

Institut für Kernphysik
Technische Universität Darmstadt



Entwicklung und Test eines Gastargets für
Elektronenstreuexperimente am
S-DALINAC

Diplomarbeit

Oliver Schmidt

Darmstadt

April 2006

Zusammenfassung

Am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC sollen zum Studium der Starken Wechselwirkung Streuexperimente der Form $(e, e'pp)$ an den Wernignukleonensystemen ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ durchgeführt werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung eines Gastargets für diese Streuexperimente. Entscheidend war hier die Anpassung des Gastargets an das bereits vorhandene QCLAM-Spektrometer, an den Beschleuniger, sowie den sich noch in der Entwicklung befindlichen Halbleiterdetektorball. Die räumliche Ausdehnung eines Gastarget führt automatisch zu einer Verschlechterung des Auflösungsvermögens der Streuparameter. Diese sollte in der Größenordnung der intrinsischen Auflösungsvermögen und Unschärfen der Detektoren und des Beschleunigers gehalten werden. Trotzdem sollte eine befriedigende Zählrate erreicht werden. Die Targetparameter wurden für Elektronenenergien von 30 MeV bis 120 MeV, Anregungsenergien bis 10 MeV und Impulsüberträge von 0.1 fm^{-1} bis 1 fm^{-1} simuliert und optimiert.

Das Resultat ist ein Tieftemperaturgastarget, das bei ca. 20 K betrieben wird und für einen Druckbereich bis $6 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ ausgelegt ist. Das Gastarget selbst besteht aus einem zylinderförmigen Aluminiumrahmen, der mit Havar- und Kaptonfolie beklebt ist. Dadurch können die gestreuten Elektronen und Nukleonen unter einem großen Raumwinkel von ungefähr 2.6π detektiert werden. Darüberhinaus wurden zwei Targetsysteme entwickelt, die es ermöglichen das Target auf unterschiedliche Weise in in vorahndene Streukammer zu integrieren.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde das Gastarget gefertigt und ersten Belastungstests unterzogen. Zusätzlich wurde ein Teststand für eines der Targetsysteme aufgebaut an dem unter realistischen Bedingungen der Einsatz des Gastargets erprobt werden kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	S-DALINAC und Messplatz	13
2.1	S-DALINAC	13
2.2	QCLAM-Spektrometer	14
2.3	Halbleiterdetektorball	17
I	Entwicklung des Gastargets	18
3	Grundlagen	19
4	Simualtionen zum Auflösungsvermögen	22
4.1	RAYTRACE	22
4.2	Bestimmung des Auflösungsvermögens des QCLAM-Spektrometers in Abhängigkeit von der Targetlänge	24
4.2.1	Impulsunschärfe $\Delta\delta_{offset}$	28
4.2.2	Dispersive Streuwinkelsunschärfe $\Delta\Theta_{offset}$	30
4.2.3	Nicht-dispersive Streuwinkelsunschärfe $\Delta\Phi_{offset}$	31
4.3	Bestimmung des Auflösungsvermögens des Halbleiterdetektor- balls in Abhängigkeit von der Targetlänge	35
4.4	Bestimmung des Energieverlustes im Gastarget	36
4.4.1	Energieunschärfe der Protonen	37
4.4.2	Energieunschärfe der Elektronen	39
5	Abschätzung der Zählrate	42
II	Aufbau eines Teststands	43
6	Das Targetsystem	44

Abbildungsverzeichnis

1	Grundriss des S-DALINAC und der Experimentierplätze . . .	13
2	QCLAM-Spektrometer	15
3	Halbleiterdetektorball	17
4	Streuwinkelunschärfe eines Gas- und Festkörpertargets	20
5	Strahlengangberechnung mit RAYTRACE	22
6	Elektronenbahnen hinter dem QCLAM-Spektrometer	24
7	Simulation der Gastargetlänge in Abhängigkeit vom Elektronenstreuwinkel	26
8	Unschärfe der Impulsablage bei 0° Elektronenstreuung ohne Korrektur des Offsets	29
9	Unschärfe der Impulsablage bei 0° Elektronenstreuung	30
10	Unschärfe der Impulsablage bei 90° Elektronenstreuung	30
11	Unschärfe des dispersiven Streuwinkels bei 0° Elektronenstreuung	31
12	Unschärfe des dispersiven Streuwinkels bei 90° Elektronenstreuung	32
13	Unschärfe des nicht-dispersiven Streuwinkels bei 0° Elektronenstreuung	33
14	Unschärfe des nicht-dispersiven Streuwinkels bei 90° Elektronenstreuung	33
15	Definition der Streuwinkel des Halbleiterdetektorballs	35
16	Streuwinkelunschärfe des Halbleiterdetektorballs	36
17	Relative Energieunschärfe der Protonen im Helium	38
18	Relative Energieunschärfe der Protonen im Gastarget	39
19	Beiträge des Energieverlusts der Elektronen	41

Tabellenverzeichnis

1	Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers	16
---	---	----

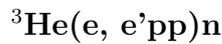
2	Zusammenfassung der Simulationsparameter zum Auflösungsvermögen des QCLAM-Spektrometers	27
3	Zusammenfassung der Unschärfen des QCLAM-Spektrometers für ein Gastarget der Länge 3 cm	34

1 Einleitung

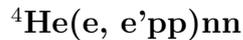
Seit vielen Jahren wird am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt die Struktur der Atomkerne mittels Elektronenstreuexperimenten untersucht. Der eigens dafür entwickelte und gebaute Elektronenlinearbeschleuniger DALINAC (DARMstadt LINear ACcellerator) ermöglichte Streuexperimente der Form (e, e') , in denen Elektronen (e) auf Atome geschossen werden und anschließend unter verschiedensten Winkel (e') detektiert werden. Mit der Weiterentwicklung des Beschleunigers und der Integration von supraleitenden Beschleunigungsstrukturen gelang es, die maximale Elektronenenergie von 70 MeV auf 130 MeV zu erhöhen und einen cw (continuous wave) Elektronenstrahl zu produzieren. Im Gegensatz zum DALINAC, der einen gepulsten Elektronenstrahl lieferte, war es dem S-DALINAC (Superconducting DARMstadt LINear ACcellerator) nun möglich einen kontinuierlichen Elektronenstrahl zu produzieren. Dieser Fortschritt ließ Streuexperimente der Form $(e, e'x)$ zu. In sogenannten Zweiarmexperimenten werden in Koinzidenz zu den gestreuten Elektronen (e') zusätzlich weitere Teilchen (x) detektiert. Typischerweise handelt es sich am S-DALINAC um Photonen, die nach dem Streuprozess vom Atomkern emittiert werden. Aber auch andere Teilchen, wie Protonen oder Neutronen, können und werden, wie sich in dieser Arbeit zeigen wird, parallel detektiert werden. Beide Prozesse haben einen grundlegenden Unterschied. Bei Emission eines Photons (γ) wurde der Atomkern durch das gestreute Elektron in einen angeregten Zustand versetzt, welchen er durch eine γ -Emission wieder verlässt. Der Atomkern bleibt nach der Reaktion in seiner ursprünglichen Form erhalten. Bei Emission eines Protons (p) oder Neutrons (n) wird der Atomkern ebenfalls in einen angeregten Zustand versetzt, allerdings führt der Übergang zum energetisch niedrigerem Zustand zum Aufbruch des Atomkerns. Dabei ändert sich die Massenzahl des Atomkerns. p, n -Emissionen sind häufig von γ -Emissionen begleitet. Der Vorteil von Koinzidenzexperimenten liegt darin, dass man mehr Informationen über den Streuprozess gewinnt, und somit ein tieferes physikalisches Verständnis der Reaktion erhält. Darüberhinaus ist es möglich durch Koinzidenzexperimente den auftretenden Untergrund auf ein Minimum zu reduzieren. Dies ist vor allem bei Experimenten mit kleinen Wirkungsquerschnitten von Interesse, da das eigentliche Ereignis sonst völlig im Untergrund verschwinden würde.

Als nächsten Schritt bei Streuexperimenten am S-DALINAC ist nun geplant, Experimente der Form $(e, e'xx)$ durchzuführen. Das Gastarget, das im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelt wurde, soll für solche Streuexperimente eingesetzt werden. In Koinzidenz mit den gestreuten Elektronen sollen zwei

Protonen aus dem Aufbruch des Mutterkerns detektiert werden. Streuexperimente mit diesem Target sollen vor allem an leichten Kernen durchgeführt werden, weil diese ein System aus wenigen Nukleonen darstellen. Leichte Kerne sind die Isotope der ersten Elemente des Periodensystems, d.h. Isotope von Wasserstoff und Helium. Diese liegen unter Normalbedingungen im gasförmigen Zustand vor, darum war es nötig ein Gastarget zu entwickeln. Wasserstoff und seine Isotope verlangen einen großen Sicherheitsaufwand, außerdem sind sie Einprotonensysteme, weswegen mit ihnen natürlich keine $(e, e'pp)$ Experimente durchgeführt werden können. Die beiden stabilen Heliumisotope, ^3He und ^4He , standen deswegen im Fokus der Entwicklung. Und hier besonders der Streuprozess:



Er beschreibt den völligen Aufbruch des ^3He -Kerns in zwei Protonen und ein Neutron. Ist es nun möglich, die beiden emittierten Protonen neben dem gestreuten Elektron zu detektieren, so ist dieser Prozess kinematisch vollständig bestimmt. Das Neutron selbst wird zwar nicht detektiert, aber aus den Erhaltungssätzen ließe sich sein Impuls rekonstruieren. Für Aufbruchreaktionen an ^4He ist eine vollständige Bestimmung der Kinematik nur mit Protonendetektoren nicht zu erreichen. Nur Einneutronensysteme bieten diese Möglichkeit. Trotzdem ist der Streuprozess



von Interesse.

Die fundamentale Aufgabenstellung hinter diesen Experimenten ist das Studium der Starken Wechselwirkung. In der Vergangenheit ist man dabei zu immer höheren Energien gegangen, um möglichst tief in den Atomkern eindringen zu können. In diesen subatomaren Bereichen der Quanten Chromo Dynamik (QCD) sind selbst vermeintlich einfache Systeme nicht mehr trivial zu lösen. In den letzten Jahren hat sich nun eine neue Theorie, die Effektive Feldtheorie (EFT), entwickelt, deren Vorhersagen an Wernignukleonensystemen wieder im niederenergetischen Bereich, bzw. bei kleinen Impulsüberträgen, zu überprüfen sind. Diese Anforderungen an den Streuprozess sind am S-DALINAC zu erreichen, der als einziger Elektronenlinearbeschleuniger weltweit den Energiebereich bis 130 MeV abdeckt und Impulsüberträge der Größenordnung 0.1 fm^{-1} bis 1 fm^{-1} ermöglicht.

Die EFT macht es sich zunutze, dass in physikalischen Systemen sehr weite Energiebereiche auftreten. Interessante Phänomene können allerdings auf

einen viel kleineren Energiebereich reduziert werden. Deswegen ist es möglich die Zahl der Freiheitsgrade eines Systems zu verkleinern, indem man die hochenergetischen Teilchen *ausintegriert*.

Ein physikalisches System kann durch sein Funktionalintegral beschrieben werden.

$$Z = \int \mathcal{D}\phi_L \int \mathcal{D}\phi_H e^{i \int d^k x \mathcal{L}(\phi_L, \phi_H)} \quad (1)$$

ϕ_L steht hier für die niederenergetischen und ϕ_H für die hochenergetischen Freiheitsgrade (Teilchen). $\mathcal{L}(\phi_L, \phi_H)$ beschreibt den Lagrangian und k die Dimension des Systems. Die Trennlinie beider Energieregime ist durch die Energie des Streuexperiments bestimmt. Integration über den hochenergetischen Bereich führt zu:

$$Z = \int \mathcal{D}\phi_L e^{i \int d^k x \mathcal{L}_{eff}(\phi_L)} \quad (2)$$

Das Funktionalintegral hat sich stark vereinfacht. Der Beitrag der hochenergetischen Teilchen reduziert sich auf konstante Koeffizienten im effektiven Lagrangian $\mathcal{L}_{eff}(\phi_L)$. In weiteren Schritten wird $\mathcal{L}_{eff}(\phi_L)$ in Potenzen von $\frac{E}{M}$ entwickelt. E ist hier die Trennlinie der Energiebereiche und M die Masse der ausintegrierten Teilchen.

Anhand dieser kurzen Beschreibung ist der Vorteil des S-DALINAC bereits offensichtlich. Die niederenergetischen Elektronen ermöglichen zum Einen die Ausintegration vieler Freiheitsgrade und zum Anderen einen kleinen Entwicklungsparameter $\frac{E}{M}$.

Neben der Verifizierung von Vorhersagen der EFT liegt ein großes Interesse an der Rolle der Dreikörperkraft. Die Starke Wechselwirkung kann mit den aktuellen theoretische Vorhersagen nicht vollständig durch eine Zweikörperwechselwirkung beschrieben werden. Deswegen werden Anstrengungen unternommen Dreikörper- und auch Vierkörperkomponenten zu untersuchen. Hierbei sind von theoretischer Seite Erfolge erzielt worden, die experimentell überprüft werden müssen. ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ sind dafür die idealen Systeme.

Die vorliegende Arbeit zeigt in einem ersten Teil die Entwicklung des benötigten Gastargets. Dabei werden die auftretenden Probleme skizziert und die gewählte Lösung dargestellt. Es werden zwei mögliche Konzepte für ein Targetsystem am S-DALINAC vorgestellt und die notwendigen Komponenten dokumentiert. Im zweiten Teil der Ausarbeitung werden die ersten Ergebnisse der Test am Gastarget und ein Teststand für eines der beiden Targetsysteme

präsentiert.

Die Gliederung der Arbeit stellt sich folgendermaßen dar: In Kapitel 2 werden der Beschleuniger und der Messplatz beschrieben. Im ersten Teil werden in den Kapiteln 3 bis 8 die durchgeführten Simulationen und deren Ergebnisse, sowie das Design des Gastargets und Targetsystems dargestellt. Im zweiten Teil werden in den Kapiteln 9 bis 11 die Ergebnisse der Test und der Teststand vorgestellt.

2 S-DALINAC und Messplatz

Bei Streuexperimenten am Gastarget sollen sowohl Elektronen als auch Protonen detektiert werden. Für beide Teilchen sind verschiedene Detektoren nötig. In diesem Kapitel werden der S-DALINAC, der den Elektronenstrahl bereitstellt, das QCLAM-Spektrometer, das für den Nachweis der Elektronen genutzt werden wird, und der Halbleiterdetektorball, der zur Detektierung der Protonen eingesetzt werden wird, beschrieben. Der S-DALINAC und das QCLAM-Spektrometer sind bereits vorhanden und im Einsatz. Der Halbleiterdetektorball befindetete sich noch in der Entwicklung.

2.1 S-DALINAC

Das Kernstück des Institut für Kernphysik stellt der Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC dar. Er liefert Elektronen mit Energien von 2.5 MeV bis 130 MeV bei einem Strahlstrom von 1 nA bis 50 μ A.

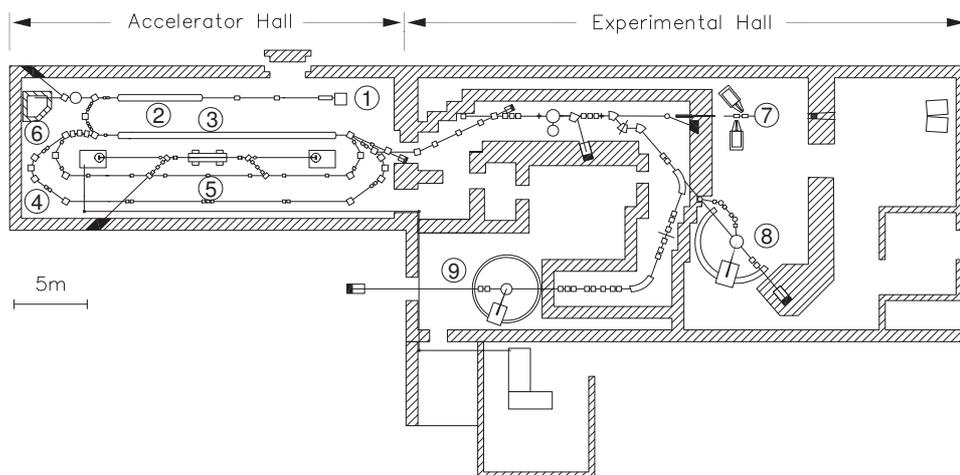


Abbildung 1: Grundriss des S-DALINAC und der Experimentierplätze

Die Elektronen werden von der Elektronenkanone ① freigesetzt und elektrostatisch auf 250 keV beschleunigt. Nach Durchlaufen des Choppers, des Prebunchers und einer kurzen Beschleunigungsstruktur sind die Elektronenbunche nahe der Lichtgeschwindigkeit und auf die Hochfrequenz von 3 GHz abgestimmt. Im supraleitenden Injektor ② können sie bis auf 10 MeV beschleunigt werden. Nach einem 180° Ablenkensystem gelangen die Elektronen in den supraleitenden Hauptbeschleuniger ③, in dem sie einen weiteren Energiezuwachs von maximal 40 MeV erhalten. Wahlweise kann der Strahl nach

einmaligem Durchlauf des Hauptbeschleunigers in die Experimentierhalle geführt werden oder durch die vorhandenen Rezirkulationen ④ ein oder zwei weitere Male durch den Hauptbeschleuniger geführt werden. So kann die maximale Energie von 130 MeV erreicht werden. Neben Elektronenstreuexperimenten können ebenfalls Experimente mit dem Freien Elektronen Laser (FEL) ⑤ durchgeführt werden. Er wird mit Elektronen aus der ersten Rezirkulation betrieben. Am niederenergetischen Messplatz ⑥ werden vor allem (γ, γ') Experimente durchgeführt. In der Experimentierhalle befindet sich ein Messplatz für Compton-Streuung am Nukleon ⑦. Hier werden Messungen zur der Polarisierbarkeit des Nukleons durchgeführt. Für (e, e') Experimente wird das QCLAM-Spektrometer ⑧ genutzt. Das Gastarget wurde für den Einsatz an diesem Spektrometer entwickelt. Das 169° -Spektrometer ⑨ ist der Messplatz für (e, e') Experimente.

2.2 QCLAM-Spektrometer

Das QCLAM-Spektrometer hat seinen Namen vom Quadrupolmagneten (Q), der sich am Eintritt befindet, und den beiden Dipolschuhen, die einer Venusmuschel (CLAM SHELL) ähneln. Es ist wegen seiner großen Raumwinkelakzeptanz besonders zur Durchführung von Koinzidenzexperimenten geeignet. Um den begrenzten Platz effektiv zu nutzen wurde das Spektrometer vertriektal aufgebaut. Die große Raumwinkelakzeptanz wird durch den Quadrupolmagneten am Eintrittsfenster realisiert. Er fokussiert die gestreuten Elektronen in horizontaler (nicht-dispersiver) Richtung. Die nachfolgenden Dipolschuhe sind gegeneinander geneigt, so dass ein Feldgradient auftritt und die Elektronen in vertikaler (dispersiver) Richtung eine Dispersion erfahren. Hinter dem Dipolmagnet durchstoßen Elektronen gleicher Energie unabhängig von ihren Streuparametern die Fokalebene in einem Punkt. Das Nachweissystem des Detektors besteht aus drei Drahtkammern, einen Szintillator und einem Cherenkovzähler. Szintillator und Cherenkovzähler dienen als Trigger. Zur Bestimmung der Streuparameter werden die Drahtkammern benutzt. Zwei von ihnen (X1 und X2) dienen zur Messung des Durchstoßortes und des Durchstoßwinkels in dispersiver Richtung. Die dritte Kammer (U) dient zur Bestimmung des Durchstoßortes in nicht-dispersiver Richtung. Mit diesen drei Koordinaten in der Detektorebene lassen sich drei Streuparameter am Streuort berechnen. Das sind der Streuwinkel Θ in dispersiver Richtung, der Streuwinkel Φ in nicht-dispersiver Richtung und die relative Impulsänderung $\frac{\Delta p}{p}$.

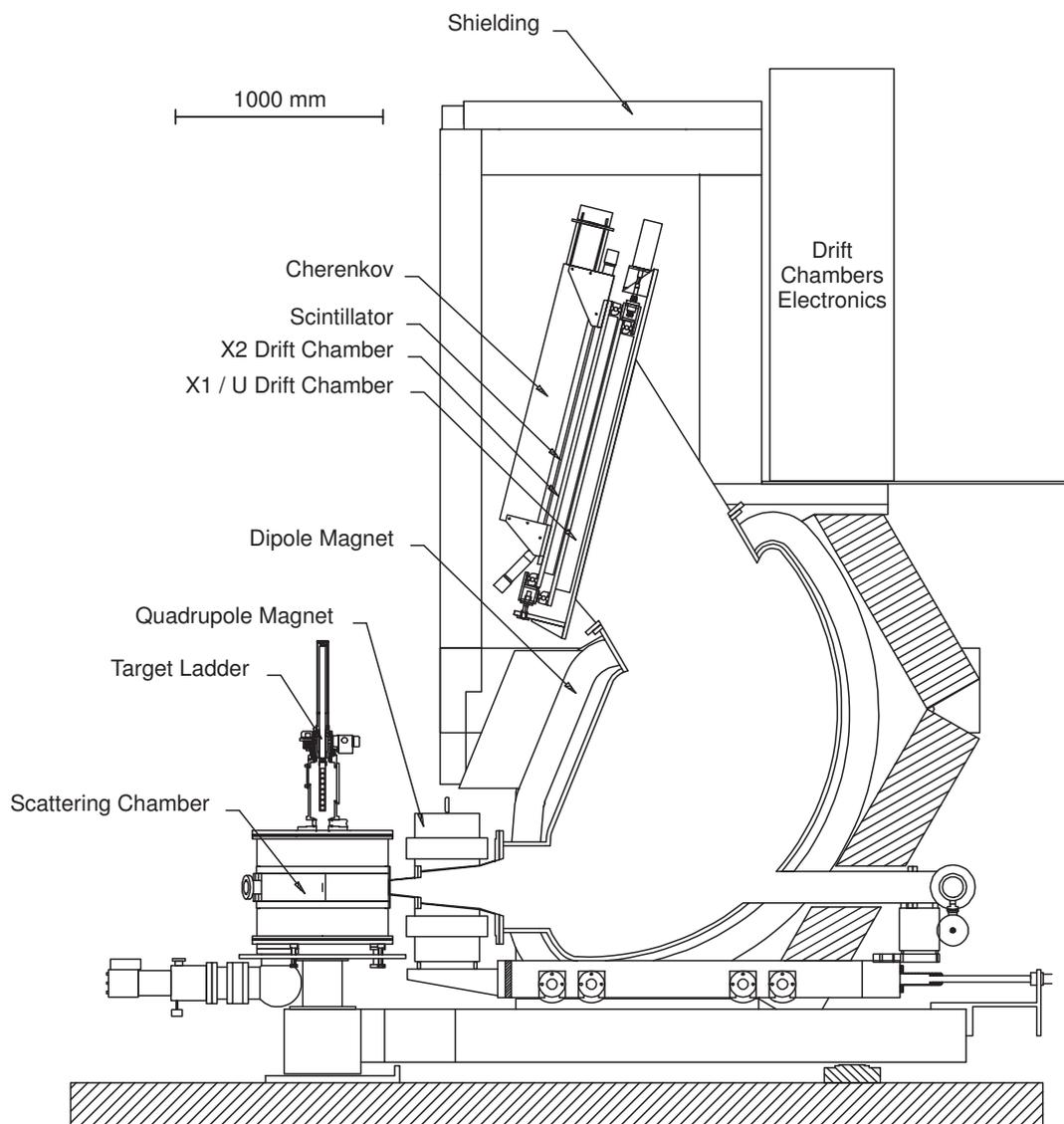


Abbildung 2: QCLAM-Spektrometer

Tabelle 1: Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers

Optische Parameter	
Horizontale Winkelakzeptanz	100 mrad
Vertikale Winkelakzeptanz	100 mrad
Raumwinkelakzeptanz	35 msr
Dispersion am Detektor	$2.35 \frac{cm}{\%}$
Parameter des Detektorsystems	
Akzeptanz des Durchstoßwinkels	$\pm 20^\circ$
Impulsakzeptanz	$\pm 10 \%$
<i>Dispersive Richtung</i>	
Ortsauflösung	0.3 mm
Winkelauflösung	3 mrad
<i>Nicht-dispersive Richtung</i>	
Ortsauflösung	1 mm
<i>Resultierende Streuparameterauflösung</i>	
Steuwinkelauflösung	$0.5^\circ \approx 9 \text{ mrad}$
Impulsauflösung	10^{-4}
Magnetische Parameter	
<i>Dipol</i>	
Induktion	$\leq 1 \text{ T}$
Ablenkwinkel	120°
Maximaler Impuls	$200 \frac{MeV}{c}$
Mittlerer Ablenkradius	660 mm
Kleinster Polschuabstand	120 mm
<i>Quadrupol</i>	
Feldgradient	$\leq 3 \text{ T}$
Apertur	220 mm
Effektive Länge	400 mm

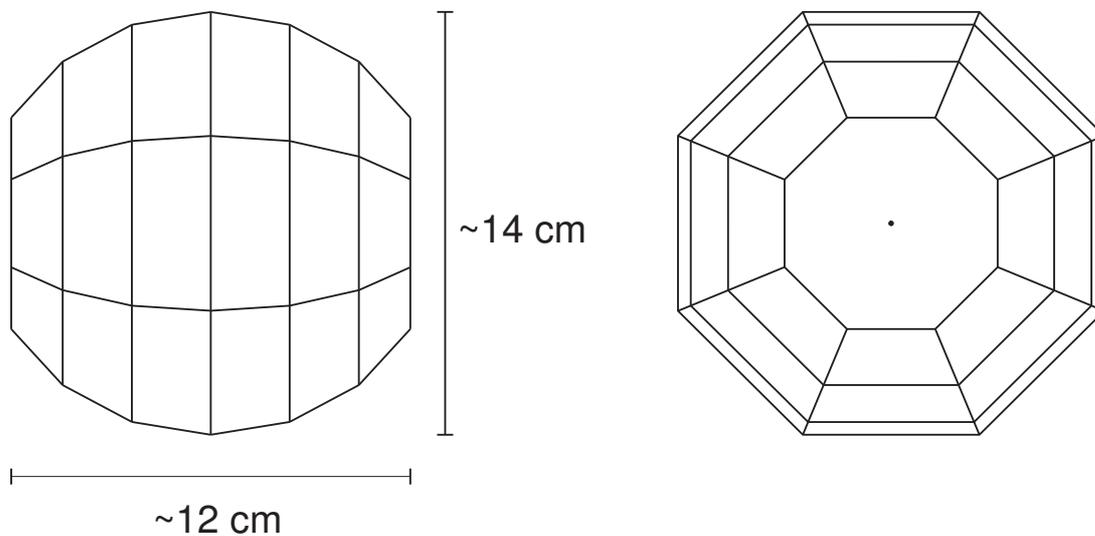


Abbildung 3: Schema des Halbleiterdetektorballs mit Detektorflächen
 Links: Ansicht senkrecht zur Strahlrichtung; Rechts: Ansicht in Strahlrichtung

2.3 Halbleiterdetektorball

Der Halbleiterdetektor wird, wie das Gastarget, speziell für die geplanten (e, e'pp) Experimente entwickelt. 48 Detektorflächen werden über die Oberfläche einer Kugel mit Radius $r = 67$ mm verteilt, wobei ein Ein- und Austrittsfenster für den Elektronenstrahl frei gelassen wird. In jede Detektorfläche werden zwei Siliziumdetektoren der Stärke $d = 1$ mm hintereinander platziert. Der vordere Detektor (Energie Detektor) dient zum Nachweis geladener Teilchen und zur Bestimmung ihrer Energie. Der hintere Detektor (Veto-Detektor) wird benutzt um zwischen Elektronen und Protonen zu unterscheiden. Nur Elektronen werden auf ihn treffen, da die Protonen vollständig im vorderen Detektor gestoppt werden. Die Detektoren besitzen eine Trapezform und haben in Abhängigkeit von ihrer Position eine unterschiedliche Fläche. Die Höhe ist bei allen gleich und beträgt $h = 23$ mm. Für die drei Detektorformen gibt es insgesamt fünf Seitenlängen, die von $l_1 = 51$ mm bis $l_5 = 26$ mm variieren. Um das Gastarget im Detektorball zu platzieren, müssen zwei Detektorflächen freigelassen werden. Eine weitere Fläche muss frei bleiben, um die in Richtung QCLAM-Spektrometer gestreuten Elektronen nicht zu beeinflussen. Insgesamt wird es möglich sein mit vollständig bestücktem Detektorball 60 % des Raumwinkels abzudecken.

Teil I

Entwicklung des Gastargets

3 Grundlagen

Gastargets sind keine Neuheit in der Physik, trotzdem stellen eine Herausforderung in der Entwicklung dar. Im Vergleich zu den standardmäßig verwendeten Festkörpertargets treten weit mehr Parameter auf, die es zu berücksichtigen und zu kontrollieren gilt. Grundlegendes Problem bei Gastargets ist zunächst einmal die viel geringere Dichte. Unter Normalbedingungen besitzt ein Festkörpertarget aus Kohlenstoff eine Dichte, die 15000-mal größer ist als die von Helium. Darüberhinaus muss für das Gas ein dem Experiment angepasstes Behältnis entwickelt werden, das in den Strahl gebracht werden kann und dabei möglichst wenig Untergrund produziert. Generell gibt es zwei Größen die bei der Entwicklung von Targets entscheidend sind:

1. Das **Auflösungsvermögen** definiert die Genauigkeit eines Experiments und bestimmt somit die Qualität der Ergebnisse.
2. Die **Zählrate** bestimmt die Dauer des Experiments. Um eine aussagekräftige Statistik zu erhalten, muss eine Mindestanzahl von Ereignissen erfolgt sein.

Im Allgemeinen sind diese beiden Größen gegenläufig. Änderungen des Targets zu Gunsten der einen Größe führen meistens zu einer Verschlechterung der anderen. Ziel bei der Entwicklung des Gastargets war es, eine optimale Balance zwischen beiden Anforderungen zu finden. Dabei mussten die Eigenschaften von Beschleuniger und Nachweisgeräten berücksichtigt werden. Für die Zählrate ist hier der Strahlstrom des Beschleunigers ausschlaggebend, und für das Auflösungsvermögen die jeweiligen intrinsischen Auflösungsvermögen von QCLAM-Spektrometer und Halbleiterdetektorball bzw. die relative Energieunschärfe des Beschleunigers.

Bei Betrachtung des Auflösungsvermögens muss zwischen zwei Beiträgen unterschieden werden. Bei Streuexperimenten tritt eine Unschärfe in der Energie und in den Streuwinkeln auf. Beide haben einen unterschiedlichen Ursprung. Die Energieunschärfe, welche für relativistische Teilchen wegen $p = \frac{E}{c}$ gleichbedeutend mit der Impulsunschärfe ist, resultiert aus der Wechselwirkung der Teilchen mit der durchflogenen Materie. Sie ist abhängig von der Massenbelegung des Targets und somit abhängig von der Dichte des Gases, der Wegstrecke im Target und der Wahl des Abschlussmaterials. Im Falle des QCLAM-Spektrometers hängt die Impulsunschärfe zusätzlich noch von der Targetlänge ab. Die Streuwinkelunschärfe hängt dagegen nur von der Länge des Targets in Strahlrichtung ab. Um ausreichend hohe Zählraten zu

erhalten, muss sie entsprechend groß gewählt werden und kann deshalb nicht vernachlässigt werden.

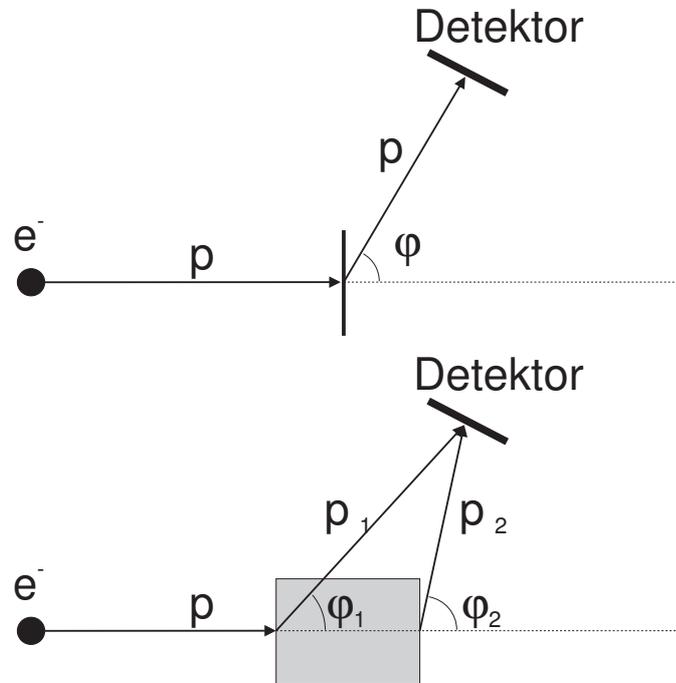


Abbildung 4: Vergleich der Streuwinkelunschärfe eines Streuexperiments an einem Gas- und Festkörpertargets; Oben: Bei einem dünnen Festkörpertarget ist der Streuwinkel φ abgesehen von der Ausdehnung des Detektors selbst eindeutig; Unten: Bei einem ausgedehnten Gastarget hingegen kann der Streuwinkel nur bis auf ein Intervall $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ genau bestimmt werden.

Neben der Optimierung von Auflösungsvermögen und Zählrate sollte das Gastarget weitere Anforderungen erfüllen. Es musste gewährleistet sein, dass Teilchen "nahezu" in den vollen Raumwinkel emittiert werden können. Dies ist nötig, um alle Teilchen aus dem Aufbruch nachweisen zu können. Die Außenhaut des Targets muss möglichst dünn sein - im vorliegenden Fall wurde dies durch dünne Folien realisiert. Andernfalls würden die niederenergetischen Protonen das Target nicht verlassen. Auch die Dichte des Gases selbst ist damit eingeschränkt. Überlegungen das Target mit flüssigem Helium zu betreiben, um eine höhere Dichte zu erreichen scheidet aus demselben Grund aus. Außerdem haben solche Targets den entscheidenden Nachteil, dass während des Betriebs der Strahl das verflüssigte Gas erwärmt und dadurch kleine Gasblasen entstehen. Diese führen dazu, dass die Dichte am Streuort sehr schwer zu kontrollieren ist.

Für die Entwicklung des Gastargets stehen nun folgende Parameter zur Verfügung:

- Gasdruck
- Gastemperatur
- Targetlänge
- Form des Targets
- Typ und Dicke der Außenhaut

In den folgenden Kapiteln werden Simulationen und Rechnungen in Abhängigkeit von diesen Parametern gezeigt, die zur Optimierung des Auflösungsvermögens und der Zählrate durchgeführt wurden.

4 Simulationen zum Auflösungsvermögen

In diesem Kapitel werden die Unschärfen der Streuparameter für die einzelnen Komponenten des Messplatzes in Abhängigkeit von den Targetparametern diskutiert. Dabei muss zwischen den intrinschen Unschärfen und den durch das Gastarget verursachten Unschärfen unterschieden werden. Im angestrebten Design sollten beide Komponenten möglichst gleiche Beiträge liefern. Im einzelnen werden das QCLAM-Spektrometer, der Halbleiterdetektorball und das Gastarget selbst behandelt. Die relative Energieunschärfe des S-DALINACs ist unabhängig von den Targetparametern. Sie ist durch den Designwert von $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-4}$ gegeben.

Im QCLAM-Spektrometer werden die gestreuten Elektronen und ihre Streuparameter mittels der Durchstoßpunkte durch die Drahtkammern bestimmt. Um diese zu erhalten, ist es nötig den Strahlengang durch das Magnetsystem des Spektrometers zu simulieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierzu das Programm RAYTRACE verwendet, welches im nachfolgenden Abschnitt beschrieben wird. Die Simulationen zum Halbleiterdetektorball reduzieren sich auf Überlegungen zur Geometrie. Der Beitrag des Gastargets liegt im Energieverlust der Protonen und Elektronen im Gas und der Abschlussfolie.

4.1 RAYTRACE

Um die Bahnen geladener Teilchen durch ein Magnetsystem zu berechnen benutzt RAYTRACE den Matrixformalismus. Entsprechend Abbildung 5 müssen dem Programm die Startkoordinaten des Teilchens $(x_i, y_i, \Theta_i, \Phi_i)$, der Impuls des Teilchens und eine Beschreibung des Magnetsystems übergeben werden.

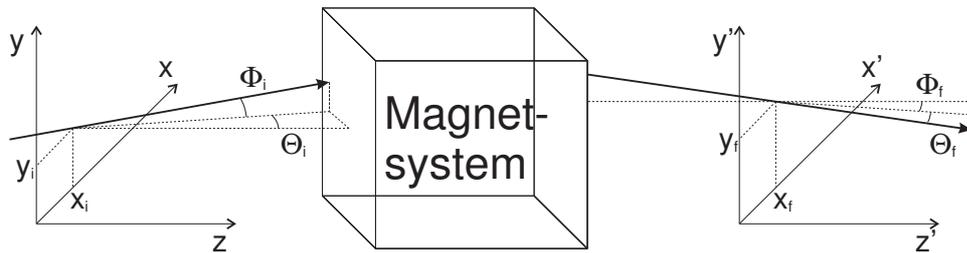


Abbildung 5: RAYTRACE berechnet aus den Startkoordinaten des Teilchens die Koordinaten hinter dem Magnetsystem.

Die Austrittskoordinaten aus dem Magnetsystem $(x_f, y_f, \Theta_f, \Phi_f)$ sind Funktionen Startkoordinaten.

$$x_f = x_f(x_i, y_i, \Theta_i, \Phi_i, \delta) \quad (3)$$

$$y_f = y_f(x_i, y_i, \Theta_i, \Phi_i, \delta) \quad (4)$$

$$\Theta_f = \Theta_f(x_i, y_i, \Theta_i, \Phi_i, \delta) \quad (5)$$

$$\Phi_f = \Phi_f(x_i, y_i, \Theta_i, \Phi_i, \delta) \quad (6)$$

Anstatt des Impulses p wird hier die relative Unschärfe $\delta = \frac{p-p_0}{p}$ (Impulsablage) des Impulses von einem Sollimpuls p_0 benutzt. Der Sollimpuls ist derjenige Impuls, den ein Teilchen besitzt, das der Sollbahn folgt. Die Sollbahn wiederum entspricht der Bahn durch das Magnetsystem, die im Ursprung des Startkoordinatensystems beginnt und für die $\Theta_i = \Phi_i = 0$ gilt. Für kleine Abweichungen der Teilchenbahn von der Sollbahn können die Austrittskordinaten in eine Taylorreihe als Funktion der Startkoordinaten entwickelt werden.

$$x_f = \frac{\partial x_f}{\partial x_i} x_i + \frac{\partial x_f}{\partial y_i} y_i + \frac{\partial x_f}{\partial \Theta_i} \Theta_i + \frac{\partial x_f}{\partial \Phi_i} \Phi_i + \frac{\partial x_f}{\partial \delta} \delta + \text{Terme höherer Ordnung} \quad (7)$$

Analog gilt das für (y_f, Θ_f, Φ_f) . Der Impuls ändert sich in Magnetfeldern natürlich nicht. Die auftretenden partiellen Ableitungen sind die Einträge der Matrizen, so dass im Matrixformalismus der Transport von den Startkoordinaten in die Austrittskordinaten in erster Ordnung durch

$$\vec{x}_f = \mathcal{M} \vec{x}_i \quad (8)$$

ausgedrückt werden kann. Die Einträge der Vektoren sind jetzt die einzelnen Koordinaten, und die Matrix \mathcal{M} enthält die partiellen Ableitungen entsprechend der Taylorentwicklungen. Für Berechnungen in höheren Ordnungen müssen die Ableitungen höherer Ordnung berücksichtigt werden.

Die Bestimmung der Matrixelemente erfolgt in RAYTRACE durch eine schrittweise numerische Integration der Bewegungsgleichungen der Teilchen. Sie sind durch die Lorentzkraft gegeben.

$$m \ddot{\vec{x}} = q \left(\dot{\vec{x}} \times \vec{B} \right) \quad (9)$$

4.2 Bestimmung des Auflösungsvermögens des QCLAM-Spektrometers in Abhängigkeit von der Targetlänge

Aufgrund der dispersiven Eigenschaften des QCLAM-Spektrometers werden Elektronen gleicher Energie hinter dem Spektrometer in der Fokalebene in einem Punkt fokussiert. RAYTRACE-Simulationen sollten dieses Ergebnis aufweisen, falls sie korrekt sein sollten. Abbildung 6 steht in guter Übereinstimmung mit dieser Forderung.

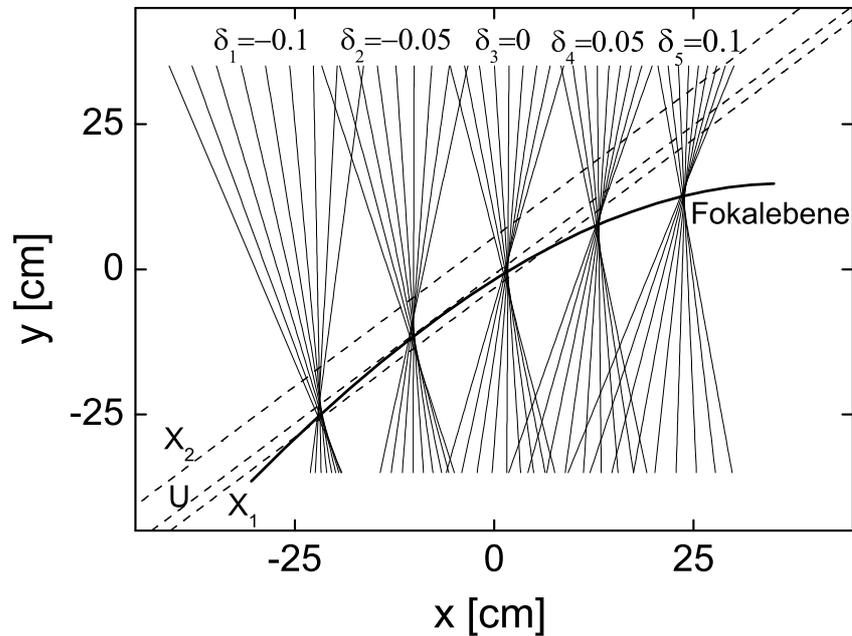


Abbildung 6: Elektronenbahnen hinter dem QCLAM-Spektrometer für die Strahlenergie 40 MeV. Dargestellt sind fünf Impulsablagen bei je neun verschiedenen Streuwinkeln in dispersiver Richtung. Die Drahtkammerebenen und die gekrümmte Fokalebene sind gestrichelt bzw. fett eingezeichnet.

Im folgenden werden häufig die Koordinaten und Winkel der Elektronenbahnen auftreten. Hierbei handelt es sich um relative Koordinaten bezüglich der Sollbahn. Um die Konsistenz zu wahren werden die Koordinaten und Winkel in der Vertikalen, d.h. in der dispersiven Richtung des QCLAM-Spektrometers, immer mit x und Θ bezeichnet. Entsprechend bezeichnen y und Φ die Komponenten in der horizontalen, d.h. in der nicht-dispersiven

Richtung. RAYTRACE nutzt die gleiche Notation bezüglich der Dispersion, allerdings wurde es für liegende Magnete geschrieben. Der Dipolmagnet des QCLAM-Spektrometers wurde aber aus Platzgründen stehend montiert. Deshalb sind in den Ein- und Ausgabedateien die Bezeichnungen der Ortskoordinaten und der Winkel im Startkoordinatensystem vertauscht. x und Θ beziehen sich auf die nicht-dispersive Richtung und y und Φ auf die dispersive Richtung. Die Benennung in den Austrittskoordinaten ist wieder stimmig. Alle folgenden Ergebnisse berücksichtigen diese Vertauschung, sodass auch im Startkoordinatensystem x und Θ für die dispersive Richtung stehen.

Wie Abbildung 6 zeigt, lassen sich mit RAYTRACE die Elektronenbahnen berechnen. Ihre Durchstoßpunkte durch die Drahtkammern lassen sich somit ebenfalls leicht als Schnitt der Elektronenbahn mit der Drahtkammerebene bestimmen. In Experimenten werden diese Koordinaten dazu benutzt, die Streuparameter am Target zu berechnen. Aus den drei Drahtkammerebenen erhält man für jedes Elektron Sätze zu jeweils drei Koordinaten (x_D, α_D, y_D) . x_D und α_D werden aus den Drahtkammern X1 und X2 bestimmt und geben den Ort und den Winkel in dispersiver Richtung an. y_D wird aus der Drahtkammer U bestimmt und gibt den Ort in nicht-dispersiver Richtung an. Um eine Transformation von den Durchstoßpunkten auf die Streuparameter zu erhalten, werden am QCLAM-Spektrometer mittels Lochblenden Eichmessungen durchgeführt.

$$\delta_{eich} = \delta_{eich}(x_D, \alpha_D, y_D) \quad (10)$$

$$\Theta_{eich} = \Theta_{eich}(x_D, \alpha_D, y_D) \quad (11)$$

$$\Phi_{eich} = \Phi_{eich}(x_D, \alpha_D, y_D) \quad (12)$$

RAYTRACE Simulationen haben im Vergleich zu einem realen Experiment den Vorteil, dass sowohl die Durchstoßpunkte als auch die reaktiven Streuparameter $(\delta_{sim}, \Theta_{sim}, \Phi_{sim})$ bekannt sind. Letztere werden dem Programm als Eingabeparameter übergeben, und die Durchstoßpunkte können berechnet werden. Eine Transformation ist somit eigentlich nicht nötig. Im Folgenden wird die Transformation trotzdem auf die Koordinaten der Durchstoßpunkte angewendet. Die daraus errechneten Streuparameter werden anschließend mit den ursprünglich eingestellten Streuparametern verglichen. Entsprechen die Simulationsparameter den Parametern bei der Eichmessung, sollten beide übereinstimmen. Mit RAYTRACE ist es nun möglich den Streuort in Strahlrichtung zu variieren, und somit ein ausgedehntes Target zu simulieren. Nimmt man solche Variationen vor, sollten die Streuparameter nicht mehr übereinstimmen. Damit läßt sich die Änderung des Auflösungsvermö-

gens als Funktion der Targetlänge bestimmen. Die Unschärfen sind gegeben durch:

$$\Delta\delta = \delta_{sim} - \delta_{eich} = \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{sim} - \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{eich} \quad (13)$$

$$\Delta\Theta = \Theta_{sim} - \Theta_{eich} \quad (14)$$

$$\Delta\Phi = \Phi_{sim} - \Phi_{eich} \quad (15)$$

Da es sich sowohl bei den simulierten Streuparametern als auch bei den Streuparametern aus der Eichung um Werte relativ zur Sollbahn handelt, stellen die Unschärfen wieder absolute Werte dar.

Entsprechend Tabelle 1 besitzt das QCLAM-Spektrometer eine Impulsakzeptanz von $\delta = \pm 10\%$. In den Simulationen wurde δ_{sim} in 2.5 % Schritten über neun verschiedene Werte variiert. Für die relativen Streuwinkel wurden ebenfalls Simulationen mit jeweils neun verschiedenen Werten durchgeführt. Dies geschah entsprechend der Winkelakzeptanz von ± 100 mrad in beiden Richtungen für Θ_{sim} und Φ_{sim} in Schritten von 25 mrad. Durch Variation des relativen Streuortes ($x_{sim}, y_{sim}, z_{sim}$) wurden sowohl Strahlfleck als auch Targetlänge simuliert. Wie bereits in älteren Arbeiten gezeigt wurde, hängt das Auflösungsvermögen fast nicht vom Strahlfleck ab. Um die Targetlänge zu simulieren, wurde zwischen den beiden Extremfällen der Elektronenstreuung unter 0° und unter 90° unterschieden. Der Unterschied ist in Abbildung 7 dargestellt. Die effektive Wegstrecke im Target ist bei einem absoluten Elektronenstreuwinkel von $\Psi_e = 0^\circ$ parallel zur Bewegungsrichtung des gestreuten Elektrons und entsprechend bei $\Psi_e = 90^\circ$ senkrecht. In der Simulation führt dies dazu, dass im ersten Fall z_{sim} variiert werden muss und im zweiten Fall y_{sim} . z_{sim} wurde über einen Bereich von 10 cm geändert und y_{sim} über 6 cm.

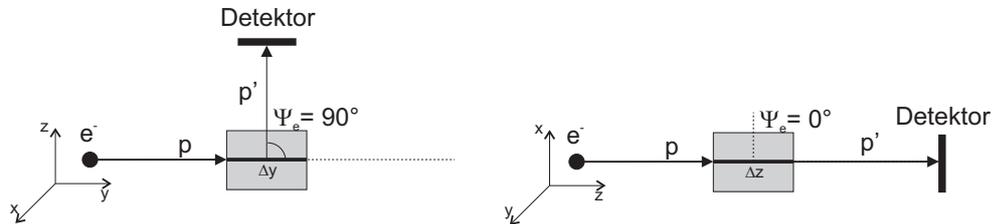


Abbildung 7: Die Länge des Gastargets wird durch den Streuort simuliert. Links: Bei Streuung unter 90° muss die nicht-dispersive Koordinate y_{sim} variiert werden. Rechts: Bei Streuung unter 0° tritt die Targetlänge in der z_{sim} Koordinate auf.

Zuletzt mussten noch verschiedene Strahlenergien simuliert werden, um den Energiebereich des S-DALINAC abdecken zu können.

Tabelle 2: Zusammenfassung der Simulationsparameter zum Auflösungsvermögen des QCLAM-Spektrometers

Relative Streuparameter	0° - Streuung	90° - Streuung
Impulsablage δ_{sim} (%)	10, 7.5, 5, 2.5 0 -2.5, -5, -7.5, -10	10, 7.5, 5, 2.5 0 -2.5, -5, -7.5, -10
Dispersiver Streuwinkel Θ_{sim} (mrad)	100, 75, 50, 25 0 -25, -50, -75, -100	100, 75, 50, 25 0 -25, -50, -75, -100
Nicht-dispersiver Streuwinkel Φ_{sim} (mrad)	100, 75, 50, 25 0 -25, -50, -75, -100	100, 75, 50, 25 0 -25, -50, -75, -100
Dispersiver Streuort x_{sim} (cm)	0.08, 0.06, 0.04, 0.02 0 -0.08, -0.06, -0.04, -0.02	0
Nicht-dispersiver Streuort y_{sim} (cm)	0.08, 0.06, 0.04, 0.02 0 -0.08, -0.06, -0.04, -0.02	3, 2, 1 0 -3, -2, -1
Streuort in Streurichtung z_{sim} (cm)	5, 2.5 0 -5, -2.5	0
Strahlenergie E_0 (MeV)	100, 80, 60, 40	100, 80, 60, 40

Die Rekonstruktion der Streuparameter aus den Koordinaten in den Detektorebenen wurde mittels der Eichmessungen von S. Dietrich durchgeführt. Leider war es nicht möglich die Simulationen mit den damaligen Messungen in absoluten Einklang zu bringen. Deswegen verschwinden die Gleichungen (13) - (15) selbst für ein ausdehnungsloses Gastarget nicht. Zur Bestimmung von $\Delta\Theta$ wurde die Eichmessung mit RAYTRACE simuliert, so dass eine bessere Transformation vorlag. Dazu wurden Elektronenbahnen mit dem Sollabstand

eines Festkörpertargets von 40 cm vom QCLAM-Spektrometer simuliert. Die Durchstoßpunkte dieser Elektronenbahnen durch die Detektorebenen konnte man nun bei Kenntnis der Energie ebenfalls zum Eichen benutzen. Trotzdem verschwand $\Delta\Theta$ damit auch nicht. Da der Beitrag aber nicht aus der Targetlänge resultiert, muss das Auflösungsvermögen um diesen Beitrag korrigiert werden.

$$\Delta\delta_{offset} = \Delta\delta - \Delta\delta_{z=0} \quad (16)$$

$$\Delta\Theta_{offset} = \Delta\Theta - \Delta\Theta_{z=0} \quad (17)$$

$$\Delta\Phi_{offset} = \Delta\Phi - \Delta\Phi_{z=0} \quad (18)$$

4.2.1 Impulsunschärfe $\Delta\delta_{offset}$

Aus den Simulationen hat sich ergeben, dass das Auflösungsvermögen nicht von der Strahlenergie abhängt. Das ist auch einsichtig, da die Magnetfeldstärken von Quadrupol und Dipol entsprechend der Strahlenergie eingestellt werden. Alle nachfolgenden Diagramme sind Simulationen bei 40 MeV entnommen. Trotzdem sind sie für alle anderen Energien gültig. Die Datenmenge der Simulationen ist zu umfangreich, um alles hier zu zeigen. Deshalb wird für jeden Fall ein repräsentatives Beispiel dargestellt. Bei den vorliegenden Resultaten sind nur die gezeigten Simulationsparameter mit Ausnahme der Energie von null verschieden.

Für Elektronenstreuung unter 0° sind die Unschärfen als Funktion des Streuortes in Strahlrichtung z dargestellt. Dabei werden alle Parameter entsprechend Tabelle 2 variiert. Exemplarisch sind für diesen Fall auch die unkorrigierten Unschärfen dargestellt.

Sind in einem Diagramm nur Streuparameter eines Vorzeichens dargestellt, so kann davon ausgegangen werden, dass das entgegengesetzte Vorzeichen die gleiche Kurve liefert. Das ist zum Beispiel in Abbildung 8 für Φ_{sim} der Fall. Aus den weiteren Diagrammen ist zu entnehmen, dass die aus dem Streuort (x_{sim}, y_{sim}) und der Impulsablage (δ) resultierende Impulsunschärfe über die Länge des Targets konstant ist. $\Delta\delta_{offset}$ ist für diese drei Parameter somit stets 0. Bei den Simulationen zur 0° Elektronensteuerung gilt das nicht nur für die Impulsunschärfe sondern auch für die Unschärfe beider Streuwinkel. Für die Simulationen zur 90° Elektronensteuerung trifft das nur für x_{sim} zu, da y_{sim} die Targetlänge darstellt. Zudem sind die Unschärfen zum Teil von δ_{sim} abhängig. Für Elektronenstreuung unter 0° verbleiben somit die Abhängigkeiten von Θ_{sim} und Φ_{sim} in Abbildung 9. Der Streuwinkel in dispersiver

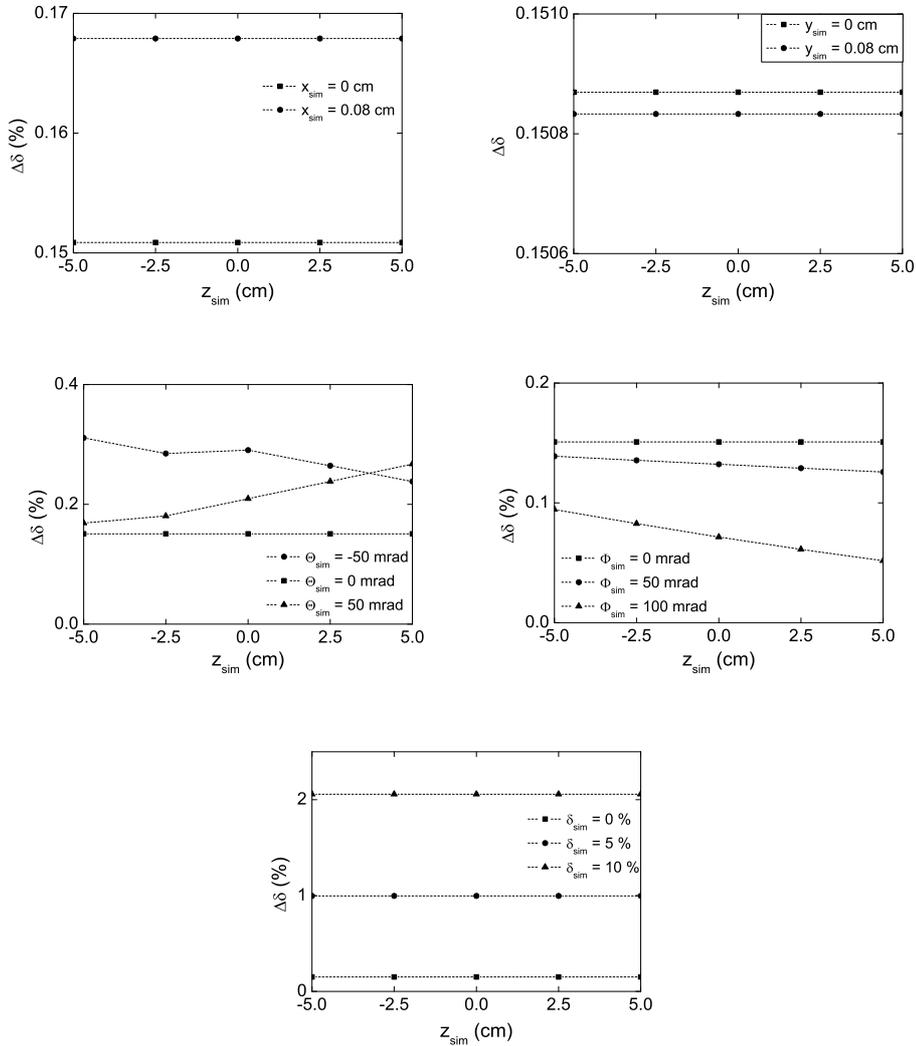


Abbildung 8: Unschärfe der Impulsablage für die verschiedenen Streuparameter bei 0° Elektronensteuerung ohne Korrektur des Offsets. Oben links: Für drei dispersive Streuorte. Oben rechts: Für drei nicht-dispersive Streuorte. Mitte links: Für drei dispersive Streuwinkel. Mitte rechts: Für drei nicht-dispersive Streuwinkel. Unten: Für drei Impulsablagen

Richtung Θ_{sim} dominiert hierbei die Impulsunschärfe. Im Abstand von 5 cm vom Zentrum und einem Winkel von 50 mrad beträgt die Unschärfe bereits $5 \cdot 10^{-4}$. Der nicht-dispersive Streuwinkel verursacht bei gleichen Bedingungen eine Unschärfe von $7 \cdot 10^{-5}$.

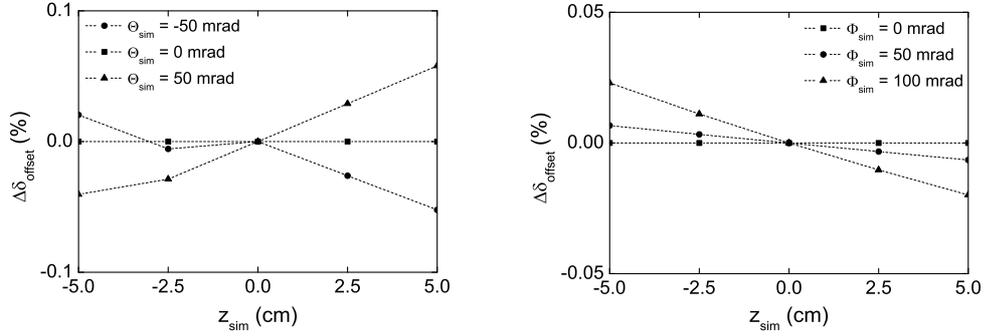


Abbildung 9: Unschärfe der Impulsablage bei 0° Elektronenstreuung. Links: Für drei dispersive Streuwinkel. Rechts: Für drei nicht-dispersive Streuwinkel

Die Abbildung 10 zeigt die Resultate zu den gleichen Simulationsparametern für Elektronenstreuung unter 90° . Man erkennt das die Impulsunschärfe unter 90° deutlich stärker von der Targetlänge abhängt als unter 0° . Außerdem ist die Abhängigkeit von Φ_{sim} stärker als von Θ_{sim} .

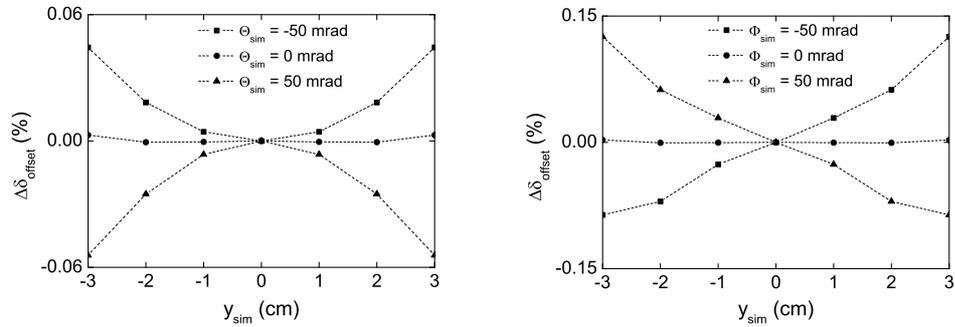


Abbildung 10: Unschärfe der Impulsablage bei 90° Elektronenstreuung. Links: Für drei dispersive Streuwinkel. Rechts: Für drei nicht-dispersive Streuwinkel

4.2.2 Dispersive Streuwinkelsunschärfe $\Delta\Theta_{offset}$

Auch für die Streuwinkelunschärfe in dispersiver Richtung zeigt sich in der Abbildung 11, wie schon bei der Impulsunschärfe, dass unter 0° die Abhängigkeit vom Streuwinkel in dispersiver Richtung dominiert wird.

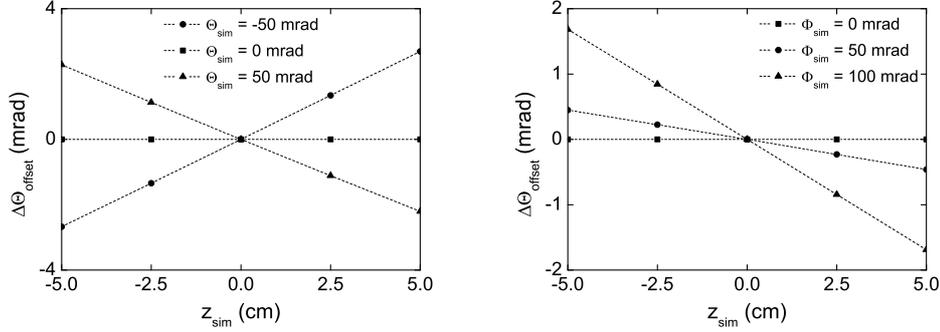


Abbildung 11: Unschärfe des dispersiven Streuwinkels bei 0° Elektronenstreuung. Links: Für drei dispersive Streuwinkel. Rechts: Für drei nicht-dispersive Streuwinkel

Beim Vergleich mit der Abbildungen 12 für 90° Elektronenstreuung ergibt sich ebenfalls das gleiche Ergebnis. Die Streuwinkelunschärfe ist stärker ausgeprägt, und die Abhängigkeit wird von Φ_{sim} dominiert - in diesem Fall aber nur leicht. Zusätzlich hängt die dispersive Streuwinkelunschärfe auch von der Impulsablage ab.

4.2.3 Nicht-dispersive Streuwinkelunschärfe $\Delta\Phi_{offset}$

Aus der Abbildung 13 ergibt sich wiederum ähnliche Ergebnisse für die Streuwinkelunschärfe unter 0° in nicht-dispersiver Richtung.

Die Resultate unter 90° weichen stark von den bisherigen Resultaten ab. In der Abbildung 14 beträgt die Unschärfe im Abstand von 3 cm für alle drei Simulationsparameter δ_{sim} , Θ_{sim} und Φ_{sim} ungefähr 40 mrad. In allen Resultaten zuvor wurde eine Winkelunschärfe für beide Streuwinkel von 5 mrad nicht überschritten. Damit scheint von Seiten des QCLAM-Spektrometers der nicht-dispersive Streuwinkel bei 90° Streuexperimenten der kritische Faktor zu sein.

Tabelle 3 zeigt eine Zusammenfassung der Resultate aus den Simulationen. Die angegebenen Werte sind beziehen sich auf ein Gastarget der Länge $L = 3$ cm. Ein Vergleich mit den intrinsischen Auflösungsvermögen aus Tabelle 1 des QCLAM-Spektrometers zeigt, dass ein Gastarget dieser Länge sehr gut mit dem QCLAM-Spektrometer vereinbar wäre. Einzig die Streuwinkelunschärfe in nicht-dispersiver Richtung unter großen Elektronenstreuungswinkeln ist bis um das Siebenfache größer als die intrinsische Unschärfe. Auch

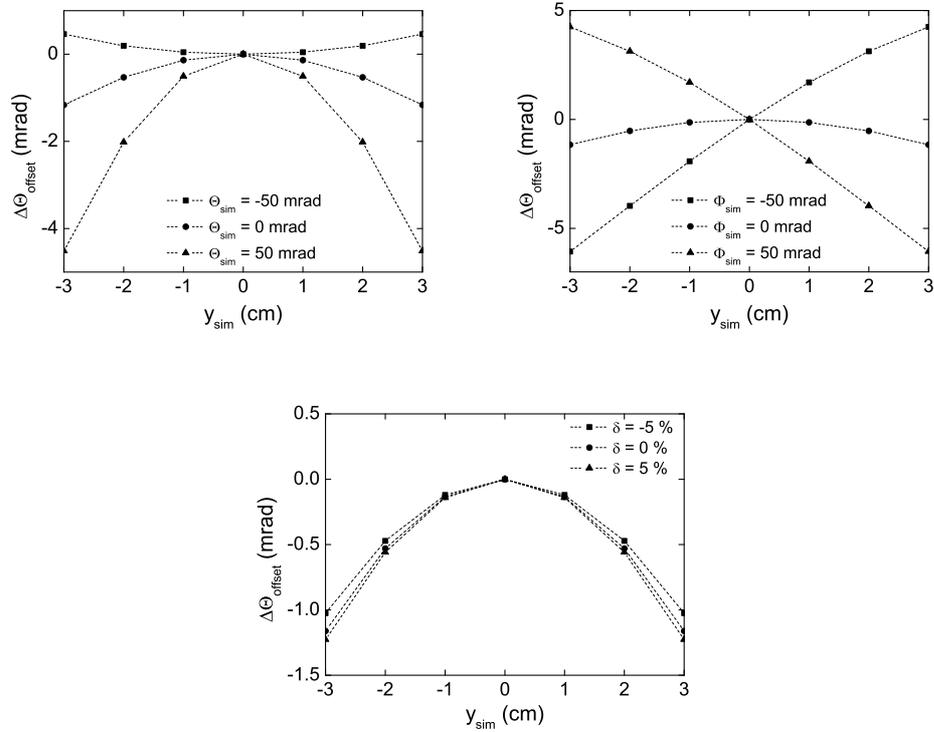


Abbildung 12: Unschärfe des dispersiven Streuwinkels bei 90° Elektronenstreuung. Oben links: Für drei dispersive Streuwinkel. Oben rechts: Für drei nicht-dispersive Streuwinkel. Unten: Für drei Impulsablagen

der äußere Bereich der Impuls- und Streuwinkelakzeptanz des Spektrometers liefert gute Resultate, die vergleichbar mit dem intrinsischen Auflösungsvermögen sind.

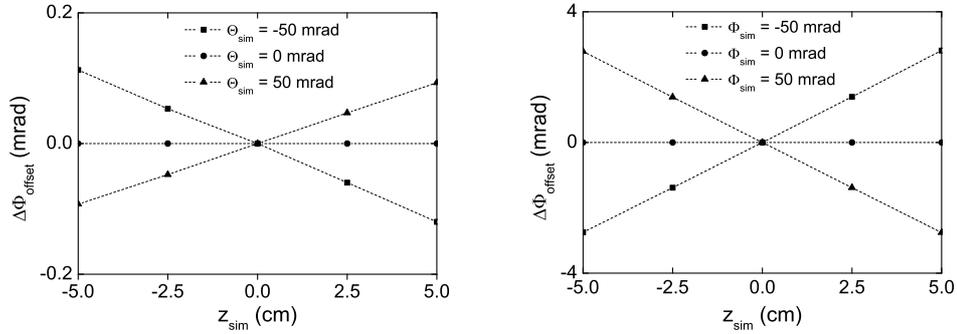


Abbildung 13: Unschärfe des nicht-dispersiven Streuwinkels bei 0° Elektronenstreuung. Links: Für drei dispersive Streuwinkel. Rechts: Für drei nicht-dispersive Streuwinkel

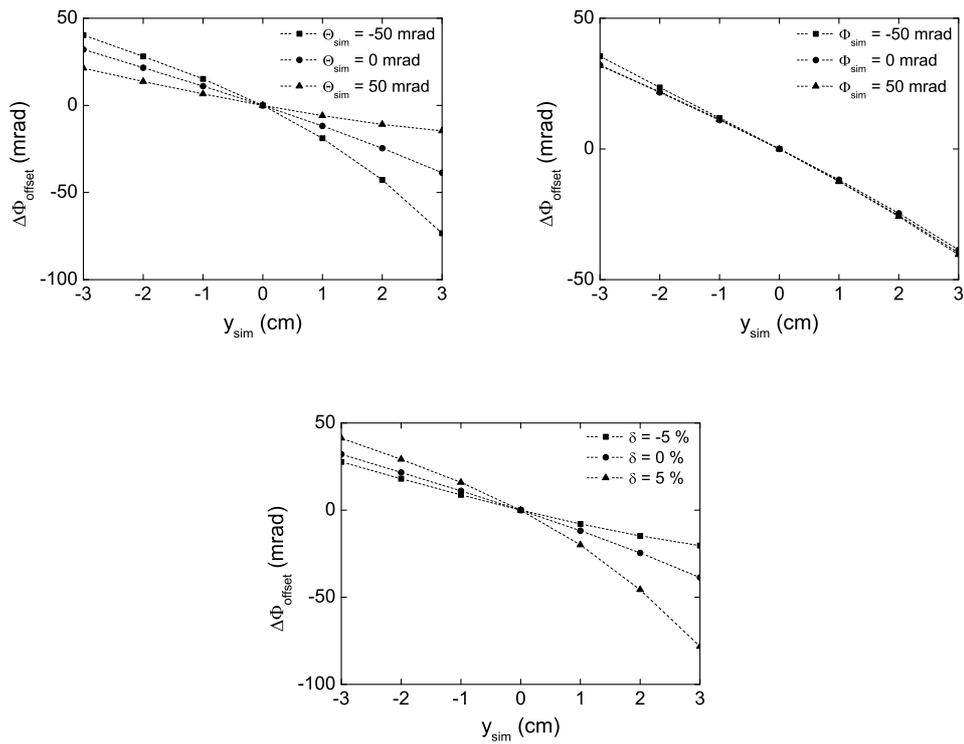


Abbildung 14: Unschärfe des nicht-dispersiven Streuwinkels bei 90° Elektronenstreuung. Oben links: Für drei dispersive Streuwinkel. Oben rechts: Für drei nicht-dispersive Streuwinkel. Unten: Für drei Impulsablagen

Tabelle 3: Zusammenfassung der Unschärfen des QCLAM-Spektrometers für ein Gastarget der Länge 3 cm

Relative Streuparameter	0° Streuung			90° Streuung		
	$\Delta\delta_{offset}$	$\Delta\Theta_{offset}$ (mrad)	$\Delta\Phi_{offset}$ (mrad)	$\Delta\delta_{offset}$	$\Delta\Theta_{offset}$ (mrad)	$\Delta\Phi_{offset}$ (mrad)
$\delta_{sim} = 5 \%$	0	0	0	0	$4 \cdot 10^{-3}$	60
$\Theta_{sim} = 50$ mrad	$4 \cdot 10^{-4}$	3	0.2	$4 \cdot 10^{-4}$	3	60
$\Phi_{sim} = 50$ mrad	10^{-4}	0.5	3	$1.2 \cdot 10^{-3}$	6	50

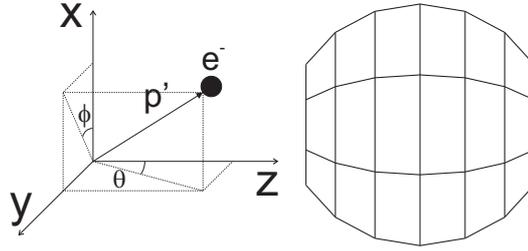


Abbildung 15: Definition der Streuwinkel des Halbleiterdetektorballs. Im Gegensatz zu den Streuwinkeln am QCLAM-Spektrometer handelt es sich bei θ und ϕ um die absoluten Streuwinkel zur Strahlachse.

4.3 Bestimmung des Auflösungsvermögens des Halbleiterdetektorballs in Abhängigkeit von der Targetlänge

Der Halbleiterdetektorball wird dazu verwendet, um die Protonen aus den Aufbruchreaktionen nachzuweisen und sowohl ihre Energie als die Richtung, in die sie gestreut werden, zu bestimmen. Die Energieauflösung ist vom Streuort, also der Länge des Targets, unabhängig und nur durch das Auflösungsvermögen des Detektormaterials bestimmt. Diese wird typischerweise für Halbleiterdetektoren im Bereich von 30 keV liegen. Das Auflösungsvermögen der Streurichtung ist aber von der Targetlänge abhängig. Die Streurichtung kann wieder durch zwei Winkel bestimmt werden. Da der Detektorball symmetrisch zur Strahlachse ist, ist es sinnvoll zwei andere Streuwinkel, als im Falle des QCLAM-Spektrometers zu definieren. Die gewählten Streuwinkel θ und ϕ entsprechen den Winkeln in Kugelkoordinaten, wobei ϕ in der Ebene senkrecht zur Strahlachse und θ zur Strahlachse hin gemessen wird.

Die Auflösung der Streuwinkel wird durch die 45 unabhängigen Detektorebenen realisiert. Mit den gegenwärtigen Abmessungen auf Seite 17 ergeben sich aufgrund der Detektorgröße bereits intrinsische Winkelunscharfen von $\Delta\theta_{intrinsic} = 19.5^\circ$ und $\Delta\phi_{intrinsic} = 22.0^\circ - 41.7^\circ$. Das Auflösungsvermögen von ϕ wird durch die Targetlänge kaum beeinflusst. Der einzige Effekt den ein ausgedehntes Target hier hat, ist dass sich der Abstand vom Streuort wegen der geneigten Detektorflächen zu den Detektoren verkürzt. Der Einfluss ist allerdings kleiner als $\Delta\phi = 1^\circ$. Die Unschärfe von θ ist stark von θ selbst abhängig. Denn entscheidend ist hier nicht die absolute Targetlänge, sondern die Projektion der Targetlänge in die Detektorebene. Diese ist für Streuwinkel um 90° besonders groß und entsprechend um 0° verschwindend klein. Zur Bestimmung der Unschärfe $\Delta\theta$ wurde der maximale Winkelbe-

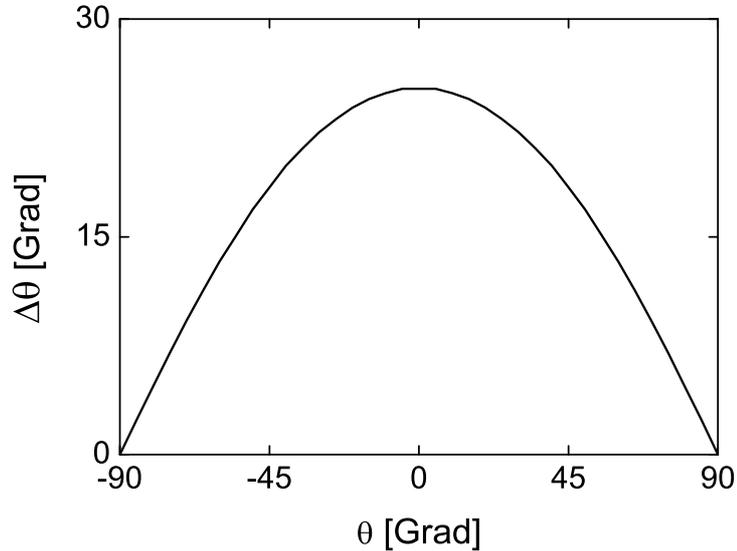


Abbildung 16: Bestimmung der Streuwinkelunschärfe $\Delta\theta$ für ein 3 cm langes Gastarget in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ . Das Maximum befindet sich unter 90° und unter 0° bzw. 180° verschwindet die Unschärfe, da die Projektionen der Targetlänge in die Detektorebenen an diesen Stellen maximal bzw. null sind.

reich berechnet, unter dem ein Proton das Target verlassen kann, um in einem Punkt auf der Oberfläche der Detektorballs zu landen. Diese Rechnung nimmt idealisierend an, dass die Detektorfläche unendlich klein, nur ein Punkt, ist. Somit ist es möglich die Winkelunschärfe alleine durch die Länge und nicht durch die Detektorfläche zu bestimmen. Abbildung 16 zeigt das Resultat.

4.4 Bestimmung des Energieverlustes im Gastarget

Beim durchqueren des Gastargets treten die Elektronen und die Protonen aus den Aufbruchreaktionen in Wechselwirkung mit dem Restgas sowie den Abschlussfolien des Gastargets. Dies führt zu einer Energieunschärfe der Teilchen, welche, zusätzlich zu den Energieunschärfen der Detektoren und des Spektrometers, das Auflösungsvermögen der Energie reduziert. Oder es führt dazu, dass die Teilchen sogar innerhalb des Gastargets ihre gesamte Ener-

gie verlieren und absorbiert werden. Diese Gefahr besteht besonders für die schwereren Protonen, die im Vergleich zu den Elektronen auch noch deutlich weniger Energie haben. Die Elektronenenergien werden sich je nach Experiment zwischen 30 MeV und 130 MeV bewegen. Die Protonen werden nicht viel höhere Energie als 10 MeV besitzen. Ursache des Energieverlustes sind inelastische Stöße mit den Elektronen des Restgases. Ein differentieller Zusammenhang zwischen Energieverlust und zurückgelegter Wegstrecke ist durch die *Bethe-Bloch Formel* gegeben:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (19)$$

Hier sind N_a die Avogadro Zahl, r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, ρ , Z und A die Dichte, die Ordnungszahl und das atomare Gewicht des Restgases, v und z die Geschwindigkeit und die Ladung in Einheiten der Elementarladung des Projektils und γ der relativistische Faktor mit $\beta = \frac{v}{c}$. I ist das mittlere Anregungspotential des Restgases und W_{max} der maximale Energietransfer in einer einzelnen Kollision. δ und C bezeichnen die Dichte- und Schalenkorrektur.

4.4.1 Energieunschärfe der Protonen

Die Energieunschärfe der Protonen wurde mit Hilfe des Programmes ELOSS berechnet. Da er von der Dichte des Heliums abhängig ist, wurden Rechnungen für verschiedene Temperaturen und Drücke bei einer Weglänge von 2 cm durchgeführt. In Abbildung 17 erkennt man, dass die relative Energieunschärfe in einem engen Energiebereich von seinem Maximum schnell auf ein niedriges Niveau abfällt. Nur die Protonen mit Energien oberhalb dieses Energiebereiches haben eine ausreichend gute Energieauflösung. Damit ist die Dichte des Helium durch minimale Protonenenergie, die nachgewiesen werden soll, festgelegt.

Neben dem Helium müssen die Protonen auch noch die Austrittsfolie passieren. Es werden zwei verschiedene Typen verwendet werden - eine 4.5 μm dicke Havar-Folie und eine 8 μm dicke Kapton-Folie. Je nach Streurichtung der Protonen müssen sie eine der beiden Folien durchqueren. In Abbildung 18 ist der relative Energieverlust für die Summe aus dem Energieverlust und der Folie für beide Folientypen dargestellt. Der Beitrag der Folien reduziert sich auf eine Verschiebung der Kurve zu höheren Energien. Der steile Abfall bleibt aber erhalten und somit auch die Abhängigkeit der Heliumdichte

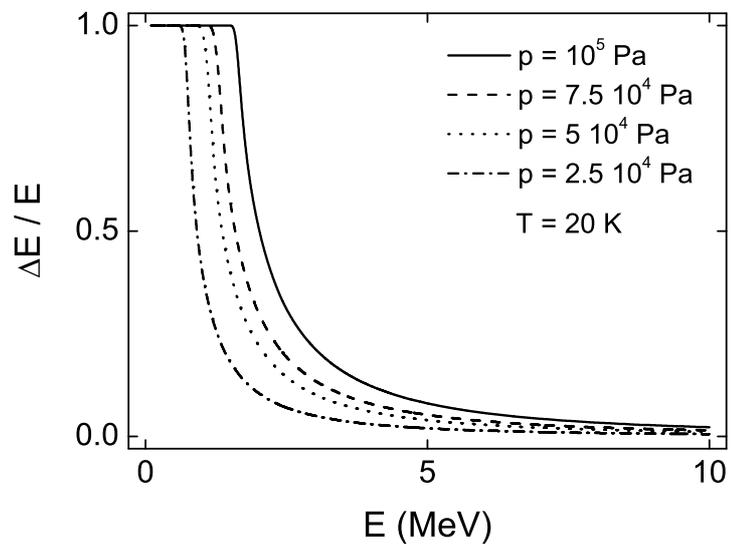
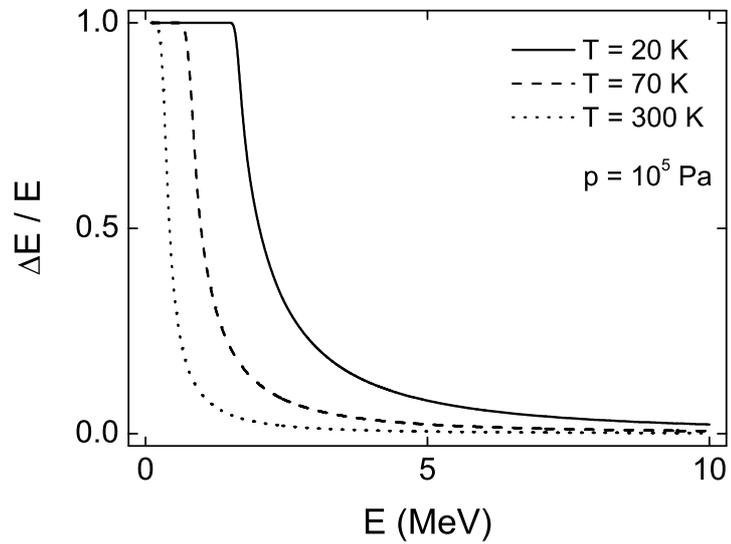


Abbildung 17: Relative Energieunschärfe der Protonen im Helium. Oben: Für drei Gastemperaturen. Unten: Für vier Gasdrücke. Die Kurven zeigen einen steilen Abfall der relativen Energieunschärfe bei einer für die jeweilige Dichte charakteristischen Energie. Protonen mit einer Energie unterhalb dieser Energie werden absorbiert oder haben den größten Teil ihrer Energie im Target verloren. Höherenergetische Protonen verlieren nur wenig Energie im Heliumgas.

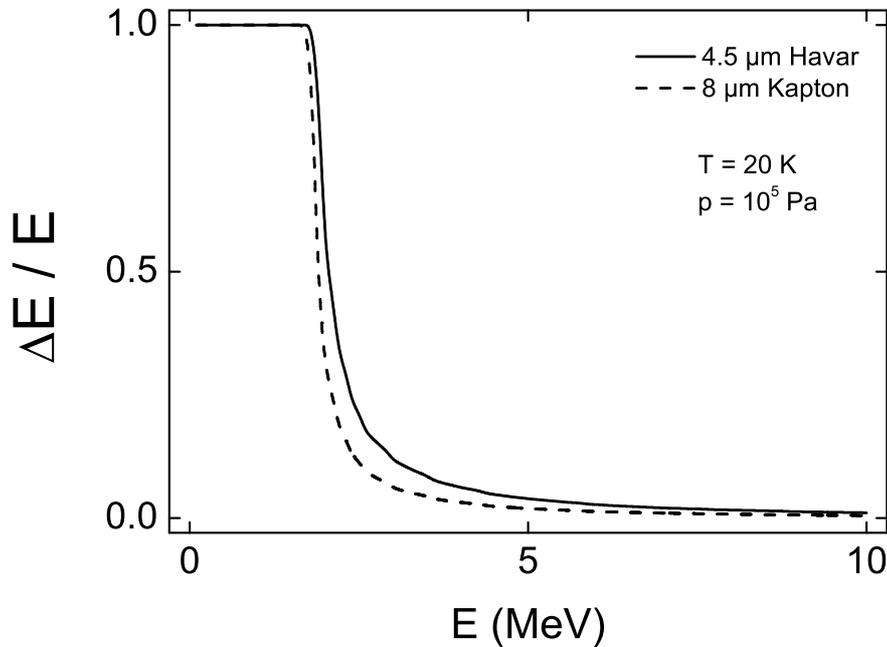


Abbildung 18: Die relative Energieunschärfe der Protonen im Gastarget weicht nur durch eine Verschiebung der Kurve zu höheren Energien von der Energieunschärfe in Abbildung 17 ab.

von der minimalen Protonenenergie. Abbildung 18 zeigt das Resultat für die höchste berechnete Dichte des Heliums bei einem Druck von 10^5 Pa und einer Temperatur von 20 K . Eine Energieunschärfe kleiner als 10^{-1} wird für die Kapton-Folie ab Energien von 2.6 MeV und für die Havar-Folie ab 3.3 MeV erreicht. Jede Reduzierung des Drucks um $2.5 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ reduziert diese Grenzen um etwa 0.3 MeV . Eine Erhöhung der Temperatur auf 70 K bzw. 300 K verschiebt die Grenzen um 0.9 MeV bzw. 1.4 MeV zu niedrigeren Energien.

4.4.2 Energieunschärfe der Elektronen

Der Energieverlust der Elektronen wird neben inelastischen Stößen durch einen weiteren Effekt bestimmt. Beim durchqueren von Materie strahlen sie Bremsstrahlung ab. Der gesamte Energieverlust lässt sich somit in zwei Beiträge aufteilen - einen Stoßanteil und einen Strahlungsanteil. Für den Anteil

aus Stößen kann wieder die Bethe-Bloch Formel verwendet werden, diesmal allerdings in abgeänderter Form. Gleichung (19) gilt für schwere geladene Teilchen. Für leichte Elektronen ergibt sich:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{StoB} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2 \left(\frac{I}{m_e c^2} \right)^2} \right) + F(\tau) - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (20)$$

Dabei ist $\tau = \frac{E_{kin}}{m_e c^2}$ die kinetische Energie des Elektronss in Einheiten von $m_e c^2$ und

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

Der differentielle Energieverlust pro Weglänge der Elektronen aufgrund der Bremsstrahlung ist gegeben durch:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Strahlung} = 4N E_0 Z^2 r_e^2 \alpha \left[\ln \left(\frac{2E_0}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{3} - f(Z) \right] \quad (21)$$

α ist die Feinstrukturkonstante und E_0 die Energie der einfallenden Elektronen. $f(Z)$ ist eine Korrekturfunktion.

$$f(Z) = \left(\frac{Z}{\alpha} \right)^2 \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{Z}{\alpha} \right)^2} + 0.20206 - 0.0369 \left(\frac{Z}{\alpha} \right)^2 + 0.0083 \left(\frac{Z}{\alpha} \right)^4 - 0.002 \left(\frac{Z}{\alpha} \right)^6 \right]$$

Der Beitrag des Energieverlustes durch Stöße zum gesamten Energieverlust dominiert bei niedrigen Energien und entsprechend überwiegt der Strahlungsverlust bei hohen Energien. Mit ansteigender Massenzahl des absorbierenden Materials setzt die Dominanz des Strahlungsverlustes früher. Am Beispiel der 4.5 μm dicken Havar-Folie sind beide Beiträge für Elektronenenergien von 30 MeV bis 120 MeV in Abbildung 19 dargestellt. Die Havar-Folie ist von den

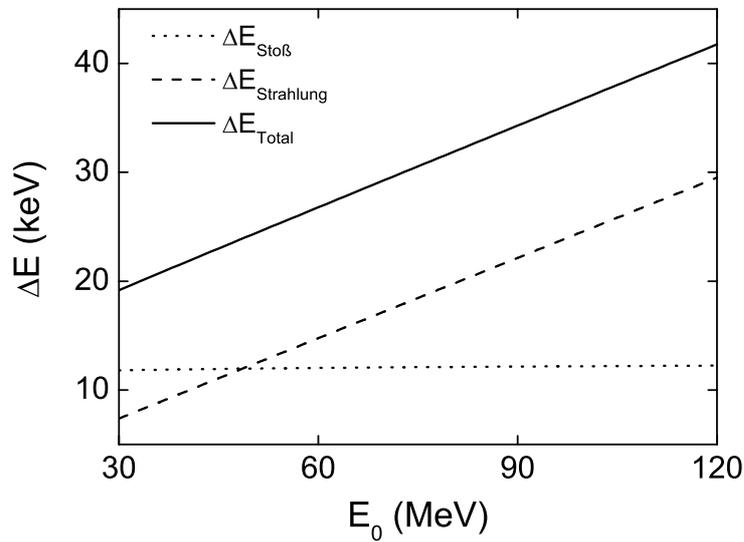


Abbildung 19: Bei niedrigen Elektronenenergien dominiert der Energieverlust aus Stößen in der Havar-Folie. Mit wachsender Elektronenenergie überwiegt der Energieverlust aus der Bremsstrahlung. Die Energie, bei der beide Beiträge gleich groß sind, wird als kritische Energie bezeichnet. Sie ist materialspezifisch und nimmt mit steigender Massenzahl ab.

drei Materialien, die mit der höchsten Massenzahl. Bei ihr dominieren je nach Energie beide Beiträge. Im Helium und der Kapton-Folie dominieren immer die Stöße.

5 Abschätzung der Zählrate

Die Zählrate ist die zweite wichtige Größe bei der Entwicklung des Gastargets. Sie ist ganz allgemein für Elektronenstreuexperimente definiert als

$$\dot{N} = \frac{I}{e} n L \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Delta\Omega \quad (22)$$

Hierbei ist I der Strahlstrom, e die Elementarladung, n die Teilchendichte des Targets und L seine Länge, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$ der Wirkungsquerschnitt der Reaktion und $\Delta\Omega$ die Raumwinkelakzeptanz. Für Helium kann die Teilchendichte in guter Näherung aus der idealen Gasgleichung $pV = Nk_B T$ bestimmt werden. Damit lässt sich die Zählrate für das Gastarget als

$$\dot{N} = \frac{I}{e} \frac{p}{k_B T} L \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Delta\Omega \quad (23)$$

schreiben. Der Wirkungsquerschnitt und die Raumwinkelakzeptanz sind in der Regel vorgegeben. Der Strahlstrom ist durch den Beschleuniger bestimmt und die Elementarladung sowie der Boltzmannfaktor sind konstant. Die Zählrate ist somit eine Funktion vom Gasdruck, der Gastemperatur und der Targetlänge - $\dot{N} = \dot{N}(p, T, L)$. Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, dass die Targetlänge Einfluss auf das Auflösungsvermögen hat. Sie kann deswegen nicht beliebig vergrößert werden, um eine hohe Zählrate zu erhalten. Vielmehr haben die Simulationen gezeigt, dass das Target möglichst klein gehalten werden soll. Der Gasdruck kann ebenfalls nicht beliebig erhöht werden, da das Target aus dünnen Folien besteht, die reißen könnten. Bleibt nur die Temperatur als freier Parameter. Insgesamt muss aber auch hier beachtet werden, dass die Gasdichte nicht zu hoch ist, damit die niederenergetischen Protonen aus dem Gastarget überhaupt noch austreten können.

Bisher

Teil II

Aufbau eines Teststands

6 Das Targetsystem