelassen und es bildete sich an den Wänden langsam eine durchsichtige, monokristalline Schicht festen Xenons. Nachdem diese Schicht dick genug war, um die kalte Wand zu isolieren, verflüssigte sich das nachkommende Xenongas darauf. Bei halber Füllhöhe wurde das Ventil zum Vorratsbehälter geschlossen, woraufhin der Druck unterhalb des Triplepunkts (0,816 bar) fiel und das flüssige Xenon schichtweise in undurchsichtiger, polykristalliner Form von oben nach unten festfror. Über die Heizwiderstände wurde die Temperatur so erhöht, dass das Xenon-Eis langsam schmolz. Dabei konnte man beobachten, wie sich das Natriumsalicylat langsam von der Wand löste und nach oben stieg. Bei einem Druck von ca. 1,35 bar und einer Temperatur von ca. -98 °C waren die Bedingungen erreicht, bei denen alle Messungen durchgeführt wurden. Das Xenon war dabei komplett verflüssigt und das Natriumsalicylat schwamm als Schicht auf der Oberfläche, was nicht verwunderlich ist da, es mit $0,32\text{ g/cm}^3$ eine fast zehnmal kleinere Dichte hat als das flüssige Xenon

5.2 Dokumentation des Verflüssigungsprozesses

($2,49 \text{ g/cm}^3$). Die Flüssigkeit selbst war ohne eine erkennliche Trübung durch eventuell kolloidal gelöste Partikel. Anschließend wurde die Kühlung durch den flüssigen Stickstoff unterbrochen und mit dem Heizen begonnen, um das Xenon rückzuführen. Als dieses zu kochen begann, sah man eine deutliche Trübung durch das aufgewirbelte Natriumsalicylat-Pulver. Sank der Druck wieder unter den Triplepunkt, verfestigte sich das Xenon und bildete dabei lamellenartige Schichten. Im Zuge dessen werden auch die anfangs beobachteten Ablagerungen des Wellenlängenschiebers an den Wänden erzeugt. Ist das gesamte Xenon wieder verdampft und aufgefangen, bleibt der Großteil des Natriumsalicylats am Boden, der Rest an den Wänden zurück, wobei man dabei gut die einzelnen Flüssigkeitsstände sehen kann, bei denen das Xenon jeweils fest wurde. Die wichtigsten Stellen der beschriebenen Prozedur wurden photographisch festgehalten und sind in Abbildung 5.6 gezeigt.

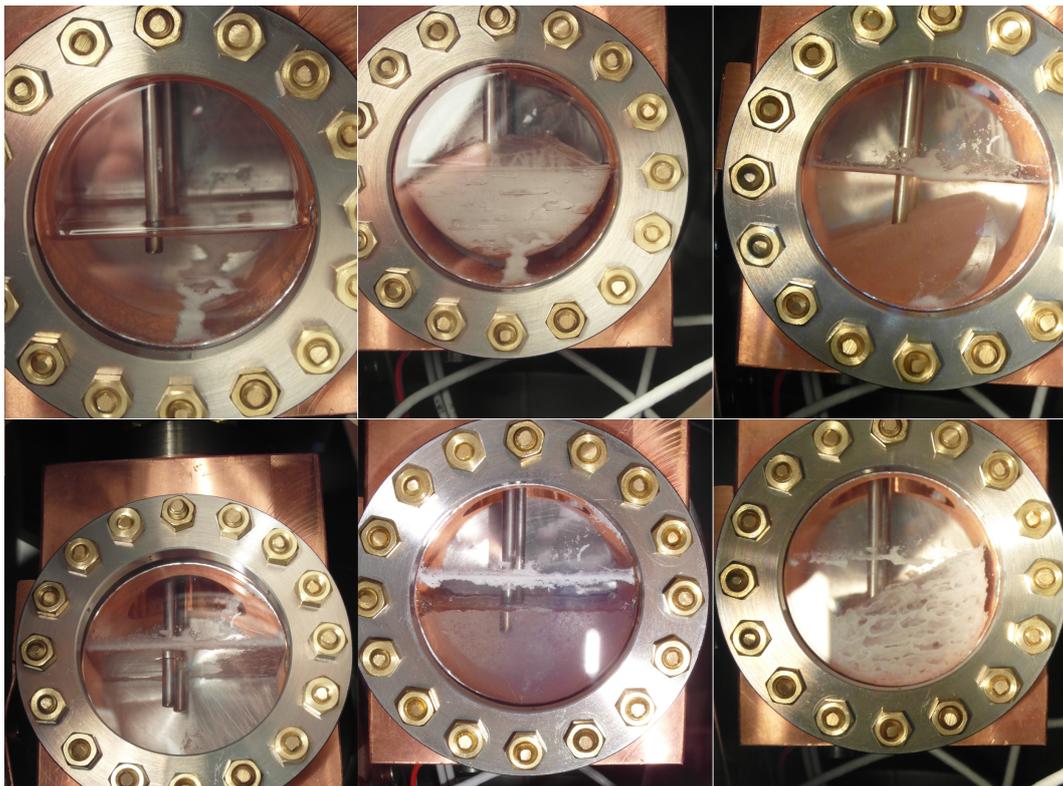


ABBILDUNG 5.6: Phasen des Xenons während einer Versuchsreihe. Oben links: Festes und flüssiges Xenon mit Natriumsalicylat an der Scheibe. Oben Mitte: Mono- und polykristallines Xenon. Oben rechts: Auftauen des zweiphasigen Xenon-Eises. Unten links: Stabiler Betrieb mit schwimmender Natriumsalicylat-Schicht. Unten Mitte: Aufwirbelung des Natriumsalicylats durch kochendes Xenon. Unten rechts: Lamellenartig gefrorenes Xenon beim Rückführungsprozess.

5.3 Einsatz des Wellenlängenschiebers

Ob der Einsatz des Wellenlängenschiebers eine signifikante Verbesserung der Energieauflösung bewirken kann, wurde durch Vergleich der fünf in 4.4.3 beschriebenen Messgeometrien ermittelt. Dazu wurden die mittleren Lichtsignalamplituden der fünf Versuchsreihen verglichen, wobei die Messungen ohne angelegte Potentialspannung verwendet wurden, da die Amplituden des Lichtsignals hier maximal sind. Es ergeben sich folgende Verhältnisse, in prozentualen Anteilen des anfänglichen, unveränderten Aufbaus:

Messgeometrie	Verhältnis zu vorherigem Messaufbau
Quarzscheibe + Wellenlängenschieber	97 %
Glasscheibe + Wellenlängenschieber	92 %
Glasscheibe	40 %
Wellenlängenschieber im aktiven Volumen	71 %

Abbildung 5.7 zeigt die zugehörigen Amplitudenspektren.

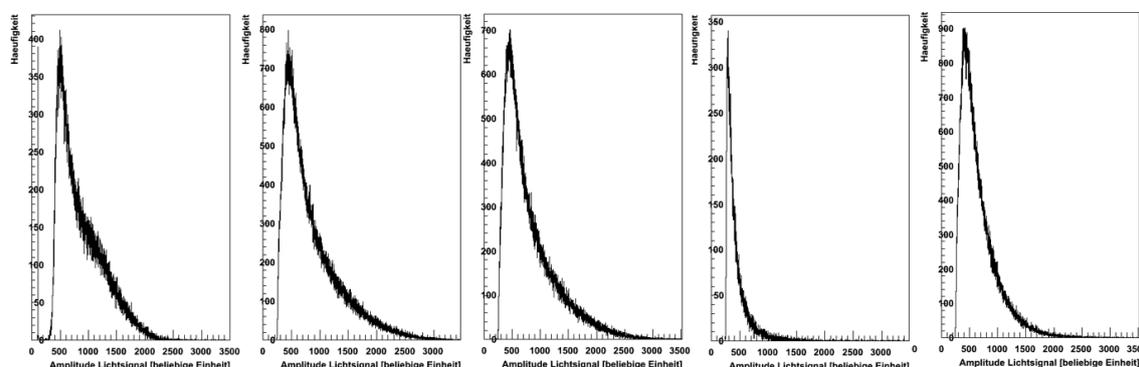


ABBILDUNG 5.7: Gemessene Lichtsignale bei ausgeschalteter Potentialspannung für die fünf verschiedenen Messgeometrien (Geometrien 1-5 von links nach rechts).

Es wurde also durch die Maßnahme, den Wellenlängenschieber zwischen aktives Volumen und Photomultiplier zu bringen, keine Verbesserung der Energieauflösung erreicht. Die 97 % zeigen, dass die Verbesserung der Quanteneffizienz am Photomultiplier gerade in etwa ausreicht, um den Verlust durch den Remissionsprozess im Wellenlängenschieber in alle Raumrichtungen (siehe 4.4.3) zu kompensieren. Der geringe Unterschied zwischen Quarz- und Glasscheibe zeigt immerhin, dass die Umwandlung des Szintillationslichts in eine größere Wellenlänge mit dem Wellenlängen-

schieber sehr effektiv ist.

Erstaunlich ist, dass mit dem Wellenlängenschieber im aktiven Volumen keine Verbesserung erreicht wurde. Es muss davon ausgegangen werden, dass dieser sich nicht gelöst hat. Beim Anlegen einer Potentialspannung wurde auch kein Strom gemessen, was ein Hinweis darauf sein kann, da Natriumsalicylat beim Lösen in Ionen dissoziieren müsste und somit eine Leitfähigkeit im flüssigen Xenon messbar wäre. Da im Verhältnis zur Messung ohne Wellenlängenschieber jedoch trotzdem eine bessere Lichtsammlung erreicht wurde, scheint Szintillationslicht verschoben worden zu sein. Es ist anzunehmen, dass dies von Schichten des Wellenlängenschiebers kommt, die an der Wandung des Kupferkastens und der Scheibe haften blieben oder auf der Flüssigkeit schwammen, wie in Abbildung 5.6 oben und unten links zu sehen ist.

5 *Ergebnisse und Diskussion*

6 Ausblick

Hochenergetische Gammastrahlung wechselwirkt im Detektormedium dominant über Compton-Streuung und deponiert typischerweise nur einen Teil der Energie in einem Wechselwirkungspunkt. Damit sind qualitative Eigenschaften des Detektors schwer zu charakterisieren. Dies war eine wesentliche Limitierung in der Analyse der gezeigten Experimente. Niederenergetische Gammastrahlung, die dominant über Photoeffekt im aktiven Volumen absorbiert wird, kann gegenwärtig durch das dicke Detektorgehäuse ins aktive Volumen eindringen. Eine deutliche Vereinfachung weiterer Experimente könnte durch eine Quelle monoenergetischer Strahlen erreicht werden.

Durch die Lichtauslese auf einer Seite kann außerdem nur ein relativ kleiner Teil des Lichts nachgewiesen werden. Ein Ansatz wäre die Anbringung eines Reflektors im aktiven Volumen, um mehr Szintillationslicht durch das MgF_2 -Fenster zum Photomultiplier leiten zu können. Dies könnte in Form eines Spiegels, einer Reflexionsfolie oder eventuell einer reflektierenden Schicht mit integriertem Wellenlängenschieber an der Innenwand des Kupferkastens umgesetzt werden.

Neben der Lichtsammlung benötigt auch die Sammlung der Ladung, welche für eine sinnvolle Ortsauflösung unerlässlich ist, Optimierung. Hierzu ist es nötig mit einer größeren Anzahl von dünnen Potentialstäben das elektrische Feld im Kupferkasten möglichst homogen zu gestalten, was durch eine Anordnung von mehreren konzentrischen Ringen erreicht werden kann. Auch ein Gitter aus Potentialstäben, das 2-dimensionale Ortsauflösung ermöglichen würde, wäre prinzipiell vorstellbar. Da trotz der geringen Löslichkeit die Integrierung des Wellenlängenschiebers im aktiven Volumen weiterhin sehr vielversprechend erscheint, wäre es vorstellbar andere Methoden hierfür zu untersuchen, zum Beispiel über die bereits erwähnte Beschichtung von Oberflächen. Denkbar wäre auch durch Verwirbelung der Substanz für eine isotrope Verteilung im Xenon zu sorgen. Darüber hinaus kommt noch in Frage, die bereits erwähnten Avalanche-Photodioden direkt im aktiven Volumen zu platzieren und zusätzlich noch mit einem Wellenlängenschieber zu beschichten. Dadurch würde eine höhere Quanteneffizienz erreicht und gleichzeitig kann, durch den Einsatz mehrerer Dioden, eine größere Fläche für die Lichtsammlung abgedeckt werden.

6 Ausblick

Ergänzend wäre es noch interessant die Auswirkungen von Unreinheiten verschiedener Arten und Konzentrationen im Xenon zu untersuchen, da diese einen sehr starken Einfluss auf eine wirksame Licht- und Ladungssammlung haben.

Literaturverzeichnis

- [Alv74] Alves, M.A.F. and dos Santos, M.C.M. and Policarpo, A.J.P.L. Wavelength Shifters for Xenon Proportional Scintillation Counters. *Nucl. Instrum. Meth.*, 119:405–406, Apr 1974.
- [Alv04] Alvares, C.R. The Advanced Gamma Ray Tracking Array AGATA. *Braz. J. Phys.*, 34(3A):995–998, Sep 2004.
- [Apr10] Aprile, E. and Doke, T. Liquid xenon detectors for particle physics and astrophysics. *Rev. Mod. Phys.*, 82(3):2053–2097, Jul 2010.
- [Ber71] Berlman, I.B. *Handbook of Fluorescence Spectra of Aromatic Molecules*. Academic Press, 1971.
- [Bez11] Bezrukov, F. and Kahlhoefer, F. and Lindner, M. Interplay between scintillation and ionization in liquid xenon dark matter searches. *Astropart. Phys.*, 35(3):119–127, Oct 2011.
- [Bis] Sicherheitsdatenblatt Bis-MSB. <http://www.sigmaaldrich.com/MSDS/MSDS/>. Zuletzt aufgerufen am 31.08.2013.
- [Bol92] Bolozdynya, A.I. and others. Nuclear Structure Studies on Exotic Nuclei by Direct Reactions in Inverse Kinematics. *Acta Phys. Polon. B*, 24:303–325, May 1992.
- [Bol08] Bolozdynya, A.I. and others. Using a Wavelength Shifter to Enhance the Sensitivity of Liquid Xenon Dark Matter Detectors. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 55(3):1453–1457, Jun 2008.
- [Hei07] Heinz, A. FISSION OF RADIOACTIVE BEAMS AND DISSIPATION IN NUCLEAR MATTER*, 2007.
- [Hit05] Hitachi, A. Properties of liquid xenon scintillation for dark matter searches. *Astropart. Phys.*, 24(3):247–256, Oct 2005.

Literaturverzeichnis

- [Hof12] Hofmann, M.A. *Liquid Scintillators and Liquefied Rare Gases for Particle Detectors*. PhD thesis, Technische Universität München, 2012.
- [Inc90] Incicchitti, A. and Belli, P. and Scafì, M. Liquid xenon as a detector medium. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 289(1-2):236–242, Apr 1990.
- [Jor70] Jortner, J. and Raz, B. Experimental evidence for trapped exciton states in liquid rare gases. *Proc. R. Soc. A*, 317(1528):113–131, May 1970.
- [Kae13] Kaepfel, M.V. Lichtemission aus flüssigem Xenon. Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2013.
- [Kno10] Knoll, G.F. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [Kub79] Kubota, S. and others. Dynamical behavior of free-electrons in the recombination process in liquid argon, krypton, and xenon. *Phys. Rev. B*, 20(8):3486–3496, 1979.
- [Mar08] Marrodan Undagoitia, T. *Measurement of light emission in organic liquid scintillators and studies towards the search for proton decay in the future large-scale detector LENA*. PhD thesis, Technische Universität München, 2008.
- [Mil68] Miller, L.S. and Howe, S. and Spear, W.E. Charge Transport in Solid and Liquid Ar, Kr and Xe. *Phys. Rev.*, 166:871–877, 1968.
- [Nat] Sicherheitsdatenblatt Natriumsalicylat. http://www.carlroth.com/media/_de-de/sdpdf/CP39.PDF. Zuletzt aufgerufen am 31.08.2013.
- [Ni,06] Ni, K. *Development of a Liquid Xenon Time Projection Chamber for the XENON Dark Matter Search*. PhD thesis, Columbia University, 2006.
- [Opp13] Oppenheimer, C. Determination of the light yield and transparency of LAB-scintillators as a function of the Bis-MSB concentration. Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2013.
- [Pho] Datenblatt Hamamatsu Photomultiplier Tube R375. <http://html.alldatasheet.com/html-pdf/62717/HAMAMATSU/R375/403/1/R375.html>. Zuletzt aufgerufen am 31.08.2013.
- [POP] Sicherheitsdatenblatt POPOP. http://www.carlroth.com/media/_de-ch/sdpdf/3210.PDF. Zuletzt aufgerufen am 31.08.2013.

- [Pru12] Prummer, S. Bestimmung optischer Parameter und der Stabilität des Flüssigszintillators für den LENA-Detektor. Bachelorarbeit, Technische Universität München, 2012.
- [Sam80] Samson, J.A.R. *Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy*. Pied Publications, 1980.
- [Sch11] Scheit, H. SHOGUN a next generation γ ray spectrometer for fast beams at the RIBF, 2011.
- [Sko07] Skoog, D.A. and Holler, F.J. and Crouch, S.R. *Principles of Instrumental Analysis*. Brooks/Cole, 2007.
- [Ten11] Tengborn, E. and others. The ${}^8\text{Li} + {}^2\text{H}$ reaction studied in inverse kinematics at 3.15 MeV/nucleon using the REX-ISOLDE post-accelerator. *Phys. Rev. C*, 84(6):–064616, Dec 2011.
- [Tho88] Thomas, J. and Imel, D.A. and Biller, S. Statistics of charge collection in liquid argon and liquid xenon. *Phys. Rev. A.*, 38(11):5793–5800, Dec 1988.
- [Tra06] Traykov, E. *Production of radioactive beams for atomic trapping*. PhD thesis, Rijksuniversiteit Groningen, 2006.
- [Wal99] Wallner, C. Ein rechnergestütztes Steuer- und Kontrollsystem für den HADES-RICH. Diplomarbeit, Technische Universität München, 1999.

Literaturverzeichnis

Danksagung

Mein herzlicher Dank gilt:

- Prof. Walter Henning für die Aufnahme am Lehrstuhl und die Möglichkeit diese Arbeit zu schreiben.
- Meinem Betreuer Roman Gernhäuser für seinen nie versiegenden Ideenreichtum, die späten Abende im Labor und das geduldige Füllen meiner Wissenslücken.
- Den Kollegen vom Lehrstuhl E12 für das nette Arbeitsklima. Im Besonderen Ludwig Maier, Josef Lichtinger und Konrad Steiger für die freundliche Hilfe bei größeren und kleineren Software-Problemen, Sonja Winkler für das Bestellen der Wellenlängenschieber und die Bereitstellung einiger Laborgeräte, Dominik Seiler für die Erlaubnis zur Benutzung seines Abzugs und dafür, dass ich mir ständig allerlei Sachen von ihm ausleihen durfte und Dennis Mücher für das Korrekturlesen.
- Meinen Freunden im Wohnheim für die Zerstreuung die sie mir nebenher geben konnten. Danke, für die kleinen Runden Fußball - Ich hoffe meine gelegentliche Unausgeglichenheit hat sich nicht zu sehr im Spielstil niedergeschlagen.
- Meinen Eltern für die Unterstützung während meines bisherigen Studiums und Lebenswegs.
- Claudia Penski (baldige Bräunig), die mir den Mut gegeben hat diesen Weg zu wählen - *soli Claudi gloria*