Konzeption eines Flüssig-Heliumtargets für Elektronenstreuexperimente und Aufbau und Test einer neuen Auslese- und Steuerelektronik für das Lintott-Spektrometer

Masterarbeit von Michaela Hilcker, B.Sc. November 2016



TECHNISCHE UNIVERSITÄT DARMSTADT



Gefördert durch die DFG im Rahmen des SFB 1245

Konzeption eines Flüssig-Helium Targets für Elektronenstreuexperimente und Aufbau und Test einer neuen Auslese- und Steuerelektronik für das Lintott-Spektrometer.

Design of a Liquid-Helium Target for Electron-scattering Experiments and Setup and Test of a new Readout Electronic System for the Lintott Spectrometer.

Betreuender Professor: Prof. Dr. Peter von Neumann-Cosel

2. Gutachter: Dr. Andreas Krugmann

Datum der Abgabe:

Zusammenfassung

Diese Masterarbeit ist in zwei Teile unterteilt.

Ziel des ersten Teils der Arbeit war es, mit den Entwicklungsarbeiten für ein neues flüssig-Helium Target für Elektronenstreuexperimente am QClam-Spektrometer am S-DALINAC zu beginnen. Dazu wurden insbesondere die wichtigen Eigenschaften von Helium, sowie die geometrischen Anforderungen an eine Streukammer für Elektronenstreuexperimente betrachtet. Außerdem wurden Untersuchungen zum Wärmeeintrag in das Target, sowie die Anforderungen an die Temperaturstabilität des Aufbaus durchgeführt. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse wurden in der Konstruktion eines Streukammermodells zusammengetragen. Schließlich wurde ein Hersteller gefunden, der die Fertigung eines Gesamtsystems durchführen kann und ein entsprechendes Angebot eingeholt.

Im zweiten Teil geht es dann darum, die Entwicklungsarbeiten einer neuen Ausleseelektronik für das Lintott-Spektrometer zu unterstützen. Dazu wurden zwei verschiedene Ansätze für eine Steuerungselektronik aufgebaut und getestet. Einer der beiden Ansätze hat sich als den Anforderungen angemessen erwiesen. Anschließend wurden Messungen zum Totzeitverhalten der neuen Elektronik durchgeführt. Des Weiteren wurde die Auslese der Triggerdetektoren überarbeitet und ein neues Programm zur Online-Überwachung, sowie zur Speicherung der Daten geschrieben. Außerdem wurden das Verhalten der Signalpegel der Siliziumstreifenzähler untersucht und ausgewertet.

Abstract

This master's thesis consists of two parts.

The intention of the first part of the thesis was to start the development work that is necessary to build a new liquid-helium target system for electron scattering experiments at the QClamspectrometer. To do that, all the important properties of Helium and the geometrical requirements on a scattering chamber for electron scattering experiments where looked at. Additionally, investigations related to the heat impact due to the electron beam and to the requirements of the stability of the temperature of the liquid helium has been done. The insights that have been gained in this context where put into the construction of a model for the new scattering chamber. Moreover, a manufacturer that will be able to produce the complete target system was located and a quotation for the construction has been received.

Next, the aim of the second part was to support the development of the new data acquisition system of the Lintott spectrometer. To do that, two different controlling electronics approaches were established and tested. One of these two approaches has proven to be appropriate. Next, measurements and tests in the field of the dead time behavior of the new electronics system was performed. Additionally, the read out of the triggering detector system has been overhauled and a new program for online monitoring and data collection purposes has been written. Moreover, the behavior of the silicon strip signals has been investigated and evaluated.

Inhaltsverzeichnis

Teil I: K	onzeption eines Flüssig-Helium Targets für Elektronenstreuexperimente	
1 Einl	eitung	3
2 Das	Spektrometer	5
2.1.	Der Beschleuniger S-DALINAC	5
2.2.	Magnetspektrometer	5
2.3.	Das QClam-Spektrometer	6
2.4.	Detektorsystem	8
3 Elel	tronenstreuung	11
3.1.	Kernanregungsspektrum	11
3.2.	Formfaktor	11
3.3.	Plane-Wave-Born-Approximation	12
4 Ene	rgieverlust schneller Elektronen in Materie	13
4.1.	Energieverlust durch Stöße	13
4.2.	Energieverlust durch Bremsstrahlung	13
5 Eige	enschaften von ⁴He	15
5.1.	Allgemeine Eigenschaften von (flüssigem) ⁴ He	15
5.2.	Eigenschaften von suprafluidem ⁴ He	18
6 Ent	wicklung des Targetaufbaus	21
6.1.	6.1. Grundaufbau	
6.2.	Dicke der Targetzelle	23
6.3.	Targetausrichtung	23
6.4.	Anforderungen an die Temperaturstabilität	27
6.5.	Wärmeeintrag im Target	28
6.5.1	. Erwarteter Wärmeeintrag durch den Elektronenstrahl	29
6.5.2	2. Benötigte Heliummenge	31
6.5.3	8. Wärmeeintrag von außen	32
7 Modell der Targetkammer		35
8 Faz	it und Ausblick	39

Teil II: Aufbau und Test einer neuen Auslese- und Steuerelektronik für das Lintott-Spektrometer

9 Einleitung	43
10 Das Lintott-Spektrometer	45
10.1. Dispersiver Modus	45
10.2. Energieverlustmodus	46

10.3.	Detektorsystem	47	
11Funktionsweise der Messelektronik			
11.1.	Bisherige Messelektronik und Funktionsprinzip	51	
11.2.	Plan für die neue Elektronik	54	
11.3.	11.3. Datenaufnahme per MBS		
11.4.	 Die C++ Bibliothek und Entwicklungsumgebung Qt und die Plot-Erweiterung QCustomPlot 		
11.5.	Das Trigger-System	58	
11.6.	Zwei Ansätze zur Steuerung der GASSIPLEX-Module	59	
11.6 11.6 11.6 11.7.	 Steuerung per VME Modul – Der ADC SIS3301 Steuerung per Logikschaltung Umwandlung der Signalpegel Datenaufnahme 	59 61 64 64	
11.7 11.7	 Aufnahme der Streifenzählerdaten – Der ADC SIS3302 Aufzeichnung und Ermittlung der Totzeit – Der Scaler CAEN V560 	65 65	
12Mes	ssungen	67	
12.1.	Bestimmung der nutzbaren Plateaubereiche der einzelnen Streifenzähler Kanäle	67	
12.2.	Überprüfung der Funktionsweise der Logikschaltung	73	
12.3.	Messung der Totzeit	75	
13Fazit und Ausblick		79	
14Lite	eraturverzeichnis	81	
15Anł	nang	85	
15.1.	Mögliche Messpunkte	85	
15.2.	Streukammerpläne	87	
15.3.	Angebot der Firma CryoVac	92	
15.4.	Tabelle mit links und rechts abgeschnittenen Zeiten für alle 384 Kanäle	100	

Teil I Konzeption eines Flüssig-Helium Targets für Elektronenstreuexperimente

1. Einleitung

Am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt werden mittels hochauflösender, inelastischer Elektronenstreuung Untersuchungen der Kernstruktur bei niedrigen Impulsüberträgen durchgeführt. Das sogenannte QClam-Spektrometer, eines der beiden großen Magnetspektrometer des Instituts, dient der Bestimmung des Impulses der gestreuten Elektronen. Hierfür werden Vieldrahtdriftkammern zur Rekonstruktion der Teilchenbahnen verwendet, so dass schließlich Anregungsspektren bei verschiedenen Winkeln aufgenommen werden können [1].

Im Rahmen des Sonderforschungsbereich 1245 *"Nuclei: From Fundamental Interactions to Structure and Stars*" [2] soll ein Elektronenstreuexperiment mit niedrigem Impulsübertrag an einem flüssig-Helium Target durchgeführt werden. Untersucht werden sollen dabei die Breite sowie der elektrische Monopolübergangsformfaktor des ersten angeregten Zustandes von Helium. Dabei handelt es sich um einen 0⁺-Zustand bei einer Anregungsenergie von 20,21 MeV.

Die Durchführung dieses Experiments ist besonders interessant, da die daraus gewonnenen Daten zur Überprüfung einiger Vorhersagen der chiralen effektiven Feldtheorie in Bezug auf die Existenz von Dreikörperkräften als Zentraler Bestandteil der verwendeten Kernpotentiale, verwendet werden können. In Abbildung 1 sind zwei Beispiele zu sehen. Auf der linken Seite sieht man den elektrischen Monopolübergangsformfaktor in Abhängigkeit vom Impulsübertrag, berechnet mit drei verschiedenen Modellen, außerdem die zurzeit in der Literatur verfügbaren Datenpunkte [2], die Diskrepanzen um einen Faktor 2 bis 3 zeigen. Auf der linken Seite sieht man die theoretisch berechnete longitudinale Antwortfunktion in Abhängigkeit von der Anregungsenergie, einmal mit und einmal ohne die Berücksichtigung von Dreikörperkräften. Im für den S-DALINAC relevanten Bereich kleiner Impulsüberträge, liegen keine experimentellen Daten vor, obwohl die beiden Kurven in diesem Bereich besonders stark voneinander abweichen.



Abbildung 1: Links: Theoretisch berechneter elektrischer Monopolübergangsformfaktor des ersten angeregten Zustandes von ⁴He in Abhängigkeit vom Impulsübertrag für verschiedene Kernpotentiale. Rechts: Theoretische Longitudinale Antwortfunktionen von ⁴He in Abhängigkeit von der Anregungsenergie, einmal mit und einmal ohne die Berücksichtigung von Dreikörperkräften. Entnommen aus [2].

Um eine ausreichend gute Statistik der Messdaten in annehmbarer Messzeit erhalten zu können, ist die Verwendung von flüssigem Helium als Targetmaterial notwendig. Dies macht die Konstruktion eines geeigneten Aufbaus, inklusive Heliumkryostat und einer dazu passenden neuen Streukammer unumgänglich. Die Handhabung von flüssigem Helium ist aufgrund der sehr tiefen Temperaturen und des teilweise etwas ungewöhnlichen Verhalten mit gewissen Schwierigkeiten verbunden, die in der Konstruktion berücksichtigt werden müssen.

Die Entwicklung eines geeigneten Aufbaus inklusive der notwendigen Vorüberlegungen soll im Rahmen dieser Arbeit geschehen.

In Kapitel 2 wird das QClam-Spektrometer und der S-DALINAC vorgestellt. In Kapitel 3 geht es um allgemeine Theorie zur Elektronenstreuung, in dem ich mich an meiner Bachelorarbeit [3] orientiere, und in Kapitel 4 um den Energieverlust schneller Elektronen in Materie. Einige Eigenschaften von ⁴He werden in Kapitel 5 beschrieben.

Damit sind dann alle erforderlichen theoretischen Grundlagen geschaffen um in Kapitel 6 die Entwicklung eines geeigneten Streukammeraufbaus mit den dazu notwendigen Vorüberlegungen behandeln zu können. In Kapitel 0 wird anschließend das Ergebnis des äußeren Streukammermodells gezeigt.

Im Ausblick in Kapitel 0 wird schließlich noch beschrieben, was noch alles getan werden muss, um tatsächlich ein Experiment an flüssigem Helium durchführen zu können.

2. Das Spektrometer

2.1. Der Beschleuniger S-DALINAC

Der Elektronenbeschleuniger S-DALINAC (siehe Abbildung 2) ist ein supraleitender cw-Linearbeschleuniger [4]. Die Beschleunigerkavitäten bestehen aus Niob und werden mit Hilfe von flüssigem Helium auf eine Temperatur von 2 K gehalten. Die Elektronen werden im Injektor auf 10 MeV vorbeschleunigt und können hier bereits im DHips-Aufbau für Bremsstrahlungsexperimente genutzt werden [5], bevor sie alternativ in den Hauptbeschleuniger geleitet werden. Bei den bisher durchgeführten Experimenten war es möglich den Strahl bis zu zwei Mal zu rezirkulieren. Das heißt, die Elektronen wurden mit Hilfe von Dipolmagneten ein oder zwei weitere Male zurück an den Anfang des Hauptbeschleunigers geführt, so dass dieser insgesamt 3 Mal für die Beschleunigung eines einzelnen Elektrons verwendet werden konnte. Pro Durchgang kann die Energie der Elektronen um 40 MeV erhöht werden. Theoretisch wäre daher eine Beschleunigung der Elektronen auf 130 MeV möglich, im Dauerbetrieb praktisch erreicht wurden bisher aber nur etwa 102 MeV [6].



Abbildung 2: Der Beschleuniger S-DALINAC mit Strahlführung und Experimentierplätzen: ①Bremsstrahlungsexperimente, ② Elektronenquelle, ③, (γ, γ'x)-Experimente an NEPTUN, ④Koinzidenzexperimente am QClam-Spektrometer, ⑤ (e, e')-Experimente am Lintott-Spektrometer, hier als 169°-
Spektrometer bezeichnet. Entnommen aus [7].

Im Moment wird der Beschleuniger umgebaut. In diesem Rahmen wird unter anderem eine dritte Rezirkulation aufgebaut. Damit soll dann tatsächlich eine Beschleunigung auf 130 MeV möglich sein [8].

Die beschleunigten Elektronen können anschließend zu den Experimentierplätzen in der Experimentierhalle geleitet werden. Hier gibt es den Photonen-Tagger Neptun [9], das (e, e' x)-Spektrometer QClam [10], auf das in Kapitel 2.3 näher eingegangen wird und das Lintott-Spektrometer [11].

2.2. Magnetspektrometer

Um Informationen über die Kernanregungen zu erhalten, müssen Energie oder Impuls der gestreuten Elektronen ermittelt werden. Eine direkte Messung ist technisch jedoch nur schwer möglich. Daher werden die gestreuten Elektronen stattdessen durch ein Magnetfeld geschickt, das senkrecht zur Flugrichtung der Elektronen orientiert ist. Aufgrund der Lorentz-Kraft werden die Elektronen auf eine Kreisbahn gelenkt. Der Radius ist dabei abhängig vom Impuls des gestreuten Elektrons. Die Impulsinformation wird so in eine deutlich leichter messbare Ortsinformation umgewandelt.

2.3. Das QClam-Spektrometer

Das QClam-Spektrometer [1] ist eins der beiden großen Elektronenspektrometer am S-DALINAC (Abbildung 3). Der Name steht für "Quadrupol-Clamshell Spektrometer", da es am unteren Strahleintritt einen fokussierenden Quadrupol besitzt, und der ablenkende Dipolmagnet die Form einer Muschel aufweist. Es besitzt eine große Winkelakzeptanz von 35 msr sowie eine große Impulsakzeptanz von ± 10 %. Bei Strahlenergien bis 200 MeV können Streuwinkel im Bereich von 19° bis 161° mit einer Energieauflösung $\Delta E/E$ von 1·10⁻⁴ [12] erfasst werden. Mit Hilfe einer speziellen Schikane in der Strahlführung ist es außerdem Möglich Messungen unter einem Streuwinkel von 180° durchführen zu können. Aufgrund der großen Akzeptanzbereiche eignet sich das Spektrometer besonders zur Untersuchung von Kernzuständen bei denen kleine Zählraten erwartet werden.



Abbildung 3: Experimentierplatz des QClam-Spektrometers mit Strahlführung und Strahlfänger. Der Pfeil steht für die einlaufenden Elektronen. 1) Streukammer, 2) Quadrupolmagnet, 3) Dipolmagnet, 4) Dreh- und
 Verschiebegestell, 5) Laufschiene, 6) Arbeitsplattform, 7) Detektorsystem, 8) Bleiabschirmung, 9) Strahlfänger, 10) Vakuumpumpstand. Entnommen aus [1].

Als erstes gelangen die beschleunigten Elektronen in die Streukammer, wo sie auf ein Target, in der Regel eine dünne Folie, treffen. Der größte Teil der Elektronen geht ohne Ablenkung durch das Target durch und wird in einem hinter der Streukammer befindlichen Strahlfänger gestoppt. Dieser Strahlfänger dient außerdem der Messung des Strahlstroms, der für die spätere Datenauswertung benötigt wird. Ein kleiner Teil der Elektronen wechselwirkt jedoch mit den Atomkernen des Targets, wodurch diese Elektronen in alle Richtungen gestreut werden und ins Spektrometer (Abbildung 4) gelangen können. Um alle gewünschten Streuwinkel abdecken zu können ist das Spektrometer drehbar gelagert und kann um die Streukammer rotiert werden.



Abbildung 4: Schematische Darstellung des QClam-Spektrometers bestehend aus einer Streukammer, dem Magnetsystem aus Quadrupol und Dipolmagnet sowie dem Detektorsystem. Entnommen aus [12].

Das Magnetsystem besteht aus einem fokussierenden Quadrupol sowie aus einem impulsselektiv ablenkenden Dipolmagneten [1].

Der Quadrupolmagnet dient der Fokussierung der gestreuten Elektronen in horizontaler Richtung. Diese Fokussierung wird benötigt, um die große Winkelakzeptanz des Spektrometers zu erreichen ohne die Polschuhe des Dipolmagneten zu weit auseinander stellen zu müssen. Außerdem besitzt der Quadrupol einen zusätzlichen fünften, neutralen Pol und dient damit, wegen höherer Multipolkomponenten, zur Korrektur von Abbildungsfehlern. Der Dipolmagnet dient der Erzeugung der Dispersion. Die beiden Polschuhe sind bezüglich der dispersiven Ebene plan um 2,54° geneigt. Gemeinsam mit der konvexen Eintrittskante, sowie der konkaven Austrittskante der Polschuhe wird eine Fokussierung der gestreuten Elektronen mit gleicher Energie in der Fokalebene erzeugt. Außerdem werden wiederum Abbildungsfehler reduziert. Auf eine weitere Reduzierung der optischen Bildfehler höherer Ordnung wurde verzichtet [12], da dazu ein sehr viel aufwändigeres Magnetsystem erforderlich gewesen wäre. Dies führt allerdings dazu, dass die Fokalebene des Spektrometers gekrümmt ist und dass das ortsempfindliche Detektorsystem daher nicht in der Fokalebene selbst aufgebaut werden kann. Deswegen muss das Detektorsystem (beschrieben in Kapitel 2.4) so beschaffen sein, dass eine Rückrechnung der Trajektorien der gestreuten Elektronen durch das Magnetsystem durchgeführt werden kann und damit die Durchstoßpunkte durch die Fokalebene rekonstruiert werden können. Bildfehler können auf diese Weise nachträglich im Rahmen der Datenanalyse korrigiert werden.

2.4. Detektorsystem

Das Detektorsystem [13] des QClam-Spektrometers besteht aus drei in Strahlrichtung hintereinander angeordneten vertikalen Vieldrahtdriftkammern und einem dahinter befindlichen System aus zwei Triggerdetektoren, bestehend aus einem Cherenkov-Zähler und einem Szintillator. Der Szintillator wird mit zwei, der Cherenkov-Detektor mit einem Photomultiplier ausgelesen. Ein Querschnitt des Detektorsystems ist in Abbildung 5 zu sehen.



Abbildung 5: Driftkammern mit Halterung und Triggerdetektoren. ① Cerenkov Detektor, ② Szintillator, ③ X2 Draht Ebene, ④ U1 Draht Ebene, ⑤ X1 Draht Ebene, ⑥ Photomultiplier. Entnommen aus [13].

Die Funktionsweise von Vieldrahtdriftkammern ist ähnlichen der eines Geiger-Müller-Zählrohrs [14]. Eine Driftkammerebene besteht aus einer Reihe nebeneinander angeordneter Anodendrähte die zwischen zwei Kathodenfolien gespannt werden. An die beiden Kathodenfolien wird eine Hochspannung angelegt, so dass zwischen den Kathodenfolien und den Zähldrähten ein elektrisches Feld entsteht. Außerdem wird der durch die Folien begrenzte Raum mit einem Gemisch aus einem Zählgas und einem Löschgas gefüllt [13]. Bisher wurde dazu ein Gemisch aus Argon und Isobutan verwendet. Momentan wird jedoch die Möglichkeit zur Verwendung von einem Argon-CO₂-Gemisch untersucht [15].

Gelangt ein Elektron in die Driftkammer werden entlang des Weges, analog zur Funktionsweise eines Proportionalitätszählrohrs, Zählgasatome ionisiert und Elektronenlawinen erzeugt. Die dadurch frei gewordenen, sekundären Elektronen werden aufgrund der anliegenden Hochspannung, wie in Abbildung 6 zu sehen, entlang der Feldlinien zu den Anodendrähten hin beschleunigt. Alle Feldlinien die in einem Anodendraht enden werden als Driftzelle bezeichnet. Durch die Messung der Driftzeiten innerhalb der verschiedenen Driftzellen kann die Trajektorie des primären Elektrons rekonstruiert werden.



Abbildung 6: Schematische Darstellung der Elektronenbahn durch eine Driftkammerebene. Auf seinem Weg durch die Kammer ionisiert das Elektron die Argon Atome. Durch Messung der Driftzeiten lässt sich der Weg des Elektrons durch die Kammer rekonstruieren. Entnommen aus [15].

Da es sich bei dem Detektorsystem um ein dreidimensionales Objekt handelt und da aufgrund der großen Akzeptanzbereiche des Spektrometers, Elektronen unter verschiedenen Winkeln in die Kammer gelangen können, werden insgesamt drei Drahtebenen, wie in Abbildung 5 dargestellt, zur Bestimmung aller notwendigen Größen benötigt. Die beiden Ebenen X1 und X2 dienen zur Messung der Dispersiven Koordinate sowie des Winkels [13]. Die dritte U-Kammer misst die nicht dispersive Koordinate. Um tatsächlich zusätzliche Informationen aus dieser dritten Kammer zu bekommen sind die Drähte um 26,5° gegenüber den Drähten der anderen beiden Kammern gedreht eingespannt.

Je mehr Driftzellen bei einem Teilchendurchgang ansprechen, desto genauer wird die Messung der Durchstoßpunkte. Gleichzeitig muss die Wegstrecke der Elektronen im Detektor aufgrund der Kleinwinkelstreuung innerhalb der Kammern, so klein wie möglich sein. Als Kompromiss sind die Drahtebenen mit einem Anstellwinkel von 44° gegenüber dem Sollstrahl aufgestellt.

Außerdem benötigt man zur tatsächlichen Messung der Driftzeiten in den einzelnen Kammern ein zusätzliches Nullpunktsignal der Zeitmessung. Hierzu wird das Signal des Szintillator-Zählers verwendet. Der Szintillator ist an beiden Enden mit Photomultipliern ausgestattet, so dass zur Erstellung des Zeitnullpunkts der Mittelwert aus beiden Photomultipliersignalen verwendet wird. Dadurch werden Laufzeitunterschiede des Szintillatorlichtes eliminiert. Außerdem gibt es einen zusätzlichen Cherenkov-Detektor, an dem allerdings nur an einer Seite ein Photomultiplier installiert wurde. Die Zeitinformation des Cherenkov-Detektors ist damit zeitabhängig und wird nicht zur Messung der Driftzeiten verwendet. Stattdessen dient dieser Triggerdetektor zur zusätzlichen geometrischen Untergrundunterdrückung. Mit diesem Detektorsystem kann die Trajektorie der gestreuten Elektronen rekonstruiert werden. Dadurch ist es dann auch möglich, die gekrümmte Fokalebene des Spektrometers zu rekonstruieren, verschiedene Abbildungsfehler softwareseitig zu korrigieren und, schlussendlich, die Energie der gestreuten Elektronen winkelaufgelöst zu messen.

3. Elektronenstreuung

3.1. Kernanregungsspektrum

Bei der Elektronenstreuung werden Elektronen der Anfangsenergie E_0 auf ein ruhendes Target geschossen und unter einem Winkel θ elastisch oder inelastisch daran gestreut. Dabei überträgt das Elektron im Fall der inelastischen Streuung die Anregungsenergie E_x auf den Targetkern. In der Regel ist der Targetkern sehr viel schwerer als das gestreute Elektron, so dass die auf den Kern übertragene Rückstoßenergie vernachlässigt werden kann [16]. Die Anregung des Targetkerns kann also direkt aus der Restenergie des gestreuten Elektrons abgelesen werden.

$$E_x = E_0 - E_f \tag{3.1}$$

Der Impulsübertrag ist bei Vernachlässigung der Rückstoßenergie nach [16] gegeben durch

$$q = \frac{1}{\hbar c} \sqrt{2 E_0 (E_0 - E_x)(1 - \cos \theta) + E_x^2},$$
(3.2)

$$\hbar c = 197 \text{ MeV fm}$$
 (3.3)

3.2. Formfaktor

Der Mott-Wirkungsquerschnitt $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$ beschreibt das Streuverhalten von relativistischen Spin-¹/₂ Teilchen an einem ruhenden, punktförmigen Spin-0 Target,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{Ze^2}{2E_0}\right)^2 \frac{Cos^2\frac{\theta}{2}}{Sin^4\frac{\theta}{2}}.$$
(3.4)

Hierbei ist *Z* die Kernladungszahl und $e^2 = 1,44$ MeV fm [16; 17].

Die tatsächlich gemessenen Wirkungsquerschnitte $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Exp}$ zeigen Abweichungen von dieser theoretischen Vorhersage, die sich damit begründen, dass die Annahmen, die zum Mott-Wirkungsquerschnitt führen, zum Teil nicht der Realität entsprechen. Man definiert einen Formfaktor $|F(E_0, q)|^2$ der die gesamte Information über die gemessenen Abweichungen enthält

$$|F(E_0,q)|^2 = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Exp}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}}.$$
(3.5)

Die Ladungsverteilung $\rho(r)$ ergibt sich dann aus der Fouriertransformierten des Formfaktors. In der Praxis wird in der Regel eine Ladungsverteilung angenommen, der zugehörige Formfaktor berechnet und anschließend geschaut, ob die gemessenen Werte die angenommene Form bestätigen oder nicht.

3.3. Plane-Wave-Born-Approximation

Um praktische Berechnungen durchführen zu können, müssen vereinfachte Annahmen gemacht werden. In der Plane-Wave-Born-Approximation (PWBA) werden die einfallenden Elektronen als ebene Wellen beschrieben [16]. Das hat den Vorteil, dass der inelastische differentielle Wirkungsquerschnitt als eine Summe über die differentiellen Wirkungsquerschnitte aller erlaubten elektrischen und magnetischen Übergänge geschrieben werden kann:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{PWBA} = \Sigma_{\lambda} \left(\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E\lambda} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M\lambda} \right), \qquad (3.6)$$

mit dem elektrischen Übergang der Multipolarität λE_{λ} , dem magnetischen Übergang der Multipolarität λM_{λ} . Hier gilt die Auswahlregel für erlaubten Übergänge

$$\left|J_{i} - J_{f}\right| \le \lambda \le \left|J_{i} + J_{f}\right|. \tag{3.7}$$

Dabei ist *J* der Drehimpuls, und es gilt $\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{\lambda}$ für elektrische Übergänge und $\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{\lambda+1}$ für magnetische Übergänge. π beschreibt die Parität des Anfangszustands *i* und des Endzustands *f*.

Für leichte Kerne ist die PWBA eine gute Näherung. Für schwere Kerne werden die Elektronen durch die Ladung des Kerns zu diesem hin beschleunigt und die Wellenformen verzerrt. Daher ist die Beschreibung der Elektronen als ebene Welle nicht mehr geeignet. Eine Verbesserung der Näherung für leichte bis mittelschwere Kerne kann erreicht werden, wenn der Impulsübertrag durch ein zusätzliches Coulomb-Potential zu einem effektiven Impulsübertrag erweitert wird. Der Formfaktor wird dann einfach als Funktion des effektiven Impulsübertrages aufgetragen.

4. Energieverlust schneller Elektronen in Materie

Alle Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie einen Teil ihrer kinetischen Energie. Bei schnellen Elektronen spielen Verluste durch Stöße mit den Atomen des Durchgangsmaterials auf der einen Seite und, aufgrund der geringen Masse der Elektronen, Verluste durch Bremsstrahlung auf der anderen Seite die größte Rolle [14; 18].

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll}$$
(4.1)

4.1. Energieverlust durch Stöße

Die Bethe-Bloch-Formel für Elektronen (4.2) beschreibt den Energieverlust pro Weglängeneinheit der Elektronen durch Stöße in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der Elektronen [14]. Die kinetische Energie τ wird dabei in Einheiten von $m_e c^2$ angegeben.

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{coll}} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2\left(\frac{I}{m_e c^2}\right)^2}\right) + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z} \right)$$
(4.2)

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2\tau + 1)\ln 2}{(\tau + 1)^2}$$
(4.3)

$$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \, MeV \frac{cm^2}{g}$$
(4.4)

$$r_{\rm e} = 2,817 \cdot 10^{-13} cm = \frac{e^2}{4\pi \,\epsilon_0 \, m_e c^2} \tag{4.5}$$

Dabei ist r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronenmasse, N_A die Avogadrozahl, I die mittlere Anregungsenergie, Z die Ordnungszahl, A die Atommasse und ρ die Dichte des Absorbers und $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit des Elektrons. Die letzten beiden Terme δ und $2\frac{c}{Z}$ beschreiben die Dichtekorrektur, sowie die Schalen-Korrektur, die jeweils vom Absorber Material abhängen.

4.2. Energieverlust durch Bremsstrahlung

Für Energien unterhalb einiger GeV sind Elektronen und Positronen die einzigen Teilchen, bei denen Bremsstrahlung einen nicht vernachlässigbaren Beitrag zum Energieverlust leistet, da die Emissionswahrscheinlichkeit σ umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchenmasse ist [14].

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung hängt auf der einen Seite vom elektrischen Feld des einfallenden Teilchens ab und auf der anderen Seite von der Stärke der Abschirmung des Kernfeldes des Absorbermaterials durch die Hüllenelektronen. Daher spielt für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes nicht nur die kinetische Energie der einfallenden Elektronen, sondern auch die Ordnungszahl des Absorbers eine große Rolle. Mit der Teilchendichte *N* des Absorbers wird der Energieverlust pro Weglängeneinheit durch Bremsstrahlung [18] zu

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{N E Z(Z+1) e^4}{137 m_e^2 c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right).$$
(4.6)

Das Verhältnis zwischen dem Energieverlust durch Bremsstrahlung und dem Energieverlust durch Stöße ist ungefähr durch

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll}} \cong \frac{EZ}{700}$$
(4.7)

gegeben [18]. Die kinetische Energie *E* wird hier in Einheiten von MeV eingesetzt. Für Helium als Absorber Material und Elektronen mit einer kinetischen Energie von 80 MeV ist $\frac{E \cdot Z}{700} \approx 0,2$.

5. Eigenschaften von ⁴He

5.1. Allgemeine Eigenschaften von (flüssigem) ⁴He

Das Edelgas Helium existiert in der Natur in zwei verschiedenen stabilen Isotopen, Helium-3 und Helium-4 [19; 20]. Das leichtere ³He wird in erster Linie als Abfallprodukt von Kernreaktoren und Wasserstoffbomben durch den Zerfall von Tritium erzeugt. Der Anteil von ³He in natürlichen Heliumgasvorkommen ist verschwindend gering.

Das schwerere und wesentliche häufigere ⁴He wird heute in erster Linie aus Erdgasvorkommen gewonnen [19], ist aber immer noch relativ selten. Das Heliumatom ist aufgrund der abgeschlossenen s-Elektronenschale kugelförmig und symmetrisch [20] und stellt damit ein besonders einfaches Vielteilchensystem dar. Außerdem ist es das kleinste aller bekannten Atome.

Eine weitere besondere Eigenschaft von Helium ist, dass es unter normalen gesättigten Dampfdruckbedingungen auch am absoluten Temperaturnullpunkt nicht fest wird. In den meisten Substanzen wird die Erstarrungstemperatur aus einem Gleichgewicht der anziehenden Van der Waals-Bindung, die durch fluktuierende Dipol-Dipol-Wechselwirkungen erzeugt wird, sowie der abstoßendend wirkenden thermischen Energie der Atome berechnet. Die Anziehende Kraft sortiert die einzelnen Atome in eine kristalline Gitterstruktur, während die thermische Bewegung der Teilchen diese Ordnung stört und eventuell aufhebt. In flüssigem Helium sind diese beiden Kräfte jedoch jeweils so klein, dass eine weitere Wechselwirkung, die Nullpunktsenergie die normalerweise vernachlässigt werden kann, eine Rolle spielt. In erster Näherung kann ein Atom als harmonischer Oszillator betrachtet werden. Die Grundzustandsenergie wird durch die Schrödingergleichung gegeben. Jedem Atom der Flüssigkeit wird ein kleines Käfig-Volumen zugeordnet, das durch die angrenzenden Atome geformt wird. Die Grundzustandsenergie ist dann durch

$$E_0 = \frac{h^2}{8 \, ma^2} \tag{5.1}$$

gegeben [21]. Dabei ist $a = \left(\frac{V_m}{N_0}\right)^{\frac{1}{3}}$ der Radius der Kugel in dem die Atome eingesperrt sind, N_0 ist die Avogadrozahl, *h* das Plancksche Wirkungsquantum, V_m das Molvolumen und *m* die Masse eines Heliumatoms. Die Masse eines Heliumatoms ist klein, der Einfluss der Nullpunktsenergie daher besonders groß.



Abbildung 7: (Links) Darstellung der potentiellen Energie von festem und flüssigem Helium bei T=0, sowie der Nullpunktsenergie separat. (Rechts) Gesamtenergie von flüssigem und festem ⁴He bei T=0 als Funktion des Molvolumens. Entnommen aus [19].

In Abbildung 7 ist der Einfluss der Nullpunktsenergie auf die Ausbildung des Aggregatzustands längs der Dampfdruckkurve beim Temperaturnullpunkt zu sehen. Auf der linken Seite erkennt man, dass ohne die durchgängig positiv verlaufende Nullpunktsenergie, die feste Phase der energetisch günstigere Zustand wäre. Nimmt man jedoch die Nullpunktsenergie wie auf der rechten Seite gezeigt ist dazu, ist die flüssige Phase die energetisch günstigere, so dass kein Phasenübergang zur festen Phase stattfindet. Außerdem sorgt dieses Verhalten auch dazu, dass Helium den niedrigsten in der Natur beobachteten Siedepunkt aufweist, was Helium zum wichtigsten Kühlmittel im Bereich der Tieftemperaturphysik macht.

Tabelle 1: Materialparameter von	3 He und 4 He [19].
----------------------------------	-------------------------------

	³ He	⁴ He
Siedetemperatur bei Normaldruck	3,19 К	4,21 K
Dichte am Temperaturnullpunkt	0,076 g/cm ³	0,145 g/cm ³
Dichte am Siedepunkt	0,055 g/cm ³	0,125 g/cm ³

Eine weitere Besonderheit zeigt flüssiges Helium im Verlauf der temperaturabhängigen spezifischen Wärme. In Abbildung 8 ist der Verlauf der spezifischen Wärme in Abhängigkeit der Temperatur in einem Bereich von 1 K bis 3 K zu gezeigt. Man sieht ein scharfes Maximum bei einer Temperatur von 2,17 K [19].



Abbildung 8: Spezifische Wärme von ⁴He im Bereich des Übergangs von normalfluider zu suprafluider Phase als Funktion der Temperatur. Entnommen aus [19].

Ein solches Maximum in der spezifischen Wärme deutet in der Regel auf einen Phasenübergang hin, an dem die zugeführte Wärme nicht für eine Temperaturänderung, sondern für die Umordnung der Struktur innerhalb der Substanz verwendet wird. Allerdings handelt es sich in diesem Fall nicht um einen Übergang zwischen einer festen und einer flüssigen Phase, sondern um einen Übergang zwischen zwei unterschiedlichen Flüssigkeitsphasen. Daher wird die Phase größerer Temperaturen als Helium-I und die Phase kleinerer Temperaturen als Helium-II bezeichnet. Aufgrund der charakteristischen Form der Kurve, die an den griechischen Buchstaben λ erinnert, wird dieser Übergang als Lambda-Übergang bezeichnet.



Abbildung 9: Druck-Temperatur-Phasendiagramm von ⁴He. Entnommen aus [19].

In Abbildung 9 ist das Druck-Temperatur-Phasendiagramm von ⁴He zu sehen. Die Lambda-Linie beschreibt den Phasenübergang der beiden Flüssigkeitsphasen Helium-I und Helium-II. Die Temperatur bei der der Übergang stattfindet, hängt vom äußeren Druck ab. Bei Normaldruck findet der Übergang bei einer Temperatur von 2,17 K statt und verschiebt sich mit zunehmendem Druck zu kleineren Temperaturen bis zur Schmelzkurve bei 1,9 K [19]. Bei Drücken oberhalb von 25 bar kann festes Helium mit unterschiedlichen Gitterstrukturen erzeugt werden. Die Grenzlinie zwischen fester und flüssiger Phase zeigt außerdem ein anormales Minium, das allerding so schwach ausgeprägt ist, dass es in der Abbildung nicht zu erkennen ist. Einen Tripelpunkt gibt es nicht.

5.2. Eigenschaften von suprafluidem ⁴He

Bei höheren Temperaturen nahe dem Siedepunkt verhält sich flüssiges Helium wie ein dichtes Gas bestehend aus klassischen Teilchen. Bei einer Temperatur von 2,17 K, dem Lambda-Punkt, verändern sich abrupt alle möglichen Eigenschaften der Flüssigkeit [20]. Diesen Übergang kann man sogar mit bloßem Auge sehen. Unterhalb des Lambda-Punktes blubbert die kalte Flüssigkeit die ganze Zeit und sichtbare Siedebläschen steigen in der Flüssigkeit auf. Kühlt man die Flüssigkeit in den Bereich der Suprafluidität, ist die gesamte Flüssigkeit schlagartig komplett still und die Flüssigkeit dampft nur noch von der Oberfläche ab [19].

Die wohl grundsätzlichste Eigenschaft von suprafluiden Flüssigkeiten ist die, quasi reibungsfrei durch kleinste Kapillare zu fließen. Die Viskosität von Helium-II ist um mehrere Größenordnungen kleiner als die von Helium-I. Außerdem ist die Fließgeschwindigkeit der Flüssigkeit nahezu unabhängig von den herrschenden Druckverhältnissen. Dafür hängt die gemessene Viskosität stark davon ab, mit welcher Art von Experiment sie gemessen wird. Dieses auf den ersten Blick etwas seltsame Verhalten lässt sich mit Hilfe des zwei-Flüssigkeits-Modells beschreiben.

Dabei wird angenommen, dass sich die Helium-II-Flüssigkeit aus einer normal-fluiden und einer ideal suprafluiden Komponente zusammen setzt [20; 19]. Die Gesamtdichte ρ der Flüssigkeit ergibt sich aus der Summe der beiden Komponenten ρ_n und ρ_s .

$$\rho = \rho_n + \rho_s \tag{5.2}$$

Der Dichteanteil der normal-fluiden Komponente ist eine Funktion der Temperatur. Am absoluten Nullpunkt ist sie gleich Null und steigt bis zum Lambdapunkt auf eins an. In Abbildung 10 ist der Verlauf der Anteile beider Komponenten zu sehen. Natürlich ist die Annahme, dass Helium-II aus zwei verschiedenen Komponenten zusammen gesetzt wird nur ein Model und impliziert nicht, dass Helium-II tatsächlich eine Mischung aus zwei verschiedenen Flüssigkeiten ist.



Abbildung 10: Dichteverlauf der normal-fluiden und der suprafluiden Komponente in Helium-II. Entnommen aus [19].

Es wird angenommen, dass die suprafluide Komponente keine Entropie trägt, keine viskose Reibung erfährt und keine Turbulenzen aufweist.

diesem zwei-Flüssigkeits-Modell ist es zum Beispiel möglich, Mit die je nach Experimentieraufbau verschiedenen gemessenen Viskositäten zu erklären. Misst man die Viskosität einer Flüssigkeit über den Fluss durch eine dünne Kapillare, wird die normalfluide Komponente weitgehend blockiert und nur die, völlig reibungsfrei fließende, suprafluide Komponente bewegt sich durch die Kapillare. Die beobachtete Viskosität ist damit Null. Eine andere Möglichkeit die Viskosität von Flüssigkeiten zu messen stellt das Rotationsviskosimeter dar. Dabei wird ein Drehmoment auf einen stationären Hohlzylinder gemessen, das von einem inneren, rotierenden Zylinder mittels der sich dazwischen befindlichen Flüssigkeit übertragen wird. Da die suprafluide Komponente gar keine Viskosität besitzt, kann sie auch nicht zum Übertragen eines Drehmoments beitragen. Das gesamte beobachtete Drehmoment wird daher durch die Viskosität des normal-fluiden Anteils überbracht. Diese Viskosität wird auch am Temperaturnullpunkt Stattdessen Viskosität nicht Null. wird die durch die Temperaturabhängige freie Weglänge der Anregungen des Heliums bestimmt. Insgesamt ergibt sich ein völlig anderer Verlauf der Viskosität von Helium-II als man bei einer Messung mit beispielsweise einer Kapillare erhalten würde.

Eine weitere eigenwillige Eigenschaft von suprafluidem Helium zeigt sich bei sogenannten Becherexperimenten [19; 21]. Taucht man ein leeres Gefäß in ein Bad mit suprafluidem Helium, fließt solange Helium in den Becher hinein, bis sich der Füllpegel in beiden Gefäßen ausgeglichen hat. Anders herum fließt das Helium aus dem eingetauchten Becher in das Heliumbad, wenn der Füllstand im Becher über dem des Bades liegt. In Abbildung 11 sind verschiedene Becherexperimente Dargestellt. Durch die vergleichsweise große Van der Waals-Kraft zwischen dem Becher und dem Helium bildet sich dünner Film über die gesamte Wand aus, so dass sich die Pegelstände ausgleichen können.



Abbildung 11: Darstellung verschiedener Becherexperimente. Das suprafluide Helium kriecht so lange die Wände der Gefäße entlang, bis der Pegel in beiden Gefäßen ausgeglichen ist. Entnommen aus [21].

Eine für diese Arbeit besonders wichtige Eigenschaft suprafluider Flüssigkeiten bezieht sich auf den Wärmetransport. Die Wärmeleitfähigkeit von Helium-II ist um etwa fünf Größenordnungen größer als die von Helium-I [19]. Dies erklärt unmittelbar, warum das Kochen und die damit verbundenen Siedebläschen schlagartig verschwinden, wenn der Lambdapunkt unterschritten wird. Die hohe Wärmeleitfähigkeit bewirkt eine homogene Temperaturverteilung über die gesamte Flüssigkeit, so dass die Verdampfung nur noch an der Oberfläche, also an der Stelle an der eine Temperaturdifferenz zur Außenwelt besteht, stattfindet.

6. Entwicklung des Targetaufbaus

Ziel dieser Arbeit war es für das Teilprojekt A1 des Sonderforschungsbereich 1245 ein flüssig-Helium Target für Elektronenstreuexperimente zu entwickeln, das am in Kapitel 2.3 vorgestellten QClam-Spektrometer eingesetzt werden kann. Dazu müssen die geometrischen Voraussetzungen des Spektrometers und der vorhandenen Strahlführung auf der einen Seite, und Schwierigkeiten die im Umgang mit flüssigem Helium entstehen, auf der anderen Seite berücksichtigt werden.

6.1. Grundaufbau

Um eine Idee für den grundsätzlichen Aufbau eines solchen Targets zu bekommen, wurde eine Arbeitsgruppe der Universität Bonn besucht, die sich hauptsächlich mit dem Betrieb kalter Targets beschäftigt [22].



Abbildung 12: Vorschlag eines Targetaufbaus. Entstanden nach Vorschlag von [23].

In Abbildung 12 ist eine Möglichkeit zu sehen, wie ein unseren Bedürfnissen entsprechendes Target aussehen könnte. Der Aufbau besteht aus einer Streukammer mit Ankopplungsmöglichkeiten an die vorhandene Strahlführung, sowie das Spektrometer an sich. Der Elektronenstrahl kommt von links aus dem Beschleuniger und trifft in der Mitte der Streukammer auf das eigentliche Target. Der größte Teil der Elektronen wird nicht gestreut, sondern tritt auf der anderen Seite wieder aus dem Target aus. Von dort aus gelangen sie gerade aus in den Strahlfänger des QClam-Spektrometers. Die gestreuten Elektronen sollen im Spektrometer registriert werden. Daher muss es für verschiedene Streuwinkel die Möglichkeit geben, das Spektrometer an die Streukammer anzuflanschen. In der Abbildung ist dieser Teil nicht zu sehen. Das Target selbst besteht aus einer dünnwandigen Kapsel die mit flüssigem, suprafluidem Helium gefüllt ist. Für das spätere Experiment ist es sehr wichtig, dass im Target die ganze Zeit möglichst identische Bedingungen herrschen. Die Verwendung von suprafluidem Helium bietet hierfür gegenüber der Verwendung von flüssigem Helium am Siedepunkt drei entscheidende Vorteile:

Erstens die geringe Viskosität. In der Targetzelle verdampft ununterbrochen Helium, einmal durch die Wärmestrahlung von außen und zum anderen durch Energiedeponierung durch den Elektronenstrahl (vgl. Kapitel 4). Das verdampfte Helium muss irgendwie mit Helium aus einem Vorratsbehälter ersetzt werden. Wäre die Viskosität der Flüssigkeit zu groß, kann es passieren, dass das Helium nicht schnell genug nachlaufen kann und so keine konstante Füllung des Targets gewährleistet werden kann. In früheren Experimenten hat dies tatsächlich Probleme bereitet [22].

Ein zweiter Vorteil ist die in Kapitel 5.2 beschriebene große Wärmeleitfähigkeit. Um einen Wirkungsquerschnitt für eine Kernanregung ausrechnen zu können, muss die Massenbelegung des Targets gut bekannt sein. In Helium-I steigen die ganze Zeit Siedebläschen auf, die die effektive Massenbelegung verringern und unsicher machen. In Helium-II gibt es diese Siedebläschen nicht und sie können daher auch keine Unsicherheiten verursachen. Insbesondere diese Siedebläschen waren bei vorherigen Versuchen am QClam-Spektrometer ein flüssig-Helium Target [24] zu betreiben ein Problem.

Der Dritte Vorteil ergibt sich aus der in Kapitel beschriebenen temperaturabhängigen Dichte von flüssigem Helium. Die Dichte von Helium-II ist zwar ebenso temperaturabhängig wie die von Helium-I, die Abhängigkeit ist unterhalb von 2 K allerdings sehr viel schwächer und die Genauigkeit mit der die Massenbelegung bestimmt werden kann damit deutlich größer, bzw. die Anforderung an die Temperaturstabilität entsprechend kleiner.

Um das in der Targetzelle Verdampfte Helium ersetzen zu können, muss über dem Target ein Vorratsbehälter mir suprafluidem Helium angebracht sein, der wiederum aus einem Vorratstank mit Helium bei Siedetemperatur befüllt wird. Um das Helium unter 2 K abkühlen zu können, wird der Dampfdruck über dem flüssigen Helium abgepumpt. Ein Wärmetauscher System soll die benötigte Kühlleistung und damit den Heliumverbrauch minimieren. Das verdampfte bzw. abgepumpte Helium wird anschließend in die für den S-DALINAC vorhandene Heliumrückleitung eingebracht, so dass es anschließend wieder verflüssigt werden kann.

Das gesamte System befindet sich im Vakuum, das auf der einen Seite der thermischen Isolation der Heliumtanks und auf der anderen Seite dem ungestörten Strahldurchgang dient. Kälteschlilde aus Kupfer oder einem anderen gut wärmeleitenden Material schirmen das flüssige Helium gegen die Außentemperatur so weit wie möglich ab um die notwendigen niedrigen Temperaturen erhalten zu können.

6.2. Dicke der Targetzelle

Der erste angeregte Zustand, der mit diesem Target vermessen werden soll, ist mit einer Breite von ca. 270 keV von Natur aus relativ breit [24]. Die Energieauflösung ist für die Messung daher gegenüber anderen Faktoren, insbesondere einer guten Statistik und einem guten Signal-Untergrund-Verhältnis, nicht so relevant. Das Target darf daher ruhig eine etwas höhere Massenbelegung aufweisen, die zwar durch Aufstreuung des Elektronenstrahls die Energieauflösung verschlechtert, dafür aber das Signal-Untergrund-Verhältnis verbessert. Eine effektive Targetdicke von $(40 - 50) \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ ist geplant [25]. Damit muss aus der Dichte des Heliums berechnet werden, wie groß die geometrische Ausdehnung der Targetzelle werden muss.

Die Dichte von Helium ist temperaturabhängig. Da der angeregte Zustand, um den es im geplanten Experiment geht, relativ zur elastischen Streuung gemessen werden soll, da es ansonsten zu schwierig werden würde die Massenbelegung des Targets ausreichend genau zu bestimmen, ist es nicht wichtig, die Dicke des Targets exakt zu kennen. Eine ungefähre Berechnung, einmal für eine Heliumdichte von $\rho = 125 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ am Siedepunkt [26] für eine Massenbelegung von $50 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3}$ und eine für weitere für eine Dichte von $\rho = 150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ für suprafluides Helium [27] für eine Massenbelegung von $40 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$, ergibt eine ausreichende Abschätzung der oberen und der unteren Grenzen. Das Target sollte damit zwischen 2,7 mm und 4 mm dick sein.

6.3. Targetausrichtung

Für Elektronenstreuexperimente am QClam-Spektrometer muss das Target passend zum jeweiligen Streuwinkel ausgerichtet werden.



Abbildung 13: Positionierung des Targets in Abhängigkeit des Streuwinkels θ relativ zur Strahlachse. Links für die Transmissionsgeometrie ($\theta \le 141^\circ$), rechts für die Reflexionsgeometrie ($\theta > 141^\circ$). Leicht verändert entnommen aus [28].

In Abbildung 13 ist die zum Streuwinkel passende Positionierung des Targets gezeigt. Auch das Heliumtarget wird entsprechend positioniert werden müssen. Dabei ist die Frage, wie genau die Positionierung erfolgen können muss.



Abbildung 14: Auswirkung der ungenauen Positionierung des Targets auf die im Strahlfleckgröße des gestreuten Elektronenstrahls. Bei falscher Targetausrichtung wird der Elektronenstrahl deutlich aufgeweitet.

In Abbildung 14 ist schematisch dargestellt, warum die Positionierung des Targets passend zum Streuwinkel eigentlich notwendig ist.

Der Strahlfleck des Elektronenstrahls auf dem Streutarget ist niemals perfekt punktförmig, sondern immer ein Stück weit ausgedehnt. Der einlaufende Elektronenstrahl ist in blau dargestellt, das korrekt ausgerichtete Target sowie die daran gestreuten Elektronen in grün und das deutlich falsch ausgerichtete Target sowie die daran gestreuten Elektronen in Rot. Man sieht, dass der Elektronenstrahl der am falsch ausgerichteten Target gestreute Elektronenstrahl schlichtweg durch die Geometrie der Anordnung deutlich aufgeweitet wurde. Die gute Auflösung der Messung wird dadurch reduziert.



Abbildung 15: Skizze zur Berechnung des Strahlfleckfaktors in Reflexionsgeometrie. Links ist der einfallende und der gestreute Strahl dargestellt, rechts wurde alles entfernt, was nicht zur Berechnung gebraucht wird.

Es soll die Strahlfleckgröße des gestreuten Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Targetpositionierung für die Reflexionsgeometrie berechnet werden. In Abbildung 15 sind die benötigten Größen in einer Skizze eingezeichnet. Links sieht man den einfallenden Elektronenstrahl mit dem Durchmesser s, der am Target, das unter einem Winkel α zur Strahlachse aufgestellt wurde, gestreut wird und anschließend mit dem Durchmesser g in das Spektrometer gelangt. In der rechten Seite der Abbildung sind alle nicht benötigten Linien entfernt worden.

$$c_1 = \frac{s}{\tan\beta} \tag{6.1}$$

$$c_2 = \frac{s}{\tan \alpha} \tag{6.2}$$

$$c = c_1 + c_2 \tag{6.3}$$

$$g = c \cdot \sin\beta \tag{6.4}$$

$$g = (c_1 + c_2)\sin\beta = \left(\frac{s}{\tan\beta} + \frac{s}{\tan\alpha}\right)\sin\beta$$
(6.5)

$$g = s \cdot \left(\cos\beta + \frac{\sin\beta\cos\alpha}{\sin\alpha}\right) = s \cdot A \tag{6.6}$$

An Gleichung (6.6) sieht man, dass der Durchmesser des gestreuten Strahls proportional zum Durchmesser des einfallenden Strahls ist und der Wert des Proportionalitätsfaktors *A* vom Winkel abhängt unter dem das Target aufgestellt wurde.

Das Target soll im Spektrometer unter einem Winkel von $\alpha = \frac{\theta}{2}$ aufgestellt werden. Außerdem gilt $\beta = 180^{\circ} - \theta$. Mit den Additionstheoremen [29]

$$\sin(a-b) = \sin(a)\cos(b) - \cos(a)\sin(b) \tag{6.7}$$

$$\cot\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{1 + \cos(\theta)}{\sin(\theta)} \tag{6.8}$$

ergibt sich dann

$$A = \cos(\pi - \theta) + \frac{\sin(\pi - \theta)\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$
(6.9)

$$A = -\cos(\theta) + \frac{\sin(\pi - \theta)\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$
(6.10)

$$A = -\cos(\theta) + \sin(\theta) \cdot \frac{1 + \cos(\theta)}{\sin(\theta)} = 1.$$
(6.11)

Wenn das Target genau unter einem Streuwinkel von $\alpha = \frac{\theta}{2}$ aufgestellt wird, ist der vom Target gestreute Strahlfleck genau so groß wie der Strahlfleck des einlaufenden Elektronenstrahls.



Abbildung 16: Abweichung des Strahlfleckfaktors von 1 in Abhängigkeit vom Aufstellwinkel des Targets für verschiedene Streuwinkel in Reflexionsgeometrie.

Wird das Target in Transmissionsgeometrie aufgestellt, ergibt sich nach einer analogen Rechnung das gleiche Ergebnis.



Abbildung 17: Abweichung des Strahlfleckfaktors von 1 in Abhängigkeit vom Aufstellwinkel des Targets für verschiedene Streuwinkel in Transmissionsgeometrie.

In Abbildung 16 und Abbildung 17 wird für verschiedene Streuwinkel θ gezeigt, wie stark der Proportionalitätsfaktor von 1 abweicht, wenn das Target unter unterschiedlichen Winkeln aufgestellt wird. Man sieht, dass es in der Reflexionsgeometrie keinen großen Unterschied macht, das Target etwas ungenau zu positionieren. In der Transmissionsgeometrie werden die Abweichungen aber gerade für größere Streuwinkel deutlich größer. Bei dem nach Abbildung 13 korrekten Targetwinkel ist die Abweichung immer Null.

6.4. Anforderungen an die Temperaturstabilität

Wie in Kapitel 6.2 bereits erwähnt, ist die Dichte von Helium temperaturabhängig und der erste angeregte Zustand soll relativ zur elastischen Linie gemessen werden. Es ist daher nicht wichtig die Massenbelegung des Targets genau zu kennen, da sie aus dem sehr gut bekannten Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung berechnet werden kann. Da die Anregungsenergie des ersten angeregten Zustands von Helium allerdings erst bei etwa 20 MeV liegt, ist selbst die große Impulsakzeptanz des QClam-Spektrometers nicht groß genug um sowohl den angeregten Zustand und die elastische Linie gleichzeitig in einem Spektrum aus einer einzelnen Messung zu zeigen. Beide Zustände werden daher in zwei getrennten Messungen bei zwei verschiedenen Magnetfeldeinstellungen aufgenommen werden müssen. Damit es trotzdem möglich sein wird die Massenbelegung für den angeregten Zustand aus der Messung des Grundzustandes berechnen zu können, darf sich die Dichte des Heliums im Target, und damit die Temperatur, nicht verändert haben.

Da die Begebenheiten um das Target aber niemals völlig konstant bleiben werden, die Intensität des Elektronenstrahls, der Energie im Target deponiert, wird zum Beispiel niemals völlig konstant sein, ändert sich auch die Temperatur und damit die Dichte des Heliums. Die Frage ist, wie stark die Temperatur schwanken darf um eine bestimmte Genauigkeit in der Massenbelegung gewährleisten zu können.



Abbildung 18: Dichteabhängigkeit von Helium mit der Temperatur. Leicht verändert entnommen aus [30].

In Abbildung 18 ist die Temperaturabhängigkeit der Dichte von Helium zu sehen. Als erstes fällt auf, dass die Abhängigkeit im suprafluiden Helium deutlich schwächer ausfällt. Dies ist ein wichtiger Grund, das Target mit Helium-II zu betreiben, obwohl der experimentelle Aufwand dadurch größer wird. Die Zieltemperatur für das Target wird 1,8 K sein, da diese Temperatur nicht zu niedrig ist und so noch gut erreicht werden kann, aber bereits klein genug ist, um sicher unterhalb des Dichtemaximums zu liegen. Die Wertepaare von Temperatur und Dichte sind in [30] tabelliert.

Geht man von einer Dichte von $125 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$, einer Massenbelegung von $50 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ und einer erlaubten Schwankung in der Massenbelegung von 1% aus, dann darf die Massenbelegung jeweils um $0.25 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ nach oben und nach unten abweichen. Das bedeutet mit der in Kapitel 6.2 bestimmten Targetdicke von 40 mm, eine erlaubte Schwankung in der Dichte von $\frac{0.25}{0.4} \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3} = 0.625 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3}$.

1.50	1.057 265	1.451 646E - 1
1.55	1.057 273	1.451 837E-1
1.60	1.057 282	$1.452\ 071E - 1$
1.65	1.057 293	1.452 352E-1
1.70	1.057 307	1.452 686E-1
1.75	1.057 323	1.453 079E-1
1.80	1.057 341	1.453 538E-1
1.85	1.057 362	1.454 070E - 1
1.90	1.057 387	1.454 684E - 1
1.95	1.057 416	1.455 394 <i>E</i> - 1
2.00	1.057 449	1.456 217E - 1
2.05	1.057 488	1.457 181E-1
2.10	1.057 534	1.458 340E-1
2.15	1.057 594	1.459 840E - 1
2.20	1.057 643	1.461 049E-1

Abbildung 19: Ausschnitt aus einer Tabelle mit Temperatur-Dichte-Paaren von flüssigem Helium. Links steht die Temperatur in K, in der Mitte die hier nicht weiter wichtige Dielektrizitätskonstante und rechts die Flüssigkeitsdichte in g/cm³. Leicht verändert entnommen aus [30].

Die erlaubte Schwankung in der Temperatur lässt sich damit aus der Tabelle, wie in Abbildung 19 zu sehen, ablesen. Wird eine Ungenauigkeit in der Massenbelegung unter 1% verlangt, dann darf die Temperatur irgendwo zwischen 0 K und 2,1 K liegen. Eine Temperatur zwischen 1,7 K und 1,9 K ergibt durch den nahezu konstanten Verlauf der Dichte bei kleinen Temperaturen bereits eine Genauigkeit in der Massenbelegung von 0,2 %.

6.5. Wärmeeintrag im Target

Eine besondere Herausforderung in der Konstruktion eines Targets das mit flüssigem Helium gefüllt werden soll, besteht in dem Erreichen und Aufrechterhalten der möglichst konstanten tiefen Temperaturen, die dafür benötigt werden. In diesem Sinne ist es erst einmal notwendig
zu wissen, wo Wärmeeinträge, die das Target erwärmen werden und damit der Kühlleistung der Apparatur entgegenwirken, herkommen werden. Dabei spielen zwei Komponenten eine besondere Rolle. Die eine ist der Wärmeeintrag durch die Außentemperatur, die durch die verwendeten Materialien sowie der Geometrie der Streukammer bestimmt werden. Der zweite Teil kommt durch die Verwendung des Targets zur Elektronenstreuung an sich, da der Elektronenstrahl beim Durchgang durch das Target Energie im Material deponieren wird.

6.5.1. Erwarteter Wärmeeintrag durch den Elektronenstrahl

Wie in Kapitel 4 bereits beschrieben, verlieren hochenergetische Elektronen beim Durchgang durch Materie Energie und diese Energie muss natürlich irgendwo deponiert werden.

Der Energieverlust lässt sich mit den Gleichungen (4.2) und (4.6) berechnen. Für eine obere Abschätzung gehe ich davon aus, dass die gesamte Energie die der Elektronenstrahl beim Durchgang durch die Materie verliert, im Targetmaterial deponiert wird, obwohl insbesondere die Bremsstrahlungsphotonen zum großen Teil aus dem Target nach draußen gelangen werden. Der Energieverlust, der durch Bremsstrahlung verursacht wird, ist im interessanten Energiebereich im Vergleich relativ klein, aber nicht vernachlässigbar [31].

Außerdem sind "Stopping-Powers" für eine ganze Reihe verschiedener Materialien tabelliert [31].



Abbildung 20: Energieabhängige Stopping Power für schnelle Elektronen in Helium. Entnommen aus [31].

In Abbildung 20 ist der energieabhängige Energieverlust in Einheiten von $MeV\frac{cm^2}{g}$ der Elektronen in Helium, in Abhängigkeit der Energie der Elektronen in MeV zu sehen. Die durch den S-DALINAC beschleunigten Elektronen haben eine Energie zwischen 30 MeV und 130 MeV. Der Energiebereich, der hier von Interesse ist, liegt also komplett hinter dem Minium. Für eine obere Abschätzung kann ich also prinzipiell einfach einen Maximalwert von 150 MeV verwenden, da hierfür Werte tabelliert sind. Die tabellierten Werte haben gegenüber den nach den Gleichungen (4.2) und (4.6) berechneten Werten den Vorteil, dass noch verschiedene numerische Korrekturen einbezogen wurden und damit etwas genauer sind.

Für 150 MeV Elektronen gibt es in Helium eine Stopping Power von 4,095 $MeV \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$. Mit einer Massenbelegung von $50 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2} = 0.05 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ ergibt sich ein Energieverlust von

4,095 MeV
$$\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \cdot 0.05 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} = 0.205 \text{ MeV}$$
 (6.12)

pro Elektron. Der S-DALINAC liefert einen Strahlstrom I von maximal 2 μ A.

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{Ladung}{Zeit}$$
(6.13)

2 μ A sind daher $\frac{l}{e} = 1,248 \cdot 10^{13} \frac{Elektronen}{Sekunde}$ von denen jedes Elektron 0,205 MeV im Helium deponiert. In Joule sind das

$$0,205 MeV = 0,205 \cdot 10^6 \cdot e \cdot J = 3,284 \cdot 10^{-14} J.$$
(6.14)

Der Gesamtstrom von 2 μ A lagert also

$$1,248 \cdot 10^{13} \cdot 3,284 \cdot 10^{-14} \frac{J}{s} = 0,41 \frac{J}{s}$$
(6.15)

im Heliumanteil des Targets ein.

Das Hüllenmaterial der Targetkapsel wird vermutlich Aluminium sein. In Abbildung 21 ist der Energieverlauf der Stopping Power zu sehen. Für 150 MeV Elektronen ist die Stopping Power 7,583 MeV $\frac{\text{cm}^2}{g}$.



Abbildung 21: Energieabhängige Stopping Power für schnelle Elektronen in Aluminium. Entnommen aus [31].

Aluminium hat eine Dichte von 2,710 kg/m³. Geht man von einer Wandstärke der Hülle von insgesamt 0,1 mm als obere Abschätzung aus, ergibt sich eine Massenbelegung von $27,1 \frac{mg}{cm^2}$ und damit ein weiterer Wärmeeintrag von

7,583 MeV
$$\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \cdot 0,027 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} = 0,205 \text{ MeV}$$
 (6.16)

pro Elektron in das Target. Insgesamt ergibt sich also ein Wärmeeintrag von 0,82 W aus der Summe der Beiträge von Helium und Aluminium. Dieser Wert ist allerdings in jeder Hinsicht eine obere Abschätzung, der tatsächliche Wert dürfte deutlich darunterliegen.

6.5.2. Benötigte Heliummenge

Ist die Wärmeleistung, die im Target deponiert wird, bekannt, kann grob abgeschätzt werden, wie viel Helium dadurch verdampfen wird. Dies ist für die Dimensionierung der Heliumtanks wichtig zu wissen.

Helium hat eine Verdampfungsenergie von $20,413 \frac{kJ}{kg}$ [32]. Geht man davon aus, dass die 0,4 W die der Elektronenstrahl direkt im Helium deponiert komplett in Verdampfungswärme umgesetzt wird, also keinerlei Wärme abtransportiert werden kann, dann ist nach Gleichung (6.17) ein Gramm Helium nach 51,03 Sekunden vollständig verdampft.

$$\frac{20,413\frac{J}{g}}{0,4\frac{J}{s}} = 51,03\frac{s}{g}$$
(6.17)

In einer Sekunde verdampfen demnach 0,0196 g, und in einer Stunde daher 70,56 g. Das entspricht einer Flüssigkeitsmenge von 0,56 Litern pro Stunde.

6.5.3. Wärmeeintrag von außen

Die zweite Quelle, die Wärme in das Target leiten wird, ist die Außentemperatur. Dieser Beitrag wird durch geometrische Isolationsmöglichkeiten so weit wie möglich reduziert werden müssen. Eine Isolationsschicht stellt das Vakuum um die Heliumbehälter dar. Da der Elektronenstrahl aber sowieso durch Vakuum laufen muss, ist dieses Vakuum in der Streukammer bereits vorhanden. Die Aufhängung der Tanks zur Befestigung in der Streukammer muss so klein wie möglich ausfallen, damit Wärmebrücken nach außen reduziert werden. Spezielle Superisolationsfolien im Inneren der Kryostatkammer werden weiter zur Reduzierung der Wärmeeinstrahlung beitragen.

Schließlich wird es noch aktiv durch flüssigen Stickstoff gekühlte Kupferplatten geben. Damit wird dafür gesorgt, dass das Helium nicht mehr die 300 K Außentemperatur, sondern nur noch die etwa 80 K Stickstoff Temperatur sehen kann. Flüssiger Stickstoff ist leicht herzustellen und in ausreichender Menge vorhanden. Die möglichst vollständige Abschirmung von Heliumtanks durch aktiv gekühlte Kälteschilde ist eine gut erprobte Standardmethode im Bereich der Tieftemperaturphysik. In diesem Fall ist das allerdings nicht ohne Weiteres und nur mit großen geometrischen Einschränkungen möglich, da der Weg des Elektronenstrahls zum Target und von dort aus in den Strahlfänger sowie in das Spektrometer nicht gestört werden darf. Die Möglichkeit Kälteschilde einzubauen bleibt zwar bestehen, diese müssen allerdings mit relativ großen Löchern ausgestattet werden um den Elektronen nicht im Weg zu sein.

Daraus ergibt sich das Problem, dass zu viel Wärmestrahlung von außen in das flüssige Helium gelangen kann und ein Erreichen und Halten der erforderlichen Temperaturen unmöglich wird. Eine Möglichkeit wäre Fenster aus dünner Folie über die benötigten Löcher zu kleben. Sie müssten so dünn wie möglich sein, damit der Elektronenstrahl sie so ungestört wie möglich durchqueren kann, müssten aber auch eine ausreichende Dicke haben, damit ein ausreichender Wärmetransport gewährleistet werden kann. Tatsächlich würde die Fenster den Elektronenstrahl bereits so stark stören, dass der dadurch produzierte Untergrund so groß werden würde, dass keine vernünftige Messung mehr möglich sein würde.

Eine alternative Lösung könnte dadurch realisiert werden, dass die Kälteschilde trichterförmig in die Strahlführung hereinragen könnten. In Abbildung 22 ist eine solche Konstruktion schematisch dargestellt.



Abbildung 22: Schematische Darstellung der trichterförmigen Kälteschilde.

Der Weg, den der Elektronenstrahl durchquert, ist noch immer komplett offen und wird damit nicht unnötig gestört. Wärmestrahlung kann somit zwar immer noch durch die Öffnung eindringen, der Winkel unter dem das möglich ist, und damit auch die Gesamtleistung der eindringenden Wärmestrahlung, ist aber deutlich reduziert.

Eine weitere Reduzierung der Öffnungsgröße lässt sich dadurch realisieren, die Schilde einfach so eng wie möglich an das Target zu packen. Der notwendige Öffnungswinkel von 7° ist durch die Winkelakzeptanz des Spektrometers gegeben und bekannt [33]. Die Größe a der Löcher im Kälteschild hängt damit nur noch vom Radius R ab, in dem das Kälteschild ausgehend vom Streukammermittelpunkt montiert wird.

$$a = 2R\sin(7^\circ) \tag{6.18}$$

7. Modell der Targetkammer

Mit den grundlegenden Anforderungen aus Kapitel 6 kann eine Streukammer für das Heliumtarget konstruiert werden. Die Kammer muss in gewissen Teilen der Geometrie der bereits für normale Streuexperimente vorhandenen Streukammer [33] folgen, um in die Strahlführung eingebaut werden zu können. Das Ergebnis ist in Abbildung 23 zu sehen. Die Modellierung erfolgte mit dem Programm NX 9 von Siemens [34]. Die gesamten Baupläne der Kammer inklusive der Maße befinden sich im Anhang 15.2.



Abbildung 23: Modell der Streukammer für das Heliumtarget.

Es gibt Ein- und Austrittsflansche für den Hauptstrahl entlang der Strahlachse, an den Flanschen auf der linken Seite kann das Spektrometer unter verschiedenen Streuwinkeln angeflanscht werden und auf der rechten Seite ist ein Flansch für eine Vakuumpumpe. Die meisten Flansche sind keine standardisierten Maße, sondern folgen den Begebenheiten des aktuellen Spektrometers. Viele Maße mussten dazu ermittelt oder zusammengesucht werden.

Die Betrachtung der zu erreichenden Impulsüberträge und der zugehörigen Messwinkel befinden sich im Anhang 15.1. Es gibt insgesamt 6 Flansche zum Spektrometer mit denen Streuwinkel zwischen 61° und 161° eingestellt werden können Mit Strahlenergien zwischen 30 MeV und 130 MeV sind damit q²-Werte zwischen 0,018 fm⁻² und 1,44 fm⁻² möglich. In Abbildung 24 ist der Verlauf der quadrierten Impulsüberträge für die möglichen Streuwinkel zu sehen. Insbesondere die mittleren Strahlenergien zwischen 40 MeV und 80 MeV werden nach dem aktuell laufenden Umbau des S-DALINAC nur noch sehr schwer einzustellen sein [35].



Im Innenraum der Streukammer sind zwei Zylinder zu sehen. Diese dienen als Platzhalter für ein Kamerasystem mit dem die Strahlposition auf einem Leuchttarget abgebildet werden kann.



Abbildung 25: Leuchttargetsystem das von unten in die Streukammer gefahren werden kann um die Position des Strahlflecks sichtbar machen zu können. Entstanden nach Vorschlag von [36].

In Abbildung 25 ist eine Zeichnung des Systems zu sehen. Ähnliche Systeme sind bereits in der Strahlführung des S-DALINAC verbaut [36]. Das Leuchttarget aus Berylliumoxid wird dabei um einen 45° Winkel nach unten geneigt, mit Hilfe eines Aufzugs in die Höhe der Strahlachse gefahren. Die Halterung an dem das Target befestigt wird ist mit einem Winkelstück versehen, so dass eine Kamera die in Strahlrichtung hinter dem Aufzug montiert wird, von unten gerade

auf das Target schauen kann. Der Strahlfleck wird so von unten sichtbar und kann vom Kontrollraum aus zur Strahleinstellung verwendet werden.

Eine Konstruktion dieser Art ist notwendig, da das eigentliche Heliumtarget im kalten Zustand nicht wird verschoben werden kann, um stattdessen ein Leuchttarget an diese Stelle zu fahren. Das Target muss von unten an genau dieser Stelle in die Targetkammer eingefahren werden, da der Tisch auf dem die Streukammer montiert wird nur an dieser Stelle eine entsprechende Aussparung besitzt. Diese Aussparung ist eigentlich für den Anschluss einer Vakuumpumpe gedacht, was aber auch von der Seite geschehen kann, wenn Wellschläuche zur Abkopplung von Vibrationen verwendet werden.

Es wurde auch in Betracht gezogen, die Flansche zum Spektrometer auf eine Weise zu gestalten, wie sie in Abbildung 26 zu sehen ist.



Abbildung 26: Streukammer mit flexiblerer Flanschgestaltung zum Spektrometer.

Dazu sollte anstelle von festen Flanschen eine streifenförmige Öffnung in die Streukammer geschnitten werden, die dann mit Platten verschlossen werden können, auf denen sich an das Spektrometer passende Flansche befinden. Auf diese Weise wären wir in der Wahl der Streuwinkel im späteren Experiment sehr flexibel gewesen. Der Nachteil besteht in der sehr schwierigen Fertigung der Platten. Damit die Streukammer am Ende Vakuumdicht wird, müssten die Platten die exakt gleiche Krümmung aufweisen wie die Kammer, was alleine schon ein großes Problem wäre. Zusätzlich muss die Kammer auch im eingefrorenen Zustand, in dem sich das Material der Kammer sicherlich ein wenig verziehen wird, dicht bleiben. Ein leicht unterschiedliches Verhalten würde die Kammer wieder undicht werden lassen. Daher wurde diese Idee zugunsten der etwas unflexibleren, dafür aber sichereren Variante mit den zuvor beschriebenen festen Flanschen verworfen.

Die Firma CryoVac hat ein Angebot für ein Gesamtsystem bestehend aus Streukammer, Targetzelle, Kryostat inkl. Überwachungssensorik, Vakuumpumpen und weiterer benötigter Infrastrukturkomponenten Vorgelegt. Es befindet sich im Anhang 15.3. Andere Hersteller waren nicht bereit ein Angebot abzugeben.

8. Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle notwendigen Vorüberlegungen durchgeführt die notwendig waren, tatsächlich einen Hersteller für die Detailkonstruktion sowie die Fertigung zu finden und beauftragen.

Es wurde der Wärmeeintrag durch den Elektronenstrahl in das Heliumtarget berechnet und damit die benötigte Heliummenge ermittelt. Anschließend wurden geeignete Messpunkte für das Streuexperiment ermittelt und geometrische Anforderungen an die Targetdicke sowie die Genauigkeit in der Winkelausrichtung des Targets ermittelt.

Danach wurden Anforderungen an die Temperaturstabilität des flüssigen Heliums untersucht und schließlich ein Modell der Streukammer erstellt.

Mit diesen Informationen war es dann möglich, nach einem Hersteller für den Target Aufbau zu suchen.

Die Firma CryoVac hat sich dabei als kompetenter Partner herausgestellt. Ein Angebot für ein Komplettsystem inklusive aller für den Betrieb des Targets notwendiger Komponenten liegt mittlerweile vor. Die Bitte diesen Hersteller mit der Fertigung zu beauftragen zu dürfen, liegt zurzeit zur Bearbeitung bei der Deutschen Forschungsgesellschaft.

Im Anschluss muss der Kryostat im Detail zu Ende geplant und gefertigt werden. Anschließend kann er erst als Testaufbau im Labor aufgebaut und ausführlich getestet werden. Insbesondere die Sicherheit der Heliumkammern muss ausführlich überprüft werden um eine Beschädigung des Spektrometers durch plötzlich austretendes Helium auszuschließen.

Sobald im Versuchsaufbau alle Komponenten für tauglich erklärt wurden, kann schließlich das Experiment am QClam-Spektrometer durchgeführt werden.

Teil II Aufbau und Test einer neuen Auslese- und Steuerelektronik für das Lintott-Spektrometer

9. Einleitung

Das sogenannte Lintott-Spektrometer, eines der beiden großen Magnet-Spektrometer des Instituts für Kernphysik der TU Darmstadt, dient der Bestimmung des Impulses der gestreuten Elektronen. Hierfür werden Siliziumstreifendetektoren zur Ortsauflösung verwendet.

Die zugehörige Auslese- und Steuerelektronik ist im Laufe der Zeit, vermutlich durch Langzeit Strahlenschäden, unzuverlässig geworden. In den vergangenen Strahlzeiten mussten die Messungen regelmäßig wegen Abstürzen der Messelektronik unterbrochen werden. Insbesondere das Brechen des Interlock-Systems und das dazu notwendige Abschalten des Beschleunigers, um die Ausleseelektronik neu zu starten, haben wertvolle Strahlzeit gekostet.

Außerdem ist die Qualität des Elektronenstrahls in der jüngsten Vergangenheit durch Aufrüstund Umbaumaßnahmen im Bereich des Elektronenbeschleunigers deutlich gestiegen. Um die gesamte Qualitätssteigerung am Spektrometer nutzen zu können, ist ebenfalls ein Aufrüsten des Spektrometers erforderlich. Eine Verbesserung im Bereich der Systemtotzeit zur Verwendung größerer Strahlintensitäten, wäre im Rahmen dieses Umbaus ebenfalls wünschenswert.

Um dies zu gewährleisten, soll die Ausleseelektronik des Lintott-Spektrometers auf eine moderne VME-basierte Elektronik umgestellt werden. In diesem Zusammenhang soll auch eine neue Software zur Datenauslese und Analyse, sowie zur Online-Überwachung des Messbetriebs entwickelt werden. Es ist geplant, dazu einen möglichst modularen Messaufbau zu entwickeln und auf die bisher häufig verwendeten, im Institut gebauten Elektronikmodule, soweit wie möglich zu verzichten, um die Ausbaufähigkeit des Spektrometers, sowie Wartbarkeit des Gesamtsystems so flexibel wie möglich zu gestalten.

Ein Teil davon soll im Rahmen dieser Arbeit geschehen.

In Kapitel 10 wird das Lintott-Spektrometer vorgestellt. In diesem Kapiteln orientiere ich mich an meiner Bachelor-Arbeit [3], in der ich mich ebenfalls mit dem Lintott-Spektrometer beschäftigt habe.

In Kapitel 11 werde ich die bereits vorhandene Elektronik des Spektrometers vorstellen, und darauf eingehen, was erneuert werden soll, und wie die neue Elektronik funktionieren wird.

In Kapitel 12 folgen Messungen zur Überprüfung der in Kapitel 11 vorgestellten Funktionsweisen der neuen Elektronik und in Kapitel 13 folgt schließlich ein Ausblick auf die noch zu erledigenden Aufgaben, die notwendig sind, das Spektrometer wieder voll funktionstüchtig zu machen.

10. Das Lintott-Spektrometer

Beim Lintott-Spektrometer handelt es sich um ein Magnetspektrometer für (e,e') Experimente. Das Spektrometer hat geringe Akzeptanzbereiche für Raumwinkel (bis zu 6 msr) und Impuls (4%), dafür aber ein hohes Auflösungsvermögen $(1 \cdot 10^{-4})$ [6]. Diese kleinen Akzeptanzbereiche machen die erreichbaren Zählraten im Experiment klein und damit die benötigte Strahlzeit groß. Die Möglichkeit einen hohen Strahlstrom zu verwenden, sowie die Totzeit des Gesamtsystems so gering wie möglich zu halten, ist daher besonders wünschenswert.

Eine eindringliche Besonderheit des Lintott-Spektrometers ist der verwendete Dipolmagnet, der eine Ablenkung der Elektronen von 169,7° ermöglicht. Durch diesen "magic angle" genannten Ablenkwinkel und eine zusätzliche Verkippung der Fokalebene um 33° gegen die Sollbahn, können Bildfehler des Magneten minimiert werden.

Um Messungen bei verschiedenen Impulsüberträgen durchführen zu können, ist das Spektrometer drehbar gelagert. Durch den Aufbau der Streukammer und der Strahlführung, sind Ablenkwinkel zwischen 33° und 165 ° in 12° Schritten möglich.

10.1. Dispersiver Modus

Das Spektrometer kann auf zwei verschiedene Arten betrieben werden: Die erste Möglichkeit ist der sogenannte dispersive-Modus [6]. Dabei wird der Elektronenstrahl als Punktquelle auf das Target fokussiert. Durch unterschiedlich lange Laufbahnen im Magnetfeld werden alle Elektronen mit gleichem Impuls, trotz unterschiedlicher Eintrittswinkel in das Spektrometer, auf denselben Punkt der Fokalebene projiziert (siehe Abbildung 27). Das Spektrometer wirkt radial fokussierend. Das Problem bei dieser klassischen Betriebsart ist, dass die Auflösung so von der Energieunschärfe des Elektronenbeschleunigers abhängt und je nach Einstellung des Beschleunigers stark schwanken kann.



Abbildung 27: Funktionsweise im dispersiven Modus. Die vom Target gestreuten Elektronen werden im Magnetfeld des Spektrometers impulsselektiv abgelenkt und in der Fokalebene unabhängig vom Eintrittswinkel fokussiert. ① Target, ② Gegenstandsweite, ③ Dipolmagnet, ④ Bildweite, ⑤ Fokalebene. Entnommen aus [6].

10.2. Energieverlustmodus

Die zweite Betriebsmöglichkeit ist der Energieverlustmodus. Dabei wird das Spektrometer so betrieben, dass das Gesamtsystem aus Strahlführung und Spektrometer dispersionsfrei wird [6]. Dazu wird der Elektronenstrahl von der Strahlführung dispersiv als schmaler Streifen auf das Target abgebildet. Die Dispersion der Strahlführung muss dazu so eingestellt werden, dass die feste Dispersion des Spektrometers gerade genau ausgeglichen wird. Alle Elektronen ohne Energieverlust im Target werden auf denselben Punkt der Fokalebene abgebildet. Elektronen mit Energieverlust ΔE im Target werden mit einem Versatz von Δx von der Sollbahn auf die Fokalebene projiziert. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Messungen weitgehend unabhängig von der Energieunschärfe des Elektronenstrahls stattfinden und hohe Auflösungen erreicht werden können. Der Nachteil dieser Methode ist der, dass aufgrund der Ausdehnung des Strahlflecks auf dem Target, Targets mit sehr homogener Massenbelegung über den gesamten Strahlfleckbereich benötigt werden.



Abbildung 28: Funktionsweise im Energieverlustmodus. Der Auftreffort der gestreuten Elektronen in der Fokalebene hängt nur vom Energieverlust im Target ab. ① Target, ② Gegenstandsweite, ③ Dipolmagnet, ④ Bildweite, ⑤ Fokalebene, ⑥ Strahlführungssystem. Entnommen aus [6].

10.3. Detektorsystem

Das Detektorsystem besteht aus einem System aus 4 Modulen aus Silizium-Streifenzählern mit jeweils 96 Zählstreifen (siehe Abbildung 29). Jedes dieser Module ist 6,9 cm lang [6], die Länge der gesamte Fokalebene beträgt 24 cm.



Abbildung 29: Detektorsystem des Lintott-Spektrometers mit geöffnetem Detektorgehäuse.

Da die Siliziumstreifen auf den Modulen jeweils nicht randlos aufgebracht sind, entstehen immer dort, wo zwei Module aufeinander treffen Lücken im Detektorsystem, die im Experiment

Lücken im Spektrum erzeugen (siehe Abbildung 30). Außerdem sieht man, dass die Randkanäle der Streifenzähler alle höhere Werte zählen, als die restlichen Kanäle. Die Streifenzählermodule haben einen Guard-Ring, der das unterbinden soll, dieser wird im aktuellen Detektorsystem allerdings nicht verwendet. Um ein lückenloses Spektrum aufzunehmen muss jede Messung bei zwei leicht unterschiedlichen Magnetfeldeinstellungen durchgeführt werden.



Abbildung 30: Mit dem Lintott-Spektrometer aufgenommenes weißes Spektrum. Die Lücken zwischen den Detektormodulen sind gut zu sehen. Entnommen aus [3].

Die Detektormodule sind gemeinsam mit den Vorverstärkern auf einen Träger montiert, der auch für die Wärmeabfuhr des Systems zuständig ist. Für jedes Detektormodul sind jeweils 2 Vorverstärker zuständig. Jeder Vorverstärker bedient also 48 Kanäle.

Tatsächlich bestehen die Vorverstärker selber wieder aus jeweils 3 Modulen, die zu einer Einheit zusammengeschaltet wurden. Im späteren Betrieb merkt man davon nichts. Liest man aber die Signale der Streifenzähler direkt an den Vorverstärkern aus, kann man kleine Lücken und deutliche Signalpegel im Spektrum (Abbildung 31) erkennen.



Abbildung 31: Spannungspegel der Streifenzähler von einem halben Detektormodul direkt am Vorverstärker aufgenommen. Die durch die 3 Vorverstärkermodule getrennten Bereiche sind gut zu sehen.

Zusätzlich zum eigentlichen Siliziumstreifendetektor gibt es zudem noch zwei hintereinander montierte Triggerdetektoren. Einen Szintillator mit Photomultiplier und einen Cherenkov-Detektor, ebenfalls mit angeschlossenem Photomultiplier.

Da die Siliziumstreifen verhältnismäßig dünn sind (500 μ m), durchdringen die Elektronen die Streifenzähler vollständig und erreichen die dahinterliegenden Triggerdetektoren, die zwei Funktionen erfüllen. Zum einen dient der Trigger als Start für die Ausleseelektronik. Die Elektronik muss so nicht ständig ausgelesen werden, wenn es gar kein Ereignis gibt. Das reduziert die zu übertragende Datenmenge und sorgt außerdem dafür, dass das System nicht unnötig für echte Ereignisse gesperrt werden muss. Die zweite Funktionalität bezieht sich auf die Untergrundunterdrückung. Nur Elektronen die erst einen Streifenzähler und anschließend den Triggerdetektor durchqueren, können als Ereignis gewertet werden. Ereignisse die nicht aus der Richtung des Spektrometers auf den Detektor auftreffen, also auch keine gestreuten Elektronen sein können, tauchen im späteren Spektrum nicht auf.

11. Funktionsweise der Messelektronik

11.1. Bisherige Messelektronik und Funktionsprinzip

In einem Magnetspektrometer wird der Impuls der an einem Target gestreuten Elektronen in eine Ortsinformation umgewandelt. Es ist daher notwendig die auf die Fokalebene auftreffenden Elektronen ortsaufgelöst zu zählen. Dazu sollen die in Kapitel 10.3 beschriebenen Halbleiterstreifenzähler verwendet werden. Da die Impulsinformation bereits vollständig in der Ortsinformation enthalten ist, ist es nicht mehr notwendig die Energie der Elektronen im Detektor zu messen. Halbleiterzähler haben zwar durchaus eine gute Energieauflösung, hier spielt diese aber keine Rolle [37]. Tatsächlich wäre es gar nicht möglich die Energie der gestreuten Elektronen direkt mittels eines Halbleiterdetektors zu bestimmen, da die Energie der typischerweise in Streuexperimenten des Lintott-Spektrometers verwendeten Elektronen so groß ist, bis 130 MeV, dass sie nicht vollständig innerhalb des Halbleiterkristalls gestoppt werden würden [6]. Die Elektronen würden zwar Energie in der Silizium-Schicht verlieren, diese könnte auch registriert werden, aber wie groß die Restenergie ist, mit der die Elektronen den Kristall wieder verlassen würden, kann man nicht wissen.

Praktisch muss das Detektorsystem daher "nur" in der Lage sein, zu zählen, wie viele Elektronen die Fokalebene an einem bestimmten Ort durchqueren.

Deponiert ein Elektron Energie in einem Halbleiterdetektor, werden Elektronen-Loch-Paare erzeugt [18]. Siliziumdetektoren werden in der Regel als Diode mit einem p-n-Übergang und einer Vorspannung in Sperrrichtung betrieben [6]. Dadurch bildet sich innerhalb des Detektors eine ladungsfreie Zone. Dies ist notwendig, um bei Zimmertemperatur ein brauchbares Signal-Rausch-Verhältnis zu erzeugen.

Das große Problem bei der Verwendung von Halbleiterdetektoren ist der sehr kleine Signalpegel. Eine ausgefeilte Vorverstärkerelektronik ist notwendig, um ein nutzbares und trotzdem rauscharmes Signal zur Weiterverarbeitung zu erhalten. Mit diskreten Aufbauten aus Einzelteilen ist das nicht zu erreichen, weshalb ein integrierter Verstärkerchip verwendet werden muss [37]. Am Lintott-Spektrometer wird hierfür der am CERN entwickelte GASSIPLEX-IC verwendet. Dabei handelt es sich um einen 16-kanaligen ladungsempfindlichen Verstärker mit Sample & Hold-Stufe [6; 38].

Als nächstes muss es ein Verfahren geben, um die Spannungspegel jedes einzelnen Siliziumstreifens auszulesen und für die weitere Datenanalyse zu speichern. Dazu wird ein serielles Verfahren verwendet, wie es in Abbildung 32 zu sehen ist.



Abbildung 32: Schematische Darstellung des seriellen Auslesens der Streifenzähler mithilfe der GASSIPLEX-ICs. Entnommen aus [6].

Als erstes wird ein Triggersignal durch eine Koinzidenzschaltung der beiden Triggerdetektoren, Cherenkov und Szintillator, ausgelöst. Ist die Ausleseelektronik gerade nicht für neue Trigger gesperrt (Totzeitverriegelung), startet dieses Triggersignal den Auslesevorgang. Hierbei muss beachtet werden, dass es eine gewisse Zeit dauert, bis die Ladung an den Ausgängen der Vorversstärker akkumuliert wurde. Dieser Effekt wird als "Peaking-Time" bezeichnet [6].



Abbildung 33: Abhängigkeit der Signalhöhe Am Ausgang des Vorverstärkermoduls von der Ladungssammelzeit. Entnommen aus [6].

Um ein möglichst gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten, sollte möglichst im Maximum der Peaking-Time-Funktion, hier also nach 525 ns (Abbildung 33), gemessen werden. Um dies zu erreichen wird das vom Trigger ankommende Startsignal entsprechend über ein Delay verzögert, bevor damit die Auslese gestartet wird. Das Delay muss dabei so eingestellt werden, dass sowohl die Peaking-Time, als auch die Laufzeiten der Signale durch Kabel und Module berücksichtigt wird.

Im Anschluss wird der eigentliche Auslesevorgang gestartet. Zunächst wird die Elektronik gegen weitere ankommende Trigger gesperrt und über das Hold-Signal (Abbildung 32) die in diesem Moment an den Vorverstärkerkanälen anliegende Spannung eingefroren, so dass sie im nächsten Schritt nacheinander ausgelesen werden können. Dazu wird der Serializer benötigt, der eine Clock bereitstellt. Mit jedem Clock-Puls werden die GASSIPLEX-ICs einen Kanal weiter geschaltet und der Wert des aktuellen Kanals, über den GASSIPLEX-Ausgang, zur Digitalisierung an einen ADC gegeben. Die vom ADC digitalisierten Werte werden sofort weiterverarbeitet, und nur der Mittelwert von jedem einzelnen Kanal wird letztendlich per Ethernet weitergeleitet und gespeichert. Zum Schluss wird ein "Clear"-Puls an die Vorverstärker gesendet, der die GASSIPLEX-ICs in den Ausgangszustand zurücksetzt, damit sie beim nächsten Auslesevorgang wieder beim ersten Kanal anfangen können.

Bevor das System für den nächsten Trigger freigegeben werden kann, müssen die Vorverstärker ihre Nullniveaus wiedererlangen, im Prinzip ist das das Gegenteil der "Peaking-Time". Die dazu notwendige Zeit wird "Baseline Recovery-Time" genannt (Abbildung 34). Für den nächsten Auslesezyklus müssen die Vorverstärker ihr Nullniveau wieder erreicht haben. Um die Totzeit so kurz wie möglich zu halten, sollte die Zeit die für die Recovery-Time eingeplant wird, so lang wie notwendig, aber so kurz wie möglich gewählt werden.



Abbildung 34: Abhängigkeit des Nullpunktoffsets (Kreise) und des Rauschens (Rauten) des Vorverstärkers von der Erholzeit nach der Messung. Entnommen aus [6].

Die (im Wesentlichen) restliche Zeit wird für den Auslesevorgang an sich benötigt. Jeweils 48 Kanäle müssen nacheinander von einem ADC ausgelesen werden. In der Grundeinstellung stehen dabei für jeden Kanal 100 ns zur Verfügung. Es gibt aber die Möglichkeit den Haupttakt, und damit die Frequenz der Steuer-Clock, um den Faktor 2, 4 oder 8, Clockdivider genannt, zu reduzieren. Die Zeit, die für die Auslese jedes einzelnen Kanals zur Verfügung steht, erhöht sich damit um den entsprechenden Faktor, wodurch die digitalisierten Werte um einiges besser aufgelöst werden, die Totzeit des Systems aber deutlich ansteigt. In Abbildung 35 ist das Totzeitverhalten für verschiedene Clockdivider in Abhängigkeit von der Trigger-Frequenz aufgetragen. Wie man sieht, unterschieden sich die Totzeiten bei fester Zählrate deutlich.

Üblicherweise wird für Messungen im Strahlbetrieb der Clockdivider 4 verwendet. Die Erhöhung der Frequenz der Steuer-Clock ist daher ein zentrales Ziel für die neue Ausleseelektronik.



Abbildung 35: Totzeit der Ausleseelektronik in Abhängigkeit von der Trigger-Frequenz für verschiedene Clockdivider Einstellungen: 1 (Dreiecke), 2 (Kreise), 4 (Rauten) und 8 (Quadrate). Entnommen aus [6].

11.2. Plan für die neue Elektronik

Wie anfangs in Kapitel 9 beschrieben, kämpfte das Lintott-Spektrometer in den letzten Strahlzeiten mit zwei größeren Problemen, die die Ausleseelektronik betreffen. Erstens eine hohe Totzeit, weswegen der Strahlstrom vergleichsweise niedrig gewählt werden musste, und sich die benötigten Messzeiten pro Spektrum erhöht haben, und zweitens eine gelegentlich bis häufig abstürzende Elektronik, was es notwendig gemacht hat, den Strahlbetrieb regelmäßig komplett zu unterbrechen.

Im Rahmen des Beschleuniger-Umbaus werden eine Reihe von Analyse- und Überwachungssystemen in die Strahlführung integriert, die einen zuverlässigeren Dauerbetrieb ermöglichen sollen [8]. Es wäre sehr unglücklich, wenn diese Anstrengung durch ein ständig ausfallendes Spektrometer untergraben werden würden. Die integrierte "Eigenbau"-Elektronik, bei der möglichst alles auf einem einzelnen Modul zusammengefasst und zudem schlecht bis gar nicht dokumentiert ist, macht eine Reparatur oder den Austausch einzelner defekter Teile unmöglich. Daher muss die gesamte Auslese- und Steuerelektronik hinter den Vorverstärkern erneuert werden. Dabei soll das ganze System auf einen moderneren Standard gesetzt werden. Außerdem soll mehr Wert auf eine möglichst geringe Totzeit gelegt werden.

Das ganze System soll möglichst flexibel gestaltet werden, so dass defekte Teile ausgetauscht, und Anpassungen an veränderte Anforderungen jederzeit einfach durchgeführt werden können.

Der auslesende und digitalisierende ADC soll durch einen modernen VME-Flash-ADC ersetzt werden. Das gesamte gesampelte Signal wird per Ethernet an einen PC gesendet werden. Eine Software soll anschließend das Signal verarbeiten und bestimmen, in welchem Kanal Ereignisse registriert wurden. Die Software zur Aufnahme und Analyse der Daten, sowie zur Online-Überwachung des Experiments während des Strahlbetriebs muss ebenfalls komplett neu entwickelt werden. Dies bietet die Möglichkeit, eine Software zu verwenden, die genau an die speziellen Bedürfnisse und Besonderheiten des Lintott-Spektrometers angepasst ist. Beispiele dafür sind die "Lücken" im Spektrum und die sich daraus ergebenden halben Kanäle, eine automatische Addition mehrerer Einzelspektren, sowie Energiekalibrierung und die Möglichkeit kurze "Unsauberkeiten" des Elektronenstrahls einfach rauszuschneiden, ohne ganze Spektren und damit wertvolle Strahlzeit, komplett wegwerfen zu müssen.

Die steuernde Elektronik, die für die Totzeitsperre, die GASSIPLEX-Clock und den Reset der Elektronik für den nächsten Auslesezyklus zuständig ist, muss ebenfalls erneuert werden. Zur Auswahl stehen momentan zwei verschiedene Herangehensweisen. Einmal eine Schaltung über eine Reihe von separaten Logikmodulen, und zum anderen, die Verwendung eines zusätzlichen VME-ADCs, bei dem ein Multiplexer-Modus implementiert ist.

Für die Messung der Totzeit soll ein zusätzlicher 16-Kanal-VME-Scaler verwendet werden, an dem die ausgehenden Signale des Cherenkov, des Szintillators und der Koinzidenz aus beiden, sowie ein akzeptiertes Triggersignal das tatsächlich einen Auslesezyklus auslöst, angeschlossen werden. Die Berechnung und Darstellung, sowie die Speicherung der Totzeitdaten wird von einer Software übernommen, die in Kapitel 11.7.2 genauer beschrieben wird.

11.3. Datenaufnahme per MBS

Zur Datenaufnahme soll das Multi-Branch-System (MBS) [39], das seit 1993 von der GSI entwickelt wird, verwendet werden. Dabei handelt es sich um ein Echtzeit-System, das auf dem Unix-ähnlichen Betriebssystem LynxOS basiert und vollständig in C geschrieben ist [40]. Unterstützt werden unterschiedliche Bussysteme, unter Anderem der hier benötigte VME Standard. Prozessortypen werden ebenfalls unterschiedliche unterstützt, hier soll die CES RIO4 verwendet werden. Daten werden von den unterschiedlichen, in einem Messaufbau verwendeten Modulen per Address-Mapping über den Datenbus übertragen, und von der RIO4 über Ethernet an einen PC oder Server weitergeleitet. Die Daten können per Ethernet gestreamt und in Listmode-Dateien gespeichert werden. Eine Ausgabe in einer Konsole ist zudem auch möglich. Zusätzlich zum RIO4-Modul wird in jedem MBS-Aufbau das Trigger-Modul GSI TRIVA7 benötigt [41]. Das TRIVA-Modul bietet verschiedene Funktionalitäten an, der wichtigste ist jedoch die Fähigkeit bis zu 15 ankommende Trigger zu verwalten, und damit den MBS-Programmablauf zu steuern.



Abbildung 36: Aufbau eines MBS VME Crates. RIO4 und TRIVA7 (oder entsprechender, unterstützter Ersatz) sind Pflicht. Beliebige VME Module können ergänzt werden. Entnommen aus [40], leicht verändert.

In Abbildung 36 ist der typische Aufbau eines MBS-VME-Crates zu sehen. RIO4 und TRIVA7, oder entsprechender anderer unterstützter Ersatz, sind Pflicht. Die hier grün gezeichneten Module auf der rechten Seite sind beliebige VME Module. TDC und ADC sind hier stellvertretend genannt. Im Prinzip können beliebig viele Module und beliebig viele Crates über ein Master-Slave Prinzip zusammengeschlossen werden. Sollen mehrere Crates verwendet werden, müssen die Trigger per Timestamp-Modul synchronisiert werden.

Das Verhalten der einzelnen Module wird per Software gesteuert. Jedes verwendete Modul bekommt eine eigene Moduldatei, in der entsprechend der jeweiligen Modul-Dokumentation, Adressregister der Module mit Namen und aufrufbaren Funktionen verknüpft werden.

In der f_user.c-Datei werden alle verwendeten Module initialisiert und dabei dem MBS-System mitgeteilt, welche Adresse einem bestimmten Modul zugewiesen wurde. Diese Zuweisung findet in der Regel per Schalter auf der Modulplatine statt. Es ist wichtig, dass sich die Adressen der einzelnen Module, inklusive ihrer jeweiligen Registergröße, nicht überlappen.

Neben der Initialisierung findet in der f_user.c-Datei auch die Einstellung des Programmaufrufs statt. Es gibt für jeden Eingangskanal der Triva einen Funktionsblock, der bei jedem an diesem Kanal ankommenden Trigger ausgeführt wird. An dieser Stelle wird in der Regel die eigentliche Datenauslese durchgeführt. Außerdem gibt es einen Funktionsblock, der bei jedem Start der Messung ausgeführt wird. Hier können für alle Module zum Beispiel Schwellwerte oder Signalformen eingestellt werden, oder je nach Modul und Anwendungszeck gewünschte Register gesetzt werden. Neben den gerade beschriebenen, gibt es noch ein paar andere Dateien, die ein MBS-Programm benötigt. In diesen wird zum Beispiel eingestellt wie groß die Events jeweils sein dürfen, oder wo eingelesene Daten gespeichert werden sollen.

Außerdem gibt es die optionale Möglichkeit eigene Skript-Dateien zu erstellen, die dann während der Laufzeit ausgeführt werden können.

An dieser Stelle möchte ich erwähnen, dass das hier beschriebene MBS-System in vielerlei Hinsicht sicherlich sehr nützlich und flexibel ist, insbesondere um sehr große und möglicherweise in Einzelteilen entwickelte Systeme zusammenzuschließen, aber es nicht immer so perfekt ist, wie es hier klingen mag. Die Dokumentation ist reichlich dürftig, und die Funktionsweise an einigen Stellen nicht besonders einleuchtend, teilweise scheinbar sogar fehlerhaft.

11.4. Die C++ Bibliothek und Entwicklungsumgebung Qt und die Plot-Erweiterung QCustomPlot

Die C++ Klassenbibliothek Qt ist eine vielseitige Bibliothek zur Entwicklung von C++ Programmen mit graphischer Oberfläche [42]. Der Fokus liegt auf einer unabhängigen Technologie zur plattformübergreifenden Programmentwicklung. Außerdem gibt es eine zugehörige Entwicklungsumgebung, den Qt-Creator, der die Erzeugung von graphischen Benutzeroberflächen in C++ Programmen vergleichsweise sehr einfach und übersichtlich macht.

D					mainwindow.ui - Bildsch	irm - Qt Creator			- Ø ×	
Datei Bear	beiten Erstellen Debuggen An	alyze Extras	s Fenster Hilfe							
	🖬 🗹 mainwindow.ui* 🔹 🤊	' × 🖬 🖣	⊾ ≈ ∞, Ⅲ ≡ ⋈ ∞ :							
Ot.	Filter	Geben	Sie Text ein					Objekt	Klasse	^
Willkommen	Tab Widget	^ ·						 MainWindow Midwate 	QMainWindow 20 OWGdeat	
	🗐 Stacked Widget							checkBox	CheckBox	
	Frame							checkBox_2	gCheckBox	
Editieren	Widget							dial	QDial	
	HDLArea							label	QLabel	
Design			Label					pushButton	QPushButton	
ochgi	Dock Widget							pushButton_2	QPushButton	
	QAxWidget		Button 1	Button	2			menuBar	QMenuBar OToolBar	
Debug	 Input Widgets 							statusBar	QStatusBar	
5	Combo Box		CheckBox 1							
Projekte	🖌 Font Combo Box				•					
Tojenie	ne) Line Edit		CheckBox 2	CheckBox 2 Verbindung bearbeiten X						
7	AI Text Edit									
Analyze	AT Plain Text Edit				dial (QDial)	IcdNumber (QLCDNumber)				v
2	1 Caria Rass		, X		actionTriggered(int)	display(int)		Filter	+ -	+ - 1.
Hilfe	spin box			rangeChanged(int,int)	rangeChanged(int,int) setBinMode()					
	Double Spin Box		10 /		sliderMoved(int)	setDecMode()		Eigenschaft	Wert	^
	G Time Edit		\sim		sliderReleased()	setOctMode()		palette	Geerbt	
	Date Edit				valueChanged(int)			4 font	A [MS Shell Dig 2, 8]	
	Date/Time Edit							Familie	MS Shell Dlg 2	
	Dial							Punktgröße	8	
	Horizontal Scroll Bar			_				Fett		
	Newtool Court Res							Heterstreichen		
	Vertical Scroll Bar							Durchgestrichen		
	Honzontal Slider							Kerning	v	
	Vertical Slider				Ändern	Ändern		Kantenglättung	Voreinstellung bevor	1
	🙉) Key Sequence Edit							cursor	Pfeil	
	 Display Widgets 				Signale und Slots von QWidget anzeigen			mouseTracking		
	🛇 Label					OK Abbrechen		focusPolicy	NoFocus	
	AI Text Browser							contextMenuPolicy	DefaultContextMenu	
	Graphics View							acceptDrops		
	12 Calendar Widget							windowTitle	MainWindow	
	CD Number							P windowlcon	1 000000	
	LCD Number							windowUpacity	1.000000	
Bildschirm	Progress Bar							toolTipDuration	4	
L 🔔 , 🛛	Horizontal Line							▷ statusTin		
Debug	Vertical Line	+ -						whatsThis		
	OpenGL Widget	Sender	Signal Er	mofänger	Slot			accessibleName		
	- QQuickWidget		-					accessibleDescription		
	O OWebView							layoutDirection	LeftToRight	
	A Ablace							autoFillBackground		
the second	Of horizontalScrollPar	Canala	ad Class Aldianadites					styleSheet		
		 Signale u 	ALL					P locale	German, Germany	×

Abbildung 37: Die Entwicklungsumgebung Qt-Creator.

In Abbildung 37 ist ein Screenshot der Entwicklungsumgebung zu sehen. Man sieht eine Auswahl der vorgefertigten *Widgets* auf der linken Seite. Als Widgets werden alle Elemente

bezeichnet, die in die Programmoberfläche eingebaut werden können. In der Mitte ist im Hintergrund der Entwurf einer Oberfläche zu sehen. Im Vordergrund sieht man ein *Signal-Slot* Dialogfenster. Das Signal und Slot Prinzip ist grundlegend für den Aufbau der Qt Anwendungen. Als Signal werden alle Situationen bezeichnet, auf die das Programm reagieren können soll. Das kann das Anklicken eines Buttons sein, das Überfahren eines bestimmten Bereichs mit dem Mauszeiger, oder auch das Ablaufen eines im Hintergrund laufenden Timers. Im Beispielprogramm der Abbildung soll zum Beispiel gerade der Wert, der mit der runden Spinbox eingestellt wird, auf dem LCD-Display links daneben eingestellt werden. Für derartige einfache Standardaufgaben gibt es diese vorgefertigten Signale und Slots, die über eine Art Drag-and-Drop-System, mittels eines Dialogfensters, eingestellt festgelegt werden können. Alle anderen Aufgaben müssen per Programmcode einprogrammiert werden. Im Prinzip ist dabei dann alles Gewünschte Möglich.

Der große Vorteil der Qt-Bibliothek ist die große Einfachheit, simple Programme zu entwickeln. Außerdem lässt sich im Prinzip jeder beliebige C++-Code programmieren und ausführen und alle vorhandenen C++-Bibliotheken ganz wie gewohnt einbinden. Man ist also nicht auf eine bestimmte Bibliothek eingeschränkt. Schließlich gibt es die Möglichkeit, neben den bereits vorhandenen Widgets beliebige eigene zu kreieren. Auch dafür sind eine ganze Reihe Erweiterungen frei verfügbar. Eine davon ist die unabhängige Qt-Erweiterung QCustomPlot [43], die für die Plots in den später beschriebenen Programmen verwendet wird.

Die Erweiterung enthält ein neues Widget zum Plotten von Graphen und zur Visualisierung von verschiedensten Datensätzen. Die Bibliothek fokussiert sich auf die Möglichkeit zur Erstellung von hübsch anzusehenden 2D-Plots, Charts und Graphen, sowie auf die Echtzeit Visualisierung von Datenpunkten, inklusive der Möglichkeit Fehlerbalken oder Konfidenzintervalle automatisch und ansprechend darzustellen.

11.5. Das Trigger-System

Wie in Kapitel 11.1 beschrieben, werden ein Szintillator und ein Cherenkov-Detektor, jeweils mit einem Photomultiplier, als Triggerdetektoren verwendet. In Abbildung 38 ist das zugehörige Schaltbild zu sehen, wie es in der neuen Elektronik verwendet werden wird.



Abbildung 38: Trigger-System bestehend aus einem Szintillator, einem Cherenkov-Detektor, 2 Constant-fraction-Diskriminatoren (CFD) und einer Koinzidenzeinheit (CO). Szintillator- und Cherenkov-Signale werden an einen VME-Scaler übergeben. Die von Szintillator und Cherenkov erzeugten Signale sind jeweils keine NIM-Pulse, wie sie von den nachfolgenden Modulen benötigt werden. Daher werden sie jeweils erst in einen Constantfraction-Diskriminator geführt, der aus den Signalen NIM-Pulse erzeugt. Diese beiden NIM-Signale, laufen in eine Koinzidenzeinheit, die ein Triggersignal ausgibt, wenn die Eingangssignale sich zeitlich überlappen.

Die Koinzidenzschaltung soll eine weitere Untergrundunterdrückung bewirken. Die meiste Zeit seit der Inbetriebnahme des Siliziumstreifen-Detektors, war nur der Cherenkov-Detektor als alleiniger Trigger verwendet worden, obwohl bereits beide Detektoren installiert waren [6]. Innerhalb einer Strahlzeit im Jahr 2015 wurde die Koinzidenzschaltung in Betrieb genommen, wodurch eine deutliche Untergrund-Reduzierung erreicht wurde.

Zur Weiterverarbeitung und Speicherung der Trigger-Daten, werden die Signale an einen Scaler übergeben.

11.6. Zwei Ansätze zur Steuerung der GASSIPLEX-Module

Um die Daten der Streifenzähler als Spektrum auf einen PC zu bekommen, müssen die GASSIPLEX-ICs, wie bereits beschrieben, seriell ausgelesen werden. Den Modulen müssen also, ausgelöst durch ein Trigger Signal, jeweils 48 Pulse übergeben werden. Dazu stehen momentan zwei verschiedene Ansätze in der näheren Betrachtung.

11.6.1.Steuerung per VME Modul – Der ADC SIS3301

Der ADC SIS3301 ist ein Flash-ADC der Firma Struck. Er hat eine Sampling-Rate bis zu 105 MHz für jeden individuellen Kanal, und eine Auflösung von 14-bit. Er hat eine "Dual memory bank"-Funktion, sowie eine "Multi Event"-Struktur und verschiedene Trigger-Optionen [44]. Für unsere Zwecke ist allerdings nur die Trigger-Option "Multiplexer-Modus" von Interesse. Dieser hat den großen Vorteil genau die gewünschte Funktionalität, in nur einem Baustein zu liefern. Außerdem erfolgt die Einstellung per Software, was das ganze sehr flexibel und stabil macht.



Abbildung 39: Der ADC SIS3301 hat einen Multiplerxer-Modus implementiert, der auf einen eingehenden Trigger folgend, eine bestimmte Anzahl Pulse aussendet. Entnommen aus [44].

In diesem Modus kann einer der Ausgänge des SIS3301 dazu verwendet werden, externe Multiplexing-Hardware, wie den GASSIPLEX-Verstärkern, zu steuern. In Abbildung 40 ist das Steuerprinzip zu sehen. Der Trigger sendet ein Start-Signal an den SIS3301, woraufhin vom Modul 48 Clockpulse, über einen Fan-Out, an die 8 GASSIPLEX-ICs gesendet werden. Ein Rest-Signal stellt die GASSIPLEX-ICs in die Ausgangsposition, sprich den Auslesemarker auf den ersten Kanal. Die GASSILEX-Verstärker senden die ausgelesenen Daten dann zur Digitalisierung an einen weiteren ADC.



Abbildung 40: Schaltbild des Multiplexer-Modus des SIS3301 in Zusammenhang eines GASSIPLEX-Moduls.

Um den Multiplexer-Modus zu aktivieren, müssen ein paar Register-Bits im Kontroll-Register der Modul-Hardware gesetzt werden. Dann müssen die interne Sampling-Clock und ein zusätzlicher Predivider gesetzt werden, die zusammen die Frequenz der Clock-Pulse bestimmen. Schließlich muss noch eingestellt werden, wie viele Pulse jeweils ausgesendet werden sollen, und welche Breite diese haben sollen.

Die Sampling-Clock ist, vom Modul vorgegeben, auf wenige Auswahlmöglichkeiten beschränkt. Der Predivider muss ganzzahlig sein. Um auf 200 ns Pulse zu kommen, kann man eine Sampling-Clock von 25 MHz (40 ns), und einen Predivider von 5 nehmen.

$$5 \cdot 40 \text{ ns} = 200 \text{ ns}$$
 (11.1)

Die Anzahl der Pulse wird auf 48 gestellt. Da die GASSIPLEXE "echte" Rechteckpulse verlangen, muss die breite auf 100 ns gestellt werden.

Die Programmierung und Aktivierung des Moduls erfolgt per MBS, wozu ein Programm geschrieben wurde. In den anschließenden Tests hat das Ansprechen des Moduls allerdings nur teilweise funktioniert. Die Firmware-Version, sowie die Modul-ID des Moduls wurden korrekt ausgelesen. Bei dem Versuch den Multiplexer-Modus zu aktivieren gab es jedoch Probleme. Schaut man sich das ausgehende Signal auf einem Oszilloskop an, ändert sich in dem Moment in dem der Modus aktiviert wird, der Signalpegel gerade um das erwartete NIM-Niveau nach unten. Eine Pulsstruktur gibt es jedoch nicht.

Der Support von Struck hat sich zu diesem Problem leider erst deutlich später gemeldet. Zur Überprüfung der Lösung war bis zu diesem Zeitpunkt leider keine Gelegenheit.

11.6.2.Steuerung per Logikschaltung

Da die favorisierte Multiplexer-Steuerung mit Hilfe des SIS3301-Moduls leider nicht funktioniert hat, wurde eine Ersatzschaltung bestehend aus einer ganzen Reihe Logik-Modulen entwickelt [45] und aufgebaut.

In Abbildung 41 sind die wichtigsten Signale aufgelistet, die die Logikschaltung beinhalten muss. Das Zustandekommen des Trigger-Signals "TRIG" wurde in Kapitel 11.5 beschrieben. Von diesem Trigger-Signal muss ein Gate geöffnet werden (Gate 1), innerhalb welchem die Multiplexer-Pulse ausgesendet werden (Clock). Das Aussenden der Pulse geschieht über einen Pulser, der mittels Koinzidenzmodul mit Gate 1 verknüpft wird. Das Gate muss so lang sein, dass 48 Pulse der gewünschten Länge hineinpassen. Hier werden der Übersichtlichkeit halber nur 7 Pulse gezeigt. Die Länge der Pulse bestimmt die Dauer, die jeder Kanal ausgelesen werden kann. Dies entspricht dem in Kapitel 11.1 erwähnten Clockdivider der bisherigen Elektronik. Auf die Wahl einer geeigneten Länge der Pulse wird in Kapitel 12.1 noch einmal genauer eingegangen.



Abbildung 41: Verschiedene Signale der Logikschaltung. Hier, zur besseren Übersichtlichkeit, für 7 Multiplexer-Pulse und einem verkürzten Totzeit-Gate.

Nachdem alle Pulse durchgelaufen sind und damit auch alle Streifenzähler ausgelesen sind, müssen die Vorverstärker per Reset-Puls wieder in die Ausgangsposition zurückgesetzt werden. Schließlich wird noch ein Gate (Gate 2) zur Totzeitverriegelung benötigt, das zusammen mit dem Start des Auslesevorgangs geöffnet, und etwa 2 μ s nach dem letzten Puls wieder geschlossen werden muss. Nach dieser Zeit ist der Baseline-Recovery-Vorgang abgeschlossen, und ein neuer Trigger darf einen neuen Auslesevorgang initialisieren.

Folgende Schaltung (Abbildung 42) soll diese Signale erzeugen.



Abbildung 42: Schaltung zur Realisierung der seriellen Vorverstärker Auslese durch Logikmodule, bestehend aus Delays, Koinzidenzeinheiten (CO), Gate-Generatoren (GG) und einem Pulser.

Der erste, blaue Teil der Schaltung zeigt die Totzeitverriegelung und das DELAY1, über das die für die Vorverstärker nötige Ladungssammelzeit eingestellt wird. Das von GG1 geöffnete Gate ist gerade so lang, wie die gesamte Elektronik für einen Auslesezyklus für weitere ankommende Trigger gesperrt werden muss. Für 48 mal 200 ns Multiplexer-Pulse, und 2 μ s zusätzliche Recorvery-Time wären das zum Beispiel 11,7 μ s. GG1 sendet ein invertiertes Signal an CO1. CO1 erhält ein "Ja" auf diesem Eingang. Kommt jetzt ein Triggersignal am anderen Eingang an, öffnet die Koinzidenzeinheit und das Signal kann an den nächsten, hier grünen Teil der Schaltung weitergeleitet werden. Das invertierte Signal wird wieder zurückgeleitet, womit jetzt ein "Nein" am Eingang der Koinzidenzeinheit anliegt, bis das Totzeitgate GG1 wieder geschlossen wird. In dieser Zeit wird also kein weiteres Triggersignal durch die Koinzidenzeinheit weitergeleitet, die Schaltung also effektiv verriegelt.

Alle ankommenden und alle von der Koinzidenzeinheit akzeptierten Trigger-Signale werden an einen Scaler gegeben. Aus dem Verhältnis der beiden Zähler wird die Totzeit berechnet.

Im nächsten Schritt wird dann die eigentliche Auslese eingeleitet. Das violette HOLD Signal friert alle Ladungen auf den Eingängen der Vorverstärker ein. Die Laufzeit der Signale bis zu diesem Eingang bestimmt, zusammen mit den festen 525 ns Recovery-Time, die Länge von DELAY1.

Im grün dargestellten Teil der Schaltung werden die 48 Multiplexer-Pulse erzeugt und an die Vorverstärker übergeben. Wie in Abbildung 41 zu sehen ist, muss ein Gate geöffnet werden, und ein Pulsgenerator muss die benötigten Pulse erzeugen. Das koinzidente Signal aus diesen beiden Signalen ergibt das eigentliche Clock-Signal. Hierbei muss man allerdings beachten, dass der Takt des Pulsgenerators und das eingehende Triggersignal und damit der Öffnungszeitpunkt des Gates, nicht korreliert sind. In Abbildung 43 sind die dadurch entstehenden Auswirkungen dargestellt.



Abbildung 43: Durch die nicht-Korrelierung von Pulser und Triggersignal entsteht die Möglichkeiten für unterschiedliche Anzahlen von generierten Multiplexer Pulsen.

Je nachdem wie der Pulsertakt zum Zeitpunkt der Gate-Öffnung steht, kann der erste Puls mehr oder weniger innerhalb des Gates auftreten, wie der Vergleich der oberen mit der unteren Darstellung zeigt. Außerdem ist im unteren Fall der erste Puls sehr viel kürzer als er eigentlich sein sollte. Der erste Kanal des GASSIPLEX-Moduls könnte dadurch nicht ordentlich ausgelesen werden.

Um dies zu verhindern sind in der Schaltung (Abbildung 42) jeweils ein, auf den ersten Blick möglicherweise unnötig scheinender, Gate-Generator und eine Koinzidenzenzeinheit zusätzlich verbaut. Der Gate-Generator GG2 öffnet ein Gate, das für den grünen Teil der Schaltung, so lang sein muss, dass es wenigstens mit einem Pulser-Puls gleichzeitig ein "Ja" Signal an die Koinzidenzeinheit CO2 schicken kann. Praktisch muss es für die gesamte Dauer des Auslesevorgangs geöffnet sein, damit das Hold-Signal über diese Zeit bestehen bleibt. Von dieser Koinzidenzeinheit ausgehend, wird ein weiteres Gate GG3 geöffnet. Analog zum Fall der Totzeitverriegelung, wird ein invertiertes Signal zurück an die Koinzidenzeinheit geleitet, um ein weiteres Öffnen während des laufenden Auslesezyklus, zu verhindern. Außerdem geht das Signal aus dem Gate-Generator, gemeinsam mit dem Pulser-Signal, an eine weitere Koinzidenzeinheit CO4. Dies ist jetzt die Koinzidenzeinheit, mit deren Hilfe tatsächlich das geforderte Clock-Signal für die GASSIPLEX-ICs gebildet wird. Durch den Umweg über die Koinzidenzeinheit CO2 wird eine Korrelation aus Pulsertakt und Gate-Öffnung hergestellt. Das Delay DELAY3 wird benötigt, um die unterschiedlichen Signallaufzeiten, bedingt durch die unterschiedlichen Kabellängen von der Steuerungslogik zu Gassiplex-Modulen, auszugleichen. Durchgeführte Tests des Aufbaus haben gezeigt, dass ohne dieses Delay die Korrelation auf dem Weg wieder verloren geht.

Zum Schluss gibt es noch den hier orange dargestellten Teil der Schaltung, der das Reset-Signal erzeugen soll. Dazu wird eine weitere, spezielle Koinzidenzeinheit †CO3 verwendet. Untypischerweise geht in diese Koinzidenzeinheit nur ein Signal hinein und es soll auch eigentlich gar keine Koinzidenz hergestellt werden. Stattdessen geht es hier um einen speziellen Ausgang des verwendeten Koinzidenzmoduls ORTEC CO4020 [46], angedeutet durch den zusätzlichen Pfeil in der Bezeichnung, der einen einzelnen, einstellbaren Puls aussendet, sobald eine ansteigende Flanke registriert wird. Das heißt, das Reset-Signal wird automatisch ausgesendet, sobald das Auslese-Gate geschlossen wird. Das zusätzliche Delay DELAY2 wird trotzdem noch benötigt, damit auch der letzte Kanal genügend Zeit für die Auslese bekommt, und nicht vorzeitig zurückgesetzt wird.

Insgesamt wird mit der gezeigten Schaltung also das gleiche erreicht, wie mit dem in Kapitel 11.6.1 vorgestellten ADC SIS3301. Die Funktionsfähigkeit der vorgestellten Schaltung konnte an einem Testaufbau gezeigt werden.

11.6.3. Umwandlung der Signalpegel

Als letztes muss noch die Art der Signale betrachtet werden.

Alle der in den letzten beiden Abschnitten vorgestellten Module arbeiten mit Single-Ended-NIM Signalen. Die GASSIPLEX-ICs benötigen, in der verbauten Schaltung, aber differentielle Signale mit einem Signalpegel von mindestens 3 V.

Für die Signalpegel-Umwandlung wird ein TTL-NIM-Konverter [45] verwendet. Es wird ein Signal auf einen Eingang gelegt, entnommen werden jeweils der normale Puls und der gleiche, aber invertierte Puls. Dadurch werden die Signale in differentielle Signale mit doppeltem Pegel umgewandelt.

11.7. Datenaufnahme

Die Siliziumstreifen erzeugen Signalpegel, wenn Teilchen Energie darin deponiert haben. Diese Pegel werden von den Vorverstärkern verstärkt und über das beschriebene serielle Verfahren ausgelesen. Am Ende soll ein Spektrum auf dem PC zu sehen sein. Dazu müssen die analogen Spannungspegel der Vorverstärker digitalisiert werden, wofür der ADC SIS3302 der Firma Struck verwendet werden soll.
11.7.1.Aufnahme der Streifenzählerdaten – Der ADC SIS3302

Der ADC SIS3302 [44] ist ein acht-Kanal VME-Digitizer-Board mit einer sampling Rate bis zu 100 MHz pro Kanal und einer Auflösung von 16-bit. Dieser ADC soll verwendet werden, um die Spannungspegel der Vorverstärker zu digitalisieren und an den PC zu senden. Das Besondere an diesem ADC ist, dass er in einer Bauweise erhältlich ist, die direkt differentielle Signale an den Eingängen unterstützt. Da die Vorverstärker differentielle Signale ausgeben, müssten diese ansonsten erst per Adapter umgewandelt werden. Durch die Wahl dieses ADCs ist das nicht notwendig.

Eine kurze Beschreibung der Funktionsweise folgt in Kapitel 12.1.

11.7.2. Aufzeichnung und Ermittlung der Totzeit – Der Scaler CAEN V560

In den Kapiteln 11.5 und 11.6 wird ein Scaler erwähnt, der für die Messung und Aufzeichnung der Totzeit verwendet werden soll. Es handelt sich dabei um den VME-Scaler V560 der Firma CAEN. Der Scaler hat 16 unabhängige 32-bit Kanäle [47]. Jeder Kanal kann mit einer Input-Frequenz bis zu 100 MHz betrieben werden. Es ist möglich je zwei Kanäle zusammenzuschließen und daraus einen 64-bit Kanal zu erhalten.

Das Modul wird im Prinzip komplett per VME gesteuert, es gibt aber zusätzlich Front-Panel Eingänge für die Funktionen "Veto" und "Clear", sowie einen zusätzlichen Testeingang, der mit jedem ankommenden Puls die Zählstände aller 16 Kanäle um eins erhöht.

Die Steuerung und Auslese soll per MBS erfolgen. Dazu wurde ein MBS-Programm geschrieben und die korrekte Funktionsweise überprüft. Außerdem wurde ein Programm zur Online-Überwachung während des Strahlbetriebs, sowie zur nachträglichen Betrachtung des Totzeitverlaufs geschrieben. Die C++-Klasse zum Einlesen der MBS-Daten stammt von Maxim Singer [45].



Abbildung 44: Programm zur Darstellung der Frequenz der Triggerdetektoren, sowie der ermittelten Totzeit.

In Abbildung 44 ist ein Screenshot des ausgeführten Programms zu sehen. Die Datenpunkte wurden mithilfe eines Signalemulators und Poisson-verteilten Frequenzen aufgenommen.

Am oberen Rand des Fensters befinden sich Schaltknöpfe zum Verbinden mit dem MBS-Stream, oder zum Einlesen einer Datei. In diesem Fall werden Daten aus einer Datei gezeigt. Auf der linken Seite sind die rohen Scalerdaten zur Kontrolle angezeigt. Im späteren Messbetrieb kann diese Anzeige vermutlich entfernt werden.

Rechts daneben befinden sich die Anzeigen zur Trigger-Frequenz der beiden Triggerdetektoren, sowie des Koinzidenzsignals. Werden Daten aus einer Datei eingelesen, werden beim Klick auf den Plot-Button, die gesamten Daten auf einmal geplottet. Der Stopp-Knopf hat keine Funktion. Besteht eine Verbindung zum MBS-Stream, werden die Daten in Echtzeit mitgeplottet. Der Stopp-Kopf stoppt den Live-Plot, der Plot-Knopf startet ihn wieder. Außerdem wird der jeweils letzte bekannte Wert angezeigt. Aufgrund der hier verwendeten Art der Datenaufnahme mittels Signalemulator, sowie der niedrigen Frequenz, verschwindet der Plot des Koinzidenzsignals hinter der Linie des Szintillators.

Ganz rechts befindet sich der Bereich, der für die Darstellung der Totzeit zuständig ist. Die Funktionsweise ist die gleiche wie im Frequenzbereich.

12. Messungen

12.1. Bestimmung der nutzbaren Plateaubereiche der einzelnen Streifenzähler Kanäle

Das Ziel der gesamten Ausleseelektronik ist schlussendlich ein Spektrum am PC zu erhalten. Der ADC nimmt die Spannungspegel, die von den Vorverstärkern ausgesandt werden auf und sampled sie. Anschließend werden die Daten vom VME-Master-Controller CES RIO4 über das Ethernet an einen PC übertragen. Ein Spektrum in der Form, dass einfach nur die Anzahl registrierter Ereignisse pro Zählstreifen, also pro Kanal, angezeigt werden, ist das damit aber noch nicht.



Abbildung 45: Mit einem Oszilloskop aufgenommene Daten eines GASSIPLEX-ICs, über mehrere Auslesezyklen gemittelt und interpoliert. Aufgenommen mit der alten Steuerung bei Clockdivider 1.



Abbildung 46: Mit einem Oszilloskop aufgenommene Daten eines GASSIPLEX-ICs, über mehrere Auslesezyklen gemittelt und interpoliert. Aufgenommen mit der alten Steuerung bei Clockdivider 4.

In Abbildung 45 und Abbildung 46 sind die Spannungspegel dargestellt, wie sie die Vorverstärker ausgeben, wenn kein Ereignis vorliegt. Es wurden 20 Auslesezyklen für jedes Vorverstärkermodul, jeweils für die Clockdivider Einstellungen 1, 2 und 4 durchgeführt. Anschließend wurde über jeweils alle 20 Messungen für jeden Vorverstärker gemittelt und das Ergebnis interpoliert. Es handelt sich bei den beiden gezeigten Bildern jeweils um Aufnahmen desselben Vorverstärkermoduls.

Hier kann man den Sinn erkennen, der verschiedene Clockdivider Einstellung überhaupt sinnvoll macht. Beim Clockdivider 4 ist die insgesamt benötigte Auslesezeit, entsprechend der Logik, 4-mal so lang, wie bei dem Clockdivider 1. Die Plateaus sehen dafür deutlich besser aus, das heißt, das Spektrum kann sauberer rekonstruiert werden. Für die alte Ausleseelektronik war dies dann auch tatsächlich notwendig.

Ziel der neuen Ausleseelektronik ist eine Reduzierung der Totzeit, beziehungsweise eine Erhöhung der Ausleserate. Moderne Elektronik macht die Übertragung und Auswertung von deutlich höheren Datenmengen möglich. Die strickte Festlegung auf bestimmte Clockdivider wird mit der neuen Elektronik ebenfalls aufgehoben. Momentan noch andauernde Tests deuten an, dass eine dem Clockdivider 1 entsprechende Einstellung durchaus machbar zu sein scheint [45].

Außerdem sieht man, dass jeder Kanal eine eigene Nulllinie besitzt. Diese ändert sich aber weder mit der Zeit, noch mit der verwendeten Clockdivider-Einstellung. In der bisherigen Aufnahmeelektronik gibt es eine eingebaute Prozedur, die die Nulllinien der einzelnen Kanäle ermittelt und für die weitere Analyse an die Ausleseelektronik zurückgibt. In der neuen Elektronik muss ebenfalls ein entsprechendes Tool zur Verfügung stehen.

In den Abbildungen kann man das Einschwingverhalten der einzelnen Kanäle, sowie den Übergang von einem Kanal zum anderen erkennen. Um das (e,e')-Spektrum zu erzeugen, muss für jeden Auslesevorgang und für jeden Kanal entschieden werden, ob ein Teilchen Energie in dem entsprechenden Zählstreifen deponiert hat oder nicht. War dies der Fall, dann liegt der vom Vorverstärker übertragene Spannungspegel in diesem Kanal deutlich höher. Die Software muss also die Nullniveaus von jedem Kanal kennen und mit dem aktuellen Wert vergleichen. Liegt der Wert über dem eingestellten Schwellwert, wird ein Ereignis in dem entsprechenden Kanal gezählt. Dazu muss die Software den aktuellen Wert für jeden Kanal kennen. Übergeben werden Daten wie sie in den Abbildungen zu sehen sind, allerdings durch den ADC gesampled, das heißt mit deutlich weniger Datenpunkten. Die Software muss daher wissen, wo die einzelnen Kanäle anfangen und aufhören. Aus den Werten innerhalb dieses Kanals kann dann der Mittelwert gebildet werden, der wiederum mit dem Schwellwert verglichen werden kann.

Die Aufgabe besteht also darin, die Anfangs- und Endpunkte der nutzbaren Plateaus für jeden Kanal zu bestimmen. Die Überschwinger und die Werte zwischen den Kanälen sollen rausgeschnitten werden. Außerdem muss überprüft werden, wie stark die Spannungspegel bei den einzelnen Auslesezyklen um den Mittelwert des Kanals schwanken.

In Abbildung 47 und Abbildung 48 sind die Ergebnisse zusammengefasst, jeweils für den Kanal 8, einmal für den Clockdivider 1, und einmal für den Clockdivider 4, dargestellt. Für die Auswertung der Daten wurde das Programm Matematica 8 [48] verwendet.



Abbildung 47: Zusammenfassung der Kanalbestimmung für den Kanal 8 und den Clockdivider 1.



Abbildung 48: Zusammenfassung der Kanalbestimmung für Kanal 8 und den Clockdivider 4.

Diese Darstellung wurde für alle Clockdivider-Einstellungen und alle Kanäle durchgeführt. Eine Liste für den Clockdivider 1 befindet sich im Anhang (Kapitel 15.4). Da dies diejenige Einstellung ist, bei der am meisten abgeschnitten werden muss, und außerdem der, voraussichtlich verwendeten Einstellung der neuen Auslese am nächsten kommen wird, wird diese Liste der Auslese-Software übergeben werden.

Schließlich musste dann noch untersucht werden, ob die der Clockdivider 1 entsprechenden Einstellung ausreicht, um mit dem Verwendeten ADC das Spektrum sicher zu rekonstruieren. Die Samplerate sollte so gering wie möglich gehalten werden, damit die maximale Datenübertragungsrate nicht zum entscheidenden Kriterium der maximal möglichen Zählrate wird.



Abbildung 49: Rekonstruktion (orange) der Spannungspegel (blau) mit 20 ns Sampleschritten.



Abbildung 50:Rekonstruktion (orange) der Spannungspegel (blau) mit 90 ns Sampleschritten.

Seite 72

Abbildung 49 und Abbildung 50 zeigen zwei Beispiele. Durchgeführt wurde die Auswertung in 10 ns Schritten, für 10 ns, 20 ns, ..., 100 ns. Zusätzlich muss bedacht werden, dass der ADC eine feste, eigene Clock zum Abtasten verwendet. Wir kennen also nicht den Zeitpunkt, zu dem mit dem ersten Samplepunkt begonnen wird. Auch dies muss berücksichtigt werden. Jede vertikale Linie entspricht einem Samplepunkt. In den Abbildungen kann man erkennen, dass die Rekonstruktion bei 20 ns Sampleschritten sehr gut funktioniert. Hier nicht zu sehen ist, dass sich die Rekonstruktion beim Verschieben des Startpunkts nicht wesentlich verändert. Bei den 90 ns Sampleschritten sieht das dagegen anders aus. Einige Kanäle werden gar nicht mehr rekonstruiert. Außerdem ändert sich die orange Linie beim Verschieben des Startpunktes sehr deutlich. Als Ergebnis scheint die Verwendung von etwa 40 ns Schritten ein guter Kompromiss zu sein.

12.2. Überprüfung der Funktionsweise der Logikschaltung

Die in Kapitel 11.6.2 beschriebene Logikschaltung wurde als Testaufbau im Labor aufgebaut und die Funktionsweise überprüft. In Abbildung 51 ist ein Foto des Logik-Modul-Anteils der Schaltung zu sehen. Der VME-Teil befindet sich darunter.



Abbildung 51: Foto des Logik-Modul-Anteils des Testaufbaus. Der VME-Teil befindet sich darunter.

In Abbildung 52 ist ein Oszilloskop-Bild der Steuersignale zu sehen. Der gelbe Kanal 1 ist das Triggersignal, das die restlichen Signale auslöst. Die Anzeige des Oszilloskops wird auf diesen Kanal getriggert. Durch den Trigger Puls wird anschließend das Gate geöffnet, das auf dem Kanal 2 zu sehen ist. Dieses Gate ist in Koinzidenz mit dem Multiplexer-Pulsgenerator geschaltet und löst so die Weitergabe der Steuer-Clock, zu sehen in Kanal 3, aus. In Kanal 4 sieht man den Reset-Puls zum Zurücksetzten der Vorverstärker.



Abbildung 52: Oszilloskop-Bild der Steuersignale. Kanal 1: Triggersignal, Kanal 2: mit dem Multiplexer-Pulser koinzidentes Gate, Kanal 3: Steuer Clock, Kanal 4: noch nicht verzögertes Reset-Signal.

Auf dem Bild sind zur besseren Sichtbarkeit nur 6 Pulse dargestellt, die Schaltung ist aber auch mit den vollen 48 Pulsen getestet worden. Außerdem ist der Reset-Puls hier noch nicht verzögert, auch dies soll der besseren Sichtbarkeit dienen.

Im Bereich des Aufbaus und Tests der Schaltung sind ein paar Verbesserungsmöglichkeiten aufgefallen, die in der in Kapitel 11.6.2 vorgestellten Schaltung bereits integriert sind, zum Beispiel die Notwendigkeit zur Pulser-Gate-Korrelierung für die Auslese-Clock.

Die Funktionstüchtigkeit der Pulser-Gate-Korrelierung wurde außerdem durch ein einfaches Qt-Programm überprüft. Die Messdaten wurden mit einem Scaler und dem Testaufbau aufgenommen.

open MbS-s	Tream of LMD file		Ende
OK ?			
Anzahl Trigger	Anzahl Ok	Anzał	nl nicht Ok
172197	172185	Kleiner	Größer
Anzahl Trigger Fehler		0	12
3			Genau 49
	2		9

Abbildung 53: Qt-Programm zur Überprüfung der Pulser-Gate-Korrelierung.

In Abbildung 53 ist ein Ausschnitt der Programmoberfläche zu sehen. Unter "Anzahl Trigger" sind die gesamten registrierten Ereignisse zu sehen, unter "Anzahl Ok" die Anzahl der Ereignisse, bei denen der Trigger tatsächlich genau 48 Clock-Pulse erzeugt hat. Unter "Anzahl nicht Ok" sind dann die Ereignisse aufgelistet, in denen die Korrelierung nicht funktioniert hat.

Man sieht, dass keinmal weniger als 48 Pulse registriert wurde, allerdings 12-mal mehr als 48 Pulse, davon 9-mal genau 49 Pulse. Die "Anzahl Trigger Fehler" bezeichnet die Ereignisse, bei denen mehrere Trigger-Events, also mehrere Auslesezyklen, in einem Ereignis zusammengezählt wurden. Für diese Fälle ist jeweils ein Ereignis mit mindestens 2 Mal 48 Pulsen zu erwarten. Hier sind es 3. Das entspricht gerade der Differenz zwischen 12 und 9. Damit sind trotzdem von 172197 registrierten Ereignissen, insgesamt 9 dabei, bei denen die Korrelierung nicht richtig funktioniert hat.

Diese Messung ist mit verschiedenen Gate und Delay Einstellung durchgeführt worden.



Abbildung 54: Hier ist die Pulser-Gate-Korrelierung noch nicht eingebaut. Der erste Auslesepuls ist viel kürzer als die anderen.

In Abbildung 54 ist zu sehen, wie es aussehen kann, wenn die Korrelierung nicht eingebaut ist. Wie man sieht, ist der erste Clock-Puls viel zu kurz, das heißt, die jeweils ersten Zählstreifen pro GASSILPEX-Modul, könnten nicht korrekt ausgelesen werden.

Ohne die eingebaute Korrelierungsschaltung wäre die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Fall relativ hoch. Die Überprüfung der Schaltung mittels Software hat gezeigt, dass das Problem zwar nicht völlig aufgehoben werden konnte, aber immerhin sehr deutlich reduziert. Die Anzahl der nicht ideal auslesbaren Ereignisse dürften gegen den normalen Untergrund vernachlässigbar sein.

12.3. Messung der Totzeit

Zum Schluss wurde noch, ebenfalls per Qt-Programm, analog zur Vermessung der alten Totzeit (Abbildung 35, [6]), die Totzeit des neuen Testaufbaus in Abhängigkeit von der Trigger Frequenz bestimmt.

Getriggert wurde per Signalemulator und mit Poisson-verteilten Frequenzen. Dabei wurde die Frequenz alle 10 Sekunden um 1 kHz erhöht. Gestartet wurde bei 1 kHz, gestoppt bei 145 kHz. Das Gate, das der Totzeitverriegelung dient, wurde auf die bereits erwähnten 11,7 μ s für 200 ns Clock-Pulse eingestellt.

Anschließend wurde eine Funktion für eine nicht-verlängerbare Totzeit [49] an die Datenpunkte angefittet.

$$f_{Trig} = \frac{f_{Dekt}}{1 - f_{Dekt} \cdot \tau_{Gate}}$$
(12.1)

Mit f_{Trig} ist dabei die Frequenz der ankommenden Trigger bezeichnet, f_{Dekt} ist die Rate, die die Ausleseelektronik tatsächlich verarbeiten kann, und τ_{Gate} ist die Länge des eingestellten Totzeit-Gates. Um die Funktion in der benötigten Darstellung zu erhalten, muss sie noch umgestellt und angepasst werden.

$$T_{Totzeit} = \left(1 - \frac{1}{1 + f_{Trig} \cdot \tau_{Gate}}\right) \cdot 100 \tag{12.2}$$

Gleichung (12.2) zeigt die Formel für die Totzeit $T_{Totzeit}$ in Prozent. Als Fitparameter wird τ_{Gate} verwendet. Da das Gate eigentlich bekannt ist, kann auf diese Weise überprüft werden, ob die Totzeit Schaltung und Ermittlung so funktioniert, wie es geplant war.



Abbildung 55: Datenpunkte der Totzeit-Messung bei einem Totzeit-Gate von 11,7 µs in blau, sowie der Fit der Totzeit-Funktion in Rot dargestellt.

In Abbildung 55 sind die gemessenen Punkte, sowie die angefittete Funktion dargestellt. Aufgetragen ist die Totzeit in Prozent über die Trigger-Frequenz in kHz. Man sieht, dass der Verlauf sehr gut übereinstimmt. Das durch den Fit bestimmte Gate beträgt (10,98±0,002) μ s und ist damit etwa 0,7 μ s kürzer als für die Messung eingestellt. Beim Aufbau der endgültigen Elektronik muss diese Zeit bei der Festlegung des Totzeit-Gates berücksichtigt werden.



In Abbildung 56 sind Totzeit-Kurven für drei verschiedene Zeitfenster aufgetragen.

Abbildung 56: Totzeitverlauf für verschiedene Totzeit-Gates.

Die rote Kurve ist die, die an die Messpunkte angefittet wurde. Zusätzlich sind zum Vergleich Totzeit-Verläufe für zwei weitere Totzeit-Gates mit geplottet. Die blaue Kurve entsteht bei einem Totzeit-Gate von 8 μ s. Dieses Zeitfenster ist im Moment im Testaufbau am Lintott-Spektrometer eingestellt. Das Totzeit-Gate der grünen Kurve ist 23 μ s. Dieses Zeitfenster ist einmal während einer Strahlzeit als Totzeit-Gate der alten Auslese berechnet worden [50]. Je weiter die Kurve nach rechts verschoben werden kann, desto größer ist die maximal mögliche Zählrate. Im Experiment sollte die Totzeit nicht über 20 % liegen, was in der Abbildung durch eine waagerechte graue Linie verdeutlicht werden soll. In den folgenden Experimenten sollte ein Experimentierbetrieb mit deutlich erhöhter Zählrate möglich sein.

13. Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neue Steuerungselektronik für das Lintott-Spektrometer entwickelt und getestet. Die ursprünglich geplante Steuerung per VME-Modul hat sich als nicht funktionstüchtig herausgestellt. Stattdessen wurde eine Steuerung durch Logikmodule aufgebaut und die korrekte Funktionsweise bestätigt.

Es wurde ein VME-Scaler zur Totzeitüberwachung programmiert und in Betrieb genommen. Zudem wurde ein Programm geschrieben um Trigger-Frequenzen und den Totzeitverlauf darstellen und abspeichern zu können. Die korrekte Arbeitsweise konnte in einer Messung bestätigt werden.

Außerdem wurde eine Messung zur Trigger-Frequenz-Abhängigkeit der Totzeit durchgeführt und es konnte gezeigt werden, dass mit der neuen Ausleseelektronik die Systemtotzeit deutlich reduziert werden kann.

Schließlich wurden Messungen zum Signalverlauf der Vorverstärker im seriellen Ausleseverfahren durchgeführt und machbare Kombinationen aus der Sampling-Rate des Auslesenden ADCs, sowie der Pulslänge der Steuer-Clock ermittelt. Eine Pulslänge von 100 ns, sowie ein Abstand der Sample-Punkte von 40 ns scheinen nach dem jetzigen Stand der Funktionstest erreichbar.

Mittlerweile ist der von mir im Labor getestete Aufbau zur Steuerung, sowie ein ADC zur Datenaufnahme am Lintott-Spektrometer für Tests in Betrieb. Im weiteren Verlauf der Umbaumaßnahmen müssen noch endgültige Feineinstellungen der einzelnen Logikkomponenten vorgenommen werden, sowie die Auslese und Analysesoftware fertig Implementiert werden. Außerdem muss der Aufbau zur Totzeitüberwachung noch an das Lintott-Spektrometer angeschlossen werden, so dass im weiteren Verlauf dieses Jahres ein erster Test im Strahlbetrieb durchgeführt werden kann.

14. Literaturverzeichnis

[1] M. Knirsch, Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Elektronenspektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC, Dissertation, Darmstadt (1991) **D** 17.

[2] A. Schwenk, Planned Collaborative Research Centre 1245 - Nuclei: From Fundamental Interactions to Structure and Stars, Funding Proposal, Darmstadt (2015)

[3] M. Hilcker, Kalibrieren der Effizienz von Siliziumstreifenzählern im LINTOTT Spektrometer durch Aufnahme eines Beta-Spektrums, Bachelorarbeit, Darmstadt (2013)

[4] A. Richter, Operational Experience at the S-DALINAC, Darmstadt (1996).

[5] D. Belic, C. Alandini, J. Besserer, J. de Boer, J. J. Carroll, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler, H. Kaiser, U. Kneissl, M. Loewe, H. J. Maier, P. Mohr, P. von Neumann-Cosel, A. H. Pitz, A. Richter, M. Schumann, S. Volz und A. Zilges, *Photoactivation of Ta-180m and its Implications for the Nucleosynthesis of Nature's Rarest Naturally Occurring Isotope*, Phys. Rev. Lett, 83 (1999) S. 5242-5245.

[6] A. Lenhardt, *Entwicklung eines Si-Mikrostreifendetektrors für das 169°-Spektrometer am S-DALINAC*, Dissertation, Darmstadt (2004) **D 17**.

[7] M. Arnold, *S-DALINAC mit Strahlführung und Experimentierplätzen*, Dissertation in Vorbereitung, Darmstadt (2016).

[8] M. Arnold und L. Jürgensen, *Stand der Umbauarbeiten am S-DALINAC*, Linac Palaver, Darmstadt (2015).

[9] D. Savran, K. Lindenberger, J. Glorius, S. Müller, N. Pietralla, L. Schnorrenberger, V. Simon, K. Sonnabend, C. Wälzlein, M. Elvers, J. Enders, J. Hasper und A. Zilges, *The low-energy photon tagger NEPTUN*, Nucl. Instr. Meth. A, 613 (2010) S. 232-239.

[10] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. I. Sober, S. K. Matthews und L. W. Fagg, *Large-aperture system for high-resolution* 180° electron scattering, Nucl. Instr. Meth. A, 366 (1995) S. 325-331.

[11] T. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer und H. Theissen, *High Resolution Electron Scattering Facility at the Darmstadt linear Accelerator (DALINAC) II. Bearm transport system and Spectrometer (Energy-Loss System)*, Nuclear Instruments and Methods, 153 (1978) S. 17-28.

[12] B. Reitz, Weiterentwicklung des Detektorsystems am QCLAM-Spektrometer des S-DALINAC und Untersuchung der Reaktionen Ca-48(e,e') und Ni-58(e,e') unter 180°, Dissertation, Darmstadt (2000) D 17.

[13] K.-D. Hummel, Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme eines Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems für das QCLAM-Spektrometer am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC, Dissertation, Darmstadt (1992) D 17. [14] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments - A How-to Approach*, 2. Aufl. Springer-Verlag, Berlin (1994) ISBN 3-540-57280-5.

[15] A. D'Alessio, Effizienzmessung von Vieldraht-Driftkammern für unterschiedliche Gasmischungen am QCLAM Spektrometer, Masterarbeit, Darmstadt (2016)

[16] F. Neumeyer, Untersuchung magnetischer Kernanregungen in Ca-48 und Zr-90 mit hochauflösender Elektronenstreuung unter 180° am S-DALINAC, Dissertation, Darmstadt (1997) D 17.

[17] A. Krugmann, Untersuchung von EO-Übergängen in Kernen am Phasenübergang zwischen sphärischer und deformierter Kerngestalt, Masterarbeit, Darmstadt (2008)

[18] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 3. Aufl. John Wiley & Sons, New York (2000) ISBN 0-471-07338-5.

[19] C. Enss und S. Hunklinger, *Tieftemperaturphysik*, Springer, Heidelberg (2000) ISBN 3-540-67674-0.

[20] J. Wilks, An Introduction to Liquid Helium, Clarendon Press, Oxford (1970).

[21] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, 3. Aufl. Springer, Dresden (2007) ISBN 3-540-46356-9.

[22] D. Walther, *Tipps und Vorschläge im Bezug auf kalte Targets an Elektronenbeschleunigern*, Bonn (2016).

[23] H. Dutz, Möglicher Targetaufbau, Bonn (2016).

[24] T. Walcher, *Excitation of He-4 by inelastic Electron Scattering at low Momentum Transfer*, Physics Letters, 31B (1970) S. 442-444.

[25] N. Pietralla, Massenbelegung des Heliumtargets, Darmstadt (2016).

[26] T. L. Group (2016). *Helium*, (Abgerufen am 24. Mai 2016) von: http://www.linde-gas.de/de/products_and_supply/helium/index.html.

[27] D. Elektronen-Synchrotron (2. August 2010). *Helium Mengen Berechnung DESY Kryoanlage und Verbraucher*, (Abgerufen am 24. Mai 2016) von: http://www-mks2.desy.de/content/e4/e679/e28851/index_ger.html.

[28] A. Krugmann und O. Burda, *Performing Electron Scattering Experiments with the LINTOTT Spectrometer at the S-DALINAC*, Darmstadt (2013).

[29] G. Merziger, G. Mühlbach, D. Wille und T. Wirth, *Formeln* + *Hilfen zur höheren Mathematik*, 5. Aufl. Binomi Verlag, Hannover (2007) ISBN 3-923923-25-X.

[30] J. Donnelly und C. Barenghi, *The Observed Properties of Liquid Helium at the Saturated Vapor Pressure*, J. Phys. Chem. Ref. Data, 27 (1998) S. 1217-1274.

[31] P. D. Group (12. August 2014). *Atomic and Nuclear Properties of Materials*, (Abgerufen am 30. Mai 2016) von: http://pdg.lbl.gov/2015/AtomicNuclearProperties/.

[32] M. Austria *Gasedatenblätter*, (Abgerufen am 32. Mai 2016) von: http://www.messer.at/datenblaetter_broschueren/datenblaetter/Helium_phys.pdf.

[33] M. Kuss, Konstruktion und Aufbau einer Streukammer mit gleitender Abdichtung für das Q-CLAM Spektrometer am neuen supraleitenden Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger S-DALINAC, Diplomarbeit, Darmstadt (1990)

[34] S. I. Software (2016). *NX Realize innovation*, (Abgerufen am 2016. Juni 2016) von: https://www.plm.automation.siemens.com/de_de/products/nx/#.

[35] T. Kürzeder, Mögliche Strahlenergien nach dem Umbau des S-DALINAC, Darmstadt (2016).

[36] L. Jürgensen, Leuchttarget Systeme am S-DALINAC, Darmstadt (2016).

[37] A. Lenhardt, Entwicklung einer Auslese-Elektronik für Siliziummikrostreifenzähler zum Einsatz als Detektor für minimalionisierende Elektronen am 196°-Spektrometer des S-DALINAC, Diplomarbeit, Darmstadt (1999)

[38] GASSIPLEX, A 16 Integrated Channels front end analog Amplifiers with Multiplexed Serial Readout, Datenblatt, Genf (2000).

[39] N. Kurz (August 2015). *Welcome to the Multi Branch System (MBS)*, (Abgerufen am 2. März 2016) von:

https://www.gsi.de/work/fairgsi/rare_isotope_beams/electronics/datenverarbeitung/datener fassung/mbs.htm.

[40] N. Kurz (5. November 2011). *MBS Documentation*, (Abgerufen am 2. März 2016) von: https://www.gsi.de/fileadmin/EE/MBS/2011_zagreb1.pdf.

[41] J. Hoffmann (16. Mai 2011). *TRIVA7*, (Abgerufen am 2. März 2016) von: https://www.gsi.de/fileadmin/EE/Module/TRIVA/triva7_1.pdf.

[42] Q. Company (2016). *Build your world with Qt*, (Abgerufen am 6. März 2016) von: www.qt.io.

[43] E. Eichhammer (22. Dezember 2015). *QCustomPlot*, (Abgerufen am 6. März 2016) von: http://www.qcustomplot.com/.

[44] S. GmbH (2. Dezember 2015). *Struck DokuWiki*, (Abgerufen am 12. Januar 2016) von: http://www.struck.de/dokuwiki/doku.php?id=vme_documentation.

[45] M. Singer, *Entwicklung einer Ausleseelektronik für das Lintott-Spektrometer*, Persönliche Mitteilung, Darmstadt (2016).

[46] ORTEC, CO4020 Quad 4-Input Logic Unit, Datenblatt, Oak Ridge (2002).

[47] CAEN, Technical Information Manual MOD. V560 series, Datenblatt, Viareggio (2002).

[48] Wolfram (2016). *Wolfram Mathematica*, (Abgerufen am 12. März 2016) von: http://www.wolfram.com/mathematica/?source=frontpage-quick-links.

[49] S. Pommé, *Pile-up, dead time and counting statistics*, BIPM Uncertainty Workshop, Paris (2007).

[50] M. Singer, Totzeit der alten Lintott-Auslese, Darmstadt (2016).

[51] I. N. Section (Juni 2015). *Nuclear Livechart*, (Abgerufen am 12. Oktober 2016) von: https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html.

15. Anhang

15.1. Mögliche Messpunkte

Mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Helium Target soll der elektrische Monopolübergangs-Formfaktor sowie die Breite des ersten angeregten Zustands von ⁴He bei niedrigen Impulsüberträgen ($q < 1 \text{ fm}^{-1}$) vermessen werden [2].

Der Impulsübertrag q ist eine Funktion des Streuwinkels θ und der Einschussenergie E_i des Elektronenstrahls [28].

$$q = \frac{1}{\hbar c} \sqrt{\frac{4 E_i (E_i - E_x) \sin^2 \left(\frac{\theta}{2}\right) + E_x^2}{1 + \frac{2E_i}{Mc^2} \sin^2 \left(\frac{\theta}{2}\right)}}.$$
 (15.1)

Hier ist E_x die Energie des angeregten Zustands der betrachtet werden soll, hier 20,21 Mev [51] und *M* die Massenzahl des Targetkerns.



Abbildung 57: Konturplot möglicher q-Punkte in Abhängigkeit von der Strahlenergie und des Streuwinkels. Die senkrechten und waagerechten Linien helfen passende Streuwinkel und Strahleinstellungen zu finden.

Da die Einstellung des Elektronenstrahls auf neue Strahlenergien immer relativ zeitaufwändig ist, wodurch Strahlzeit zum Messen verloren geht, ist es meistens sinnvoller, sich für eine oder wenn nötig zwei Strahlenergien zu begrenzen und stattdessen den Streuwinkel zu verändern um verschiedene Impulsüberträge einstellen zu können. Allerdings könnte die Situation in Bezug auf dieses spezielle Target etwas anders aussehen, da die Einstellung auf jeden neuen Streuwinkel ein Aufwärmen und anschließendes wieder Abkühlen des gesamten Kryostaten notwendig machen wird, da die Streukammergeometrie nicht im eingefrorenen Zustand verändert werden kann.

15.2. Streukammerpläne











15.3. Angebot der Firma CryoVac



Michaela Hilcker

Technische Universität Darmstadt Institut für Kernphysik Schlossgartenstr.9 64289 Darmstadt

CrycVac GmbH & Co KG Heuserweg 14 53842 Troisdorf Germany Tel: +49 2241 84673 0 Fax: +49 2241 84673 29

info@cryovac.de

www.cryovac.de

Bank: Commerzbank AG Bonn In der Suerst 2-4 53111 Bonn – Germany IBAN: DE25370800400229608100 SWIFT: DRES DE FF 380 VAT: DE123097210

Quotation No.:	A13875C-16	LHe Badkryostat für Heliumtarget
Your contact person:	DiplPhys. Sven Meyer	Date: 12.09.2016
Phone:	+49 2241 84673 17	
E-mail:	meyer@cryovac.de	

Dear Mrs. Hilcker

Thank you very much in your interest in our products. Please find below our offer about a 2-stage LHe bath cryostat for 4.2 K and 2 K operation, with an actively cooled radiation shield (LN₂), and a two-fold vacuum recipient.

Pos.	Qt	Description	unit price	price
1	1	2-Stufiger LHe Bad Kryostat für ein suprafluides Heliumtarget Im Wesentlichen nach Zeichnung S00-7678		
		 Überblick zum Kryostat-System: Vakuumkammer nach Kundenzeichnung zur Aufnahme des Kryostaten und Einbau in das Spektrometer, sowie Zugänge für Kamerasystem. Kryostat mit zwei LHe Tanks, ein Tank dient als LHe Vorrat bei 4 K, ein Tank stellt suprafluides Helium für das Target zur Verfügung. Die gemeinsame Auslegung der Helium-Tanks erfolgt auf ca. 18 h Standzeit*, die des LN2-Tanks auf ca. 24 h Standzeit* um ein schnelles Nachfüllen zu ermöglichen. Aktiv gekühltes Strahlungsschild (LN₂) erlaubt optischen Zugang zum Target. Der Kryostat wird gegenüber der Vakuumkammer drehbar aufgebaut, die Montage erfolgt z.B. über Pratzen. Zur genauen Ausrichtung der Schilde werden diese entsprechend um montiert. Die optischen Zugänge sind über Kappen verschlossen und können je nach Bedarf geöffnet werden. Thermometrie, sowie LHe-Niveaumessung inklusive. 		
trade rei Geschäf	Vac gister: ftsführ	GmbH & Co KG · Heuserweg 14 · 53842 Troisdorf · Germany AG Siegburg - HRB-Nr. 663 – HRA-Nr. 2105 P.h.G: CryoVac Gesellschaft für Tieftemperaturtechni er / managing director: Dr. Michael A. Krzyzowski, Michael Wolfram Brisish ConPORATE MEMORY ConPORATE MEMORY Brisish Conporting of Council	k mbH y of Europe	2016 (2017 INNOVATIVE DIROUGUE RESEAUCH DIROUGUE RESEAUCH DIRUGUE RESEAUCH DIR



05.	Qt	Description	unit price	price
2	1	Vakuumkammer	Inkl.	
		Aus Edelstahl nach Kundenvorgabe zur einfachen Montage an		
		vorhandene Instrumentation gefertigt.		
		 Inklusive Bodenflansch 		
		 Inklusive zwei CF63 Flanschen f ür den Strahldurchgang 		
		 Inklusive sechs Flansche f ür optischen Zugang 		
		 Inklusive einem 100CF Flansch 		
		 Genaue Auslegung, Dimensionierung und Geometrie wird in 		
		enger Abstimmung mit dem Kunden ermittelt		
3	1	Rezipient mit Kryostat-Kopf	Inkl.	
		Aus Edelstahl gefertigt		
		 Mit Evakuierventil mit integriertem Sicherheitsventil 		
		 Zusätzliches "Pop-off" Ventil mit großem Querschnitt zur Dru- 		
		ckentlastung des Rezipienten im Störfall.		
		 LHe-Einlasskupplung Ø12 mm (CryoVac-Standard) 		
		Hermetisch dichte elektrische Durchführung für Thermometrie		
		Hermetisch dichte elektrische Durchführung(en) für LHe-		
		Peilstäbe		
		 DN40KF Pumpflansch f ür LHe-Tank II 		
		 Kryostat-Kopf zusätzlich mit drei Kleinflanschen, blindge- 		
		flanscht, für spätere Nachrüstungen ausgerüstet.		
		 Kryostat-Kopf mit Gewinden zur Aufnahme von Kranösen, oder 		
		Ringschrauben ausgerüstet.		
4	1	LHe-Tank I	Inkl.	
		Aus Edelstahl gefertigt		
		Volumen ca. 13 I		
		 Durchführung f ür das Pumprohr von LHe-Tank II 		
		 Mit supraleitendem LHe-Niveau-Sensor ausgerüstet, Sensor 		
		ausbaubar		
		 Mit Si-Diode zur Temperaturüberwachung ausgerüstet 		
		Mit "Pop-off" Ventil mit großem Querschnitt zur Druckentlastung		
		des Rezipienten im Störfall ausgerüstet.		
		Dazu		
		 3-Stufige Strahlungsschilde aus Aluminium gefertigt 		
		 Superisoliert und hochglanz poliert 		
		 Lage und Größe der optischen Zugänge werden in enger Ab- 		
		stimmung mit dem Kunden ermittelt.		
		 Der optische Zugang wird über Blenden, oder Schieber an die 		
		jeweilige Messsituation angepasst werden können.		
		 Zugänge mit Flanschen ausgerüstet um spätere Anpassungen 		
		vornehmen zu können.		
5	1	LHe-Tank II	Inkl.	
		Aus Edelstahl gefertigt		
		Volumen ca. 5,5 I		
		 Mit zwei CF16 Anschlussflanschen f ür die LHe-Zelle 		
		 Mit supraleitendem LHe-Niveau-Sensor (1,5 K Betrieb) ausge- 		
		rüstet.		
		 Peilstab austauschbar und mittels CF-Flansch montiert. 		
		 Mit Cernox-Sensor zur Temperaturüberwachung ausgerüstet. 		
		· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		
		Dazu		
		 3-Stufige Strahlungsschilde aus Aluminium gefertigt 		
(mo	Var	GmbH & Co KG - Heusenweg 14 - 53842 Troisdorf - Germany		
hone.	+49 (0) 2241-84673-0 fax: +49 (0) 2241-84673-29 info@cryovac.de www.CryoVac.de	9	



	- Set	Description	unit price	price
		Hocholanz poliert		
		 Lage und Größe der optischen Zugänge werden in enger Ab- 		
		stimmung mit dem Kunden ermittelt.		
		Der optische Zugang wird über Blenden, oder Schieber an die		
		jeweilige Messsituation angepasst werden können.		
		 Zugänge mit Flanschen ausgerüstet um spätere Anpassungen vornehmen zu können. 		
		Kaltuantil sum Bafüllung von He Tank II		
		Antrieb des Ventils am Knyostat-Konf		
		 Ventil mit Temperatursensor und Heizung ausgerüstet (zum Er- 		
		kennen/Lösen von Vereisungen).		
6	1	LHe-Zelle	Inkl.	
		 Zur Montage am LHe-Tank II mit CF16 Flanschen ausgerüstet 		
		 Füllt sich im Betrieb mit suprafluidem Helium 		
		 Target aus Kupfert gefertigt, beidseitig mit d ünnwandigem Alu- minium verschlossen (Indiumgedichtet). 		
7	1	Stickstoff-Tank	Inkl.	
		Aus Edelstahl gefertigt		
		Volumen ca. 15 I		
		 Durchführung für das Pumprohr von LHe-Tank II sowie LHe- Füllrohr. 		
		 Mit kapazitivem LN₂-Niveau-Sensor ausgerüstet. 		
		Mit LN ₂ Full- sowie Abgasrohr		
		3. Stufice Strahlungsschilde aus Aluminium gefertigt		
		Superisoliert und hochglanz poliert		
		 Lage und Größe der optischen Zugänge werden in enger Ab- 		
		stimmung mit dem Kunden ermittelt.		
		 Der optische Zugang wird über Blenden, oder Schieber an die 		
		jeweilige Messsituation angepasst werden können.		
		 Zugange mit Flanschen ausgerüstet um spätere Anpassungen vornehmen zu können. 		
8	1	Allgemein	Inkl.	
		Tanks werden thermisch isoliert abgestützt und seitlich zentriert		
		Schilde sind geflanscht und ausbaubar		
9	1	Helium-Heber für Badkryostate	Inkl.	
		 In U-Form und als geteilte Ausführung gefertigt 		
		 Teilflexible Ausführung des horizontalen Teilstücks 		
		 kryostat- und kannenseitiges Teilstück mit Kaltventil und Eva- kier/Sicherheitsventil 		
		genaue Dimensionen in Absprache mit dem Kunden		
10	1	Selbstschließendes Kannenventil für LHe-Heber	Inkl.	
10		 ermöglicht das Herausziehen des Hebers aus einer Kanne oh- ne vorberigen Druckabbau 		

www.CryoVac.de

3/6

 CryoVac GmbH & Co KG
 Heuserweg 14 · 53842 Troisdorf · Germany

 Phone.
 +49 (0) 2241-84673-0
 fax: +49 (0) 2241-84673-29
 info@cryovac.de



11	1	Vakuum-Regelung für LHe-Tank II Best-Nr.: L-5010N-BP	Inkl.
		 Regelblock mit Fein- und Grobdosierventil inklusive Digitalma- nometer zum kontrollierten Abpumpen des LHe-Tank II. DN40 KF Bypassleitung mit Schmetterlingsventil, Schlauchen und Verbindern zum Regelblock. 	
		Die Bypassleitung erlaubt einen hohen Gasdurchsatzund somit das schnelle Abpumpen bzw. niedrige Drücke für tiefste Temperaturen in LHe-Tank II.	
12	1	Model LM-510 Liquid Cryogen Monitor – 2x LHe Best-Nr.: LM-510-11	Inkl.
		 mit 2-Sensor-Option um beide LHe-Peilstäbe gleichzeitig auslesen zu können TFT LCD Farb-Display Numerische Tastatur mit Pfeiltasten für leichtes und schnelles Setup des Systems PC-Verbindung über USB und Ethernet möglich 4-20mA and 0-10V Analog Output 	
13	1	Model LM-510 Liquid Cryogen Monitor – 1x LN ₂ Best-Nr.: LM-510-20	Inkl.
		 TFT LCD Farb-Display Numerische Tastatur mit Pfeiltasten f ür leichtes und schnelles Setup des Systems PC-Verbindung über USB und Ethernet m öglich 4-20mA and 0-10V Analog Output 	
14	1	TIC500 Temperaturcontroller Best-Nr.: E-0141	Inkl.
		 Sensor-Eingänge vier Sensoreingänge für RTD's, Thermistoren oder Dioden je Kanal mit eigenem, unabhängigem 24-bit ADC und eigener Anregungsstromquelle Leistungs- und Analog-Ausgänge zwei Heizausgänge mit je bis zu 100W bei 25Ω vier analoge I/O Kanäle, bspw. zur Ansteuerung externer Endstufen PID-Regelung bis zu sechs Regelkreise mit jeweils bis zu 10 PID-Parametersätzen Sollwert-Rampenfunktion konfigurierbar oder per Steuersigal über einen Analogeingang Analoge und digitale I/O's vier analoge ±10 V I/O-Kanäle mit einem 24-bit ADC vier analoge ±10 V I/O-Kanäle mit einem 24-bit ADC vier analoge ±10 V I/O-Kanäle mit einem 24-bit ADC 	
15	1	DN40KF Heizschlauch zur LHe-Abgas Erwärmung Best-Nr.: E-0154	Inkl.
		 Länge ca. 2,5 m Heizleistung ca. 2,2 kW, nach Außen isoliert Mindestbiegeradius 200 mm 	
Cryo Phone.	Vac +49 (0	GmbH & Co KG · Heuserweg 14 · 53842 Troisdorf · Germany) 2241-84673-0 fax: +49 (0) 2241-84673-29 info@cryovac.de www.CryoVac.de	4/6



5/6

			ature teennologies
		 Bederainstellung 60°C, Bedelberaich: 0, 254 °C 	
		Regerensteining ou C, Regererenstein - 254 C 2-Punkt Temperaturregelung mittels SMD-Mini-Regler	
		Spannungsversorgung: 230V/50Hz	
		opannangoroloolgang. 2007/00/12	
16	1	⁴ He-dichte Vakuumpumpe (Förderpumpe)	
		Best-Nr.: S-9013	Inkl.
		 Nenn-Saugvermögen von 62 m³/h 	
		 Anschlüsse DN40KF 	
		 Enddruck ≤3×10⁻³ mbar 	
		 Integriertes Gasballast- und HV-Sicherheitsventil, ausgerüstet 	
		mit Olrucktunrung, Motorschutz (mit Temperatursensor)	
		Spannungsversorgung 360 v-50 Hz mit Matalleeblaueb 1 m lang cawia Zentrier, und Spannringen	
		 Init Metallschlauch i initiang sowie Zeittrei- und Spanningen 	
17	1	LHe Lagerbehälter 250 I	
		Best-Nr.: CS250H	Inkl.
		 aus Edelstahl gefertigt, 250 I Inhalt 	
		 max. Betriebsdruck 1 bar 	
		 ausgelegt f ür den station ären Einsatz 	
		 mit Lenkrollen, Sicherheitsventil und Manometer 	
		 einschließlich Kannendeckel auf Anschlussflansch DN 70 	
18	1	Turbopumpstand mit Vorpumpe	
	-	Best-Nr.: TPS-201-01	Inkl.
		basierend auf Pfeiffer Vakuumpumpen	
		 HiPace 300 DN100 ISO-K_Turbopumpe 	
		 Enddruck > 1×10⁻⁷ mbar 	
		 Saugvermögen N₂ 260 l/s 	
		 MVP 070 trockene und ölfreie Membranpumpe 	
		 Saugvermögen 3,8 m²/h 	
		Dual gauge Druckmessung von 1000 bis 5×10 mbar	
		Spannungsversorgung 230 V AC / 50 Hz	
		Pumpen lungekunit und betriebsientig aufgebaut	
		 Zusatzliche Komponenten Splitterschutz Zentrierringe Klammern 	
		 DN100 flexibler Metallschlauch 1m 	
		 Vorvakuum-Sicherheitsventil, verhindert Rückströmung 	
		durch die Vorpumpe bei Stromausfall	
		 Kombination aller Komponenten in einem kompakten, bewegli- 	
		chen Pumpstand.	
		Systemprais für die Komponenten 1 his 19	148 545 -
		oystempters fur die Komponenten i bis 15	140.040,-

* Die Angaben zur Standzeit basieren auf thermischen Berechnungen ohne zusätzliche, oder parasitäre Wärmelasten durch das Experiment, sowie Erfahrungswerten aus bestehenden Systemen.

CryoVac GmbH & Co KG	 Heuserweg 14 · 53842 Tro 	bisdorf · Germany		
Phone. +49 (0) 2241-84673-0	fax: +49 (0) 2241-84673-29	info@cryovac.de	www.CryoVac.de	



price:	In EURO excluding all taxes
terms of delivery:	EXW Troisdorf (INCOTERMS 2010); packing extra
delivery:	approx. 4-5 months after receive of firm order and clearance of all technical details.
validity of quotation:	6 weeks
payment:	30 days net

Mit freundlichen Grüßen / Best regards

Dr. Michael A. Krzyzowski

Dipl.-Phys. Sven Meyer

CIYOVaC Gesellschaft für Tieftemperaturtechnik mbH & Co KG

 CryoVac GmbH & Co KG · Heuserweg 14 · 53842 Troisdorf · Germany

 Phone. +49 (0) 2241-84673-0
 fax: +49 (0) 2241-84673-29
 info@cryovac.de
 www.CryoVac.de

6/6





15.4. Tabelle mit links und rechts abgeschnittenen Zeiten für alle 384 Kanäle

Kanal Nr.	Wegschnitt links	Wegschnitt rechts	44	29	26
1	21	23	45	16	15
2	29	32	46	28	22
3	21	16	47	15	26
4	26	17	48	16	38
5	24	29	49	17	21
6	23	20	50	23	29
7	30	20	51	15	15
8	16	16	52	25	39
9	19	21	53	27	40
10	21	22	54	27	39
11	16	26	55	17	36
12	22	20	56	16	27
12	22	20	57	15	22
13	29	20	58	27	32
14	10	15	59	17	38
15	21	19	60	28	25
16	15	36	61	15	25
1/	20	16	62	16	15
18	25	15	63	22	32
19	16	27	64	31	37
20	20	16	65	21	16
21	22	22	66	15	15
22	28	25	67	16	15
23	27	20	68	51	24
24	31	25	69	15	17
25	19	15	70	27	29
26	25	16	71	30	16
27	16	16	72	25	16
28	25	17	73	15	17
29	22	15	75	16	19
30	17	16	74	16	16
31	27	17	75	15	10
32	16	34	70 77	15	10
33	16	30	77	16	15
34	18	15	/8	10	10
35	18	15	/9	2/	15
36	16	16	80	10	35
37	17	23	81	26	21
38	16	15	82	15	1/
39	18	24	83	24	15
40	15	16	84	24	26
41	20	15	85	15	15
42	19	23	86	22	15
43	21	17	87	16	16
-			88	17	21
89	19	15	135	25	23
-----	----	----	-----	----	----
90	17	16	136	15	29
91	18	23	137	17	15
92	19	15	138	16	16
93	25	15	139	16	16
94	22	23	140	21	16
95	16	15	141	16	15
96	23	15	142	23	16
97	16	16	143	20	21
98	17	21	144	21	37
99	15	15	145	17	16
100	21	37	146	14	47
101	16	16	147	15	39
102	33	45	148	17	38
103	19	42	149	16	20
104	23	38	150	18	32
105	21	36	151	19	22
106	15	15	152	20	28
107	16	24	153	15	24
108	15	16	154	15	15
109	28	15	155	19	37
110	18	27	156	15	27
111	22	27	157	16	15
112	15	37	158	19	23
113	20	20	159	16	16
114	15	15	160	29	39
115	22	15	161	16	20
116	16	16	162	15	15
117	15	23	163	18	15
118	16	21	164	25	23
119	33	18	165	15	15
120	15	28	166	16	20
121	15	26	167	16	19
122	19	17	168	24	16
123	24	16	169	15	15
124	29	16	170	22	26
125	16	15	171	20	20
126	20	18	172	27	20
127	17	15	173	21	15
128	16	34	174	16	17
129	21	16	175	17	15
130	15	20	176	16	35
131	18	25	177	19	29
132	16	16	178	27	15
133	15	24	179	16	18
134	16	15	180	25	16

181	15	21	227	17	19
182	16	15	228	16	21
183	17	16	229	15	23
184	15	22	230	16	25
185	15	15	231	16	22
186	25	21	232	23	23
187	16	16	233	19	15
188	25	15	234	16	16
189	17	18	235	16	17
190	17	16	236	15	15
191	15	15	237	16	15
192	16	15	238	16	21
193	16	32	239	15	15
194	15	16	240	23	15
195	18	15	241	16	16
196	26	38	242	15	26
197	23	37	243	15	15
198	15	15	244	22	15
199	16	21	245	31	43
200	26	34	246	15	17
201	20	22	247	19	15
202	21	22	248	16	30
203	16	16	249	19	16
204	15	27	250	20	15
205	15	24	251	24	16
206	30	28	252	25	24
207	19	33	253	15	15
208	15	38	254	16	20
209	23	16	255	16	21
210	15	15	256	15	39
211	16	15	257	16	21
212	16	20	258	15	15
213	28	19	259	17	15
214	16	15	260	16	16
215	16	23	261	27	24
216	16	16	262	16	23
217	18	15	263	16	16
218	16	17	264	15	21
219	16	19	265	15	22
220	15	16	266	23	23
221	31	15	267	22	26
222	16	16	268	16	15
223	27	15	269	25	20
224	16	34	270	28	16
225	27	16	271	15	15
226	21	15	272	16	36

27327163191517274212932016372751622320163212762616322212327715243231628278161532416162791623324161628015223262230281262632717162821616328151628416203017192851627312516286191632315162871627312516288161533416162891716333221528415153341624297151633915162981622341203729415203441624297151634316242981624345203129924433452031291151634415153941516344151539516163536163941516<						
274212920016372751622321241627626163231628277152432316282781615324161627916223252415281262632717162821616328171628316273142516284162731425162851662731416152861916330161528724153341616288161533416162901516336181629115203016362941520301516295162234153629415203416242951622341637296222234153629715163416243982545341624399244334162439125163416353941516341636395163436 </td <td>273</td> <td>27</td> <td>16</td> <td>319</td> <td>15</td> <td>17</td>	273	27	16	319	15	17
27516223212432124321232762616322212327715243243251638427916233252415280152232622302812626223016283161632815272841620330171928416273301719285162733416152861916332161528724153341615288161533416242991516336181729115203301530129216213381516293162234120372941520344153129516223412037296222234415362971516344153629816243452016299244334520363001516361515301211636153630216243452036	274	21	29	320	16	37
27626163222123277152432316282781623325241528015223262230281262632717162821616329152728416203017192851620301719286162030151628716203301615288161533416162891716335221628917163362216289171633616162891621337162429115153371624292162133815162931622243420294151634410312951624342031296222224341616391151634415153941516344151539516243416163961716341615397153543616153981616	275	16	22	321	24	16
277152432316282781615324161627916233252435281262632717162821616329152728316203301527284162733125162851627331251628619163321515287241533316162891716334161628915163341616290151633618172911520340161929216213371624293182633915302941520340161929516223412031296222334161530715163442033308171634419283091716344192830420351615163051616351616306171635161530716153616153081716 <td< td=""><td>276</td><td>26</td><td>16</td><td>322</td><td>21</td><td>23</td></td<>	276	26	16	322	21	23
278161532416162791623325241528015223262230281262632815162821616328152728416203017192851620301719286191633215152872415333161528816153341616289171633522152841515337162428515163361816289151533716242911515337162429216213381516293182031420372942222344341629825453442015301121153471925302162434816243031615351163630420373551636305162434815263061516354163630716243516263081615	277	15	24	323	16	28
2791623325241528015223028126263271716283161632815272841620330171928516273312516287241533125162881615333161528724153331616288151533416162891516335221528415334162429515337162429415203015302941520301532295162234016242982222342153229925453442036301121153416243031716351615304203735163630516243419253061716351615307161635161530817192535161630917163516153091616351616 <tr< td=""><td>278</td><td>16</td><td>15</td><td>324</td><td>16</td><td>16</td></tr<>	278	16	15	324	16	16
28015223262230281262632717162821616328152728416203301719285162731251628619163281515287241533316152891615334161629015163352215291151633618172921621339153029315203401619294152034016192951622341203729622223421532297151634420332982545344203329924433520163012115371925302162434915153031716349151530420373501615305161635116153061716354151530712153551615308171635416153091516<	279	16	23	325	24	15
28126263271716282161628815162831620301727284162030171628619163215152872415331615288161533161628917163216162891716361817291151636181729216213815162931826391530294152034162429516223120372962222234215322971516341624298254534420332992443361516301121153616153021624381928303177163616153042037350161530516163616153061716361616307163616163081716361630917163616304	280	15	22	326	22	30
282161632815162831620301719284162030171928516273125162872415331615288161533161628917163251616289171633522152901516335221629115163371624292162138151629318263915302941520340161929516213816242962222234215322971551634316242982545344203329924433452016300151634915153011624348192230216340351615303161635161530417163491515305161635161530617163516153071635361615308171635 </td <td>281</td> <td>26</td> <td>26</td> <td>327</td> <td>17</td> <td>16</td>	281	26	26	327	17	16
283161632915272841620330171928516273112516286241533316152882415333161628917163522152901516361817291152033716242921621381530294152030161929516223416192962222341624297151634162429822443345201630015163415153012115341515302162434151530317163415153041624341515305161535161530616354161516307221153516153081716351615309171635161530415163516153051615351615306163516 <td< td=""><td>282</td><td>16</td><td>16</td><td>328</td><td>15</td><td>16</td></td<>	282	16	16	328	15	16
2841620330171928516273312516286191632215152872415334161628917163352215290151633618172911515337162429216213381530293162234120372941520340161929516223421532296222223421532297151634316242982545344203329415163442016300151634419253012115347192530216243481928303171634915153042037350161530516153541615306171635415263071635516151630816153561615309161535616153041526355161530516357<	283	16	16	329	15	27
28516273312516286191632215152872415333161528816153341616289171635221529115163618172921621388151629318263915302941520340162929516222434120372962222342153229715163431624298254534420332992443345201630117163461515302162634415153042037350161530516153441928306171634915153072115353161530816263511615309161535415263061716354161530725233581621318161636415163191616364151631016<	284	16	20	330	17	19
2861916332151528724153331615288161533416162901716352215290151636181729115163618172931621338151629415203401619295162234120372962222342153229715163431624298254534420372962435344203329924433451515301211534719253021624348192830317163461515304203735016163051616351161630617163541526307350161535621333161635716153631716356213316308171635621333191615362133310161536213631116 <t< td=""><td>285</td><td>16</td><td>27</td><td>331</td><td>25</td><td>16</td></t<>	285	16	27	331	25	16
287 24 15 333 16 15 288 16 15 334 16 16 289 17 16 335 22 15 290 15 16 336 18 17 291 15 15 337 16 24 292 16 21 338 15 30 294 15 20 340 16 19 295 16 22 341 20 37 296 22 22 342 15 32 297 15 16 343 16 24 298 25 45 341 20 37 299 24 43 345 20 16 301 21 15 347 19 25 302 16 24 348 19 28 303 17 16 350 16 15 304 20 37 350 16 <td>286</td> <td>19</td> <td>16</td> <td>332</td> <td>15</td> <td>15</td>	286	19	16	332	15	15
288 16 15 334 16 16 299 17 16 335 22 15 290 15 16 336 18 17 291 15 15 337 16 24 292 16 21 338 15 16 293 18 26 339 15 30 294 15 20 340 16 19 294 15 20 341 20 37 296 22 22 342 15 32 297 15 16 343 16 24 298 25 45 344 20 33 299 24 43 345 20 16 300 15 16 344 19 28 301 21 15 347 19 25 302 16 16 351 16 15 304 20 37 50 16	287	24	15	333	16	15
289 17 16 335 22 15 290 15 16 336 18 17 291 15 15 337 16 24 292 16 21 338 15 6 293 18 26 339 15 30 294 15 20 340 16 19 295 16 22 341 20 37 294 15 20 342 45 32 297 15 16 343 16 24 298 25 45 344 20 33 299 24 43 345 20 16 300 15 16 346 15 15 301 21 15 347 19 28 303 17 16 349 15 15 304 20 37	288	16	15	334	16	16
29015163361817291151533716242921621338151629318263915302941520340161929516223412037296222223412033297151634316242982545344203629924363461515301211534719253021624381626303171634915153042037350161530516153511626306183035215403072115353161530817163541526309172535516153101615356213331116163592251631416213636163151616361615316155359225161631616360151636317302636362131318165 <td>289</td> <td>17</td> <td>16</td> <td>335</td> <td>22</td> <td>15</td>	289	17	16	335	22	15
2911515337162429216213381516293182633915302941520340169295162234120372962222234215322971516343162429825453442033299244334520163001211534719253012115347192530216243481928303177163491515304203735016153051651635116263061830352154030721153531615308171635415363091725355161531016153562133311161635716153122536362133314161636015163151616360151631616360151616317163601616163181616<	290	15	16	336	18	17
2921621338151629318263391530294152034016192951622341203729622223421532297155163431624298254534420332992443345201630015163461515301211534719253021624348192830317163491515304203735016153051616351162630617153551615307211535516153081716354152630917253551615309172535516153101615356123331116163571616314161636118253151636415161631615163611825317362163641616318161636116163191616<	291	15	15	337	16	24
29318263391530294152034016192951622341203729622223421532297151634316242982545344203329924433452016300151634615153012115347192530216243891515303177163491515304203735016153051616351162630618303521540307211535516153081771635415263091772535516153061725355161530721153551615308172535516153101615356213331116163571615314161636015163151636136118253161516361361163173163613611636131816<	292	16	21	338	15	16
29415203401619295162234120372962222342153229715163431624298254534420332992443345201630015163461515301211534719253021624381928303171634915153042037301615305161635116263061830352154030721153531615308171635415263091725355161531016163571615311161635716153122523358162131415273592516315163601516316153611882531616361182531615193621731317302633261631825163641536	293	18	26	339	15	30
2951622341203729622223421532297151634316242982545344203329924433452016300151634615153012115347192530216243819283031716349151530420373016153051616351162630618303521540307211535316163081716354152630917253551615310161536621333111616357161531225233581621313152735925163141616360151631516360151631615361182531615193621731317302633261631825163641536	294	15	20	340	16	19
29622342153229715163431624298254534420332992443345201630015163461515301211534719253021624348192830317716349151530420373501615305166163511626306183035215403072115353161630817163541526309177253551615310161535621333111616357161531225233581621314161636015163151621361263633161516361182531730263632616318162136118253141621361182531516363261636331615364363261631730263632616	295	16	22	341	20	37
297151634316242982545344203329924433452016300151634615153012115347192530216243481928303171634915153042037350161530516163511626306183035215403072115353161630817716354152630917725355161531016153562133311161635716153122523358162131416163601516315162136125163161536418251631730263632616318162136118253193217313636331415263632616315163641636326163163163632616363263163643643643641636	296	22	22	342	15	32
29825453442033299244334520163001516346151530121153471925302162434819283031716349151530420373501615305161635116263061830352116163072115353161630817253541526309172535516153101615356213331116163571615312252335816213131527359251631416163601516315163611825316153641731317302636415364	297	15	16	343	16	24
29924433452016300151634615153012115347192530216243481928303171634915153042037350162630516163511626306183035215403072115353161630817163541526309172535516153101615366213331116163571615312252335816213141616600151631516213611825316151936217313173026363261631825163641523	298	25	45	344	20	33
3001516346151530121153471925302162434819283031716349151530420373501615305161635116263061830352154030721153531616308177163541526309177253551615310161535621333111616357161531225233581621313152735925163141616360151631516213611825316151936217313173026364261631825163642616	299	24	43	345	20	16
301211534719253021624348192830317163491515304203735016153051616351162630618303521540307211535316163081716354152630917253551615310161535621333111616357161531225233816213131527359251631416163601516315162136118253161519362173131730263642616318251636426364	300	15	16	346	15	15
302162434819283031716349151530420373501615305161635116263061830352154030721153531616308171635415263091725355161531016153662133311161635716153122523358162131315273592516314161636118253151636118253161536217313173026363261631825163641523	301	21	15	347	19	25
303171634915153042037350161530516163511626306183035215403072115353161630817163541526309172535516153101615356213331116163571615312252335816213131527359251631416163601516315163611825316151936217313173026363261631825163641523	302	16	24	348	19	28
304203735016153051616351162630618303521540307211535316163081716354152630917253551615310161535621333111616357161531225233581621313152735925163141616360151631516213611825316151936217313173026363261631825163641523	303	17	16	349	15	15
3051616351162630618303521540307211535316163081716354152630917253551615310161536621333111616357161531225233581621313152735925163141616360151631516213611825316151936217313173026363261631825163641523	304	20	37	350	16	15
30618303521540307211535316163081716354152630917253551615310161536621333111616357161531225233581621313152735925163141616360151631516213611825316151936217313173026363261631825163641523	305	16	16	351	16	26
307211535316163081716354152630917253551615310161535621333111616357161531225233581621313152735925163141616360151631516213611825316151936217313173026363261631825163641523	306	18	30	352	15	40
308171635415263091725355161531016153562133311161635716153122523358162131315273592516314161636015163151636118253161519362173131730263641523	307	21	15	353	16	16
30917253551615310161535621333111616357161531225233581621313152735925163141616360151631516213611825316151936217313173026363261631825163641523	308	17	16	354	15	26
310161535621333111616357161531225233581621313152735925163141616360151631516213611825316151936217313173026363261631825163641523	309	17	25	355	16	15
31116163571615 312 25233581621 313 15273592516 314 16163601516 315 16213611825 316 15193621731 317 30263632616 318 25163641523	310	16	15	356	21	33
31225233581621313152735925163141616360151631516213611825316151936217313173026363261631825163641523	311	16	16	357	16	15
313152735925163141616360151631516213611825316151936217313173026363261631825163641523	312	25	23	358	16	21
31416360151631516213611825316151936217313173026363261631825163641523	313	15	27	359	25	16
31516213611825316151936217313173026363261631825163641523	314	16	16	360	15	16
316 15 19 362 17 31 317 30 26 363 26 16 318 25 16 364 15 23	315	16	21	361	18	25
317 30 26 363 26 16 318 25 16 364 15 23	316	15	19	362	17	31
318 25 16 364 15 23	317	30	26	363	26	16
	318	25	16	364	15	23

365	28	15	375	16	16
366	16	16	376	15	29
367	15	20	377	15	15
368	16	39	378	16	17
369	16	16	379	17	25
370	15	30	380	15	15
371	16	30	381	16	31
372	21	31	382	16	16
373	15	23	383	15	15
374	16	15	384	16	15

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle verwendeten Quellen befinden sich im Literaturverzeichnis.

Datum:

Unterschrift: