

Aufbau des  $40^\circ$ -Energieanalysiersystems  
und  
Aufbau einer Magnetschikane sowie Eichung  
des Detektors am QCLAM-Spektrometer des  
S-DALINAC zur Elektronenstreuung unter  $180^\circ$ .

DIPLOMARBEIT

von

Claus-Henning Hofmann

Institut für Kernphysik  
Technische Hochschule Darmstadt

Dezember 1994

## Zusammenfassung

Am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC ist das über 25 Jahre alte  $40^\circ$ -Energieanalysiersystem (kurz :  $40^\circ$ -System) durch ein neues System gleichen Typs ersetzt worden. Dieses dient der Minimierung der Energieunschärfe des Elektronenstrahls, was durch einen energiedefinierenden Schlitz erreicht wird. Es besteht aus drei alternierend gepolten Dipolmagneten, die den vom Beschleuniger kommenden Elektronenstrahl um  $40^\circ$  ins QCLAM-Spektrometer oder ins  $169^\circ$ -Spektrometer ablenken. Mit Hilfe von geodätischen Instrumenten wurde ein System von Referenzmarkierungen in dem Bereich der Experimentierhalle errichtet, in dem das neue System aufgebaut wurde, um es mit minimalem Positionierungsfehler einzumessen.

Zur Elektronenstreuung unter  $180^\circ$  wurde das QCLAM-Spektrometer am S-DALINAC um eine Magnetschikane erweitert. Auch hier wurde durch die Errichtung eines Systems von Referenzmarkierungen eine Minimierung des Positionierungsfehlers der einzelnen Komponenten erzielt.

Da der longitudinale Wirkungsquerschnitt für Elektronenstreuung bei einem Streuwinkel von  $\theta = 180^\circ$  verschwindet, eignet sich  $180^\circ$ -Elektronenstreuung insbesondere zur Untersuchung transversaler Anregungen im Kern. Dieses Verfahren ist nur möglich, wenn der einfallende Elektronenstrahl mit Hilfe eines Separationsmagneten von den rückgestreuten Elektronen getrennt wird. Durch den Einbau des Separationsmagneten und der dadurch verursachten Verschiebung der Targetposition war eine Neueichung des Vieldrahtdriftkammerdetektors unumgänglich. Die Auswertung der Eichmessungen führte zu neuen Rechnerprogrammen, die sowohl den Impuls der gestreuten Elektronen, als auch deren Streuwinkel rekonstruieren können. Bei der Inbetriebnahme des  $180^\circ$ -Elektronenspektrometers wurde eine Impulsauflösung von  $8 \cdot 10^{-4}$  und eine Streuwinkelauflösung von etwa  $0.3^\circ$  erzielt.

# 1 Einleitung

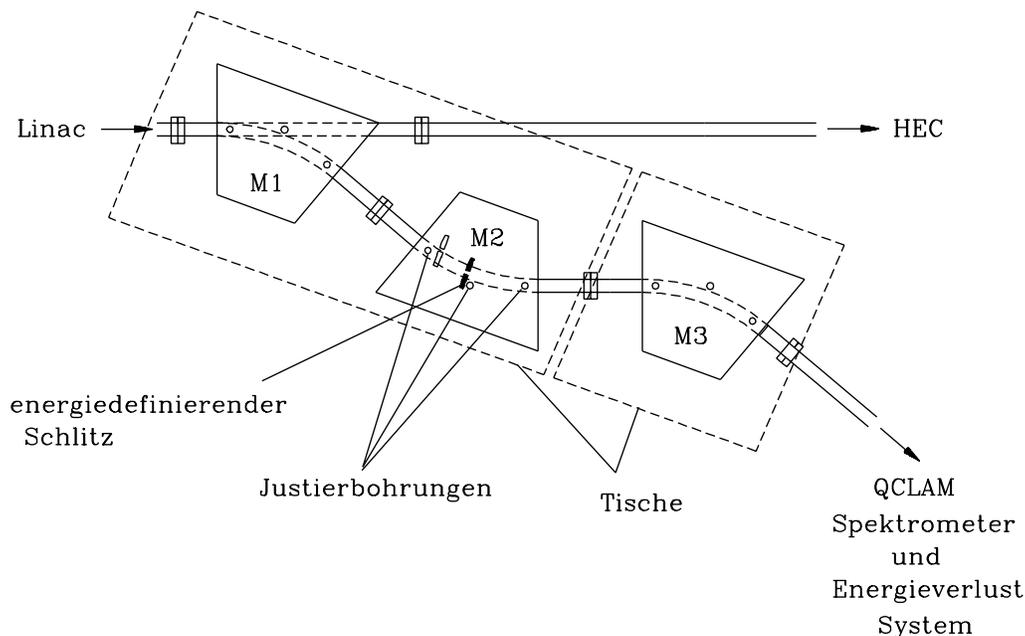
Betrachtet man die geschichtliche Entwicklung der Kernphysik, so fällt eine Gemeinsamkeit aller Experimente auf. Prinzipiell werden Atomkerne mit unterschiedlichen Teilchen beschossen, um dann das gestreute Projektil allein (sogenannte Einarmmessungen) oder zusammen mit anderen Reaktionsprodukten (Koinzidenzexperimente) nachzuweisen. Seit 1962 werden solche Experimente sehr erfolgreich am Institut für Kernphysik in Darmstadt mit Elektronen durchgeführt. Seit 1990 steht dazu ein neuer, supraleitender Elektronenbeschleuniger S-DALINAC [1, 2, 3] zur Verfügung, der Elektronen bis auf eine Maximalenergie von  $E=130$  MeV beschleunigt. Damit werden jetzt auch Koinzidenzexperimente des Typs  $(e,e'x)$  möglich ( $x = p, \alpha, \gamma$ ), die detailliertere Kenntnisse über die Struktur der Atomkerne liefern als die bisherigen Einarmexperimente.

Bei all diesen Messungen ist sowohl eine gute Strahlqualität, als auch eine schnelle Bereitstellung des Elektronenstrahls wünschenswert. Dazu ist neben einer guten Strahldiagnose mittels Leuchttargets oder Drahtscanner [4] und einer Optimierung der einzustellenden Parameter durch Vergleich mit Computersimulationen [5] eine genaue Positionierung der strahlführenden bzw. strahlkorrigierenden Elemente (Dipolmagnete, Quadrupolmagnete) Voraussetzung. Ein Ziel dieser Arbeit war deshalb ein möglichst exakter Aufbau der Magnete des  $40^\circ$ -Energieanalysiersystems (Kap. 2) sowie der Magnete die die Schikane des  $180^\circ$ -Elektronenspektrometers bilden (Kap. 3).

Der komplexe Aufbau des  $180^\circ$ -Elektronenspektrometers, macht eine neue Eichmessung notwendig, um eine optimale Energieauflösung zu erhalten. Ziel dieses Teils der Arbeit war es diese Eichmessung durchzuführen und mit Hilfe der so gewonnenen Daten Rechnerprogramme zu entwickeln, die es ermöglichen online, d.h. während einer laufenden Messung aus den Detektordaten den Impuls und den Targetstreuwinkel zu rekonstruieren. Dies wird in Kap. 4 beschrieben, das außerdem noch einen Abschnitt über geeignete Testverfahren enthält, die entwickelt wurden, um einen sicheren Betrieb gewährleisten zu können. Im Kap. 5 stehen die ersten Meßergebnisse, die mit dem  $180^\circ$ -Elektronenspektrometer gewonnen wurden. An dieses Kapitel schließt sich noch eine kurze Schlußbemerkung in Kap. 6 an.

## 2 Aufbau eines $40^\circ$ -Energieanalysiersystems am S-DALINAC

In diesem Kapitel wird der Aufbau des neuen  $40^\circ$ -Energieanalysiersystems am S-DALINAC (im folgenden kurz :  $40^\circ$ -System) beschrieben, welches den vom Beschleuniger kommenden Elektronenstrahl zum QCLAM-Spektrometer oder zum Energieverlustsystem ablenkt.



**Abb. 2.1:** Das  $40^\circ$ -Energieanalysiersystem (nicht maßstabsgetreu) besteht aus den drei Magneten M1, M2 und M3. Es leitet den Strahl entweder zum QCLAM-Spektrometer oder zum Energieverlustsystem, sowie bei abgeschaltetem Magneten M1 zum Hoch-Energie-Channeling Experimentierplatz (HEC).

Das neue System löst das über 25 Jahre alte, noch für den inzwischen stillgelegten 60 MeV-Beschleuniger konzipierte  $40^\circ$ -System ab. Dies war notwendig geworden, da das alte System nur für Energien bis maximal 110 MeV ausgelegt war. Außerdem konnte aufgrund von Abnutzung durch Strahlenschäden kein sicherer Betrieb mehr gewährleistet werden. Weiterhin sind an den Magneten Windungsschlüsse aufgetreten und die Polschuhe waren stark korrodiert.

### 2.1 Eigenschaften des Systems

Das neue, in [6] entworfene  $40^\circ$ -Energieanalysiersystem ist für Elektronenenergien bis 200 MeV ausgelegt, d.h. es ist auch für die maximale Energie des neuen

Beschleunigers S-DALINAC (130 MeV) ausreichend. Es besteht aus drei alternierend gepolten, in den Abmessungen identischen Dipolmagneten (Abb. 2.1), die ein maximales Feld von je 1 Tesla erzeugen. In den mittleren Magneten ist in der Symmetrieebene ein energiedefinierender Schlitz eingebaut worden [7]. Dort hat der Elektronenstrahl seine maximale Dispersion. Der energiedefinierende Schlitz erlaubt eine Energieauflösung bis herab zu

$$\Delta E/E = 5 \cdot 10^{-4}. \quad (2.1)$$

Die Magnete selbst wurden auf zwei Tischen montiert, durch deren Position ihre Lage in allen drei Raumrichtungen bis auf etwa  $\pm 1$  cm festgelegt wurde. Die Justierung erfolgte in zwei Schritten, zuerst wurden die Tische grob und dann die Magnete fein justiert. In den Abschnitten 2.5 und 2.6 folgen die entsprechenden detaillierten Beschreibungen.

## 2.2 Anforderungen an den Aufbau

Das neue  $40^\circ$ -System ist dispersionsfrei ausgelegt und erhält die Parallelität eines eintretenden Strahls. Dies ist allerdings in der Praxis nur dann gewährleistet, wenn die Position der Magnete untereinander und auch bezüglich des Spektrometers und der Strahlführung der Extraktion von der Sollposition nur minimal abweichen. Die dabei einzuhaltenen Toleranzen von 0.5 mm in horizontaler Richtung und 0.1 mm in vertikaler Richtung folgen aus Rechnungen [9] mit dem Simulationsprogramm TRANSPORT [8]. Die genaue Positionierung der Magnete ist vor allem deshalb notwendig, weil zwischen den Magneten aus geometrischen Gründen keine Leuchttargets zur Kontrolle des Strahlflecks möglich sind, das Durchfädeln des Elektronenstrahls durch das System aber dennoch anhand der berechneten Feldstärken möglich sein muß.

## 2.3 Prinzip

Zum Einmessen besitzen alle drei Magnete vom Hersteller gefertigte und genau vermaßte Bohrungen, in die Justierspitzen eingesetzt werden können. Diese befinden sich direkt über der Eintritts- bzw. der Austrittsposition des Referenzstrahls sowie über dem Schnittpunkt der Achsen die durch Eintritts- bzw. Austrittsrichtung aus dem Magneten gegeben sind. Der Referenzstrahl ist derjenige Elektronenstrahl, der bei der Auslegung des Systems als Sollbahn der Elektronen durch die Magnete berechnet wurde. In der Halle, in der die Magnete aufgebaut werden sollen, sind die Achsen des Sollstrahls durch Referenzmarkierungen definiert, die beim Aufbau des alten DALINAC Elektronenbeschleunigers bzw. beim Aufbau des alten  $40^\circ$ -Energieanalysiersystems vermessen wurden. Um eine optimale Position der Magnete zu erhalten ist es notwendig sie so zu positionieren, daß die Messungsspitzen auf den Magneten mit den durch die Referenzmarkierungen gegebenen

Sollachsen fluchten. Dazu stehen bis zu 4 Theodolite der Firma Wild/Herbrugg, 2 Nivelliere des Typs Ni2 der Firma Zeiss/Oberkochen und ein optisches Lot zur Verfügung. Mit den Theodoliten, die aus azimuthal montierten Fernrohren bestehen, lassen sich sowohl horizontale als auch vertikale Winkel vermessen; Nivelliere dienen der Übertragung von Höhenmarken und mit dem optischen Lot ist es z.B. möglich eine Bodendose, die sich unter einem vorher bestimmten Achsenschnittpunkt befindet zu markieren.

## 2.4 Definition der Strahlachsen

Um die Referenzachsen mit Hilfe der Theodoliten zu definieren, wurde das alte  $40^\circ$ -Energieanalysiersystem und die direkt daran anschließenden Strahlrohre demontiert. Weiterhin wurde der Teil der Betonabschirmung entfernt, der sich zwischen dem  $40^\circ$ -System und dem QCLAM-Spektrometer befindet. Somit war es möglich alle notwendigen Referenzmarkierungen vom Standort des  $40^\circ$ -Systems einzusehen. In einem ersten Schritt wurden die beiden Achsen, die durch das  $40^\circ$ -System verbunden werden sollten, in Abb. 2.2 durch  $BD_1$  und  $BD_2$  sowie  $BD_2$  und  $TD_1$  gekennzeichnet, festgelegt. Die erste Strahlachse, auf der der alte Beschleuniger DALINAC gestanden hatte und die deshalb "alte Linacachse" genannt wird, verbindet die vom Beschleuniger kommende Achse mit dem  $40^\circ$ -System und führt dann weiter bis zum Hoch-Energie-Channeling-Experimentierplatz. Die zweite Strahlachse, die das  $40^\circ$ -System mit dem QCLAM-Spektrometer verbindet und schließlich im Faraday-Käfig endet, wird im folgenden nur noch "QCLAM-Achse" genannt.

Um die "alte Linac"-Strahlachse zu definieren wurde ein Theodolit (dessen Position in Abb. 2.2 mit  $TD_2$  gekennzeichnet ist) auf dem Ablenkmagneten E1BM02 (zur Nomenklatur der Strahlführungselemente siehe [10]) gestellt und mit einer Mechanik so befestigt, daß er sich auf dem Schnittpunkt der Verbindungslinie der Magnete E1BM01 nach E1BM02 und der alten Linacstrahlachse befand. Dazu wurde der Fuß des Theodoliten mit einem Bolzen versehen, der ebenfalls in die Justierbohrungen der Magnete paßt und auf dem Magneten befestigt. Durch Anpeilen der beim Aufbau des Hochenergiechannelingmeßplatzes eingerichteten Wandmarke  $WM_3$  wurde die Strahlachse bestimmt.

Die Festlegung der "QCLAM-Achse" mittels Theodolit erfolgte durch Anpeilung zweier beim Aufbau des QCLAM-Spektrometers angebrachter Markierungen : der sogenannte "Pivot"-Punkt markiert das Zentrum der Streukammer, während die Bodendose  $BD_{QCLAM}$  die Richtung zum  $40^\circ$ -System festlegt. Es wurde nun ein Theodolit ( $TD_1$ ) so lange verschoben, bis die Blickrichtung des Fernrohres mit dem "Pivot"-Punkt und der Markierung in der Bodendose fluchtete.

In einem zweiten Schritt wurde ein weiterer Theodolit (TD<sub>3</sub>) mit dem gleichen Verfahren über dem Schnittpunkt (SP) von QCLAM-Achse und alter Linacachse positioniert. Mit Hilfe dieses Theodoliten konnte der Winkel zwischen den beiden Achsen

$$\beta = 180^\circ - \alpha \quad (2.2)$$

bestimmt werden. Eine einzelne Messung ergab

$$\beta = 140.576^\circ \pm 0.001^\circ, \quad (2.3)$$

d.h. der "40°-Ablenkwinkel" betrug bei dem alten 40°-System eigentlich nur

$$\alpha = 39.424^\circ \pm 0.001^\circ. \quad (2.4)$$

Diese Tatsache erklärt auch den Umstand, daß das Durchführen des Elektronenstrahls durch das alte 40°-System oft große Probleme bereitete und daß die dabei eingestellten Magnetfelder nicht mit den vorher berechneten übereinstimmten. Das liegt daran, daß beim Anschluß des neuen Beschleunigers S-DALINAC an das alte 40°-System nicht alle Referenzmarkierungen eingesehen werden konnten. Da das neue 40°-System für einen Ablenkwinkel von 40° entworfen wurde, wären die Systemeigenschaften (vgl. Abschn. 2.1) bei einem Ablenkwinkel von nur 39.424° nicht mehr erfüllt. Daher wurde der Theodolit (TD<sub>3</sub>), der den Schnittpunkt markiert, auf der QCLAM-Achse so weit verschoben, bis ein Ablenkwinkel von

$$\alpha = 40.002^\circ \pm 0.001^\circ \quad (2.5)$$

erreicht wurde. Die Neudefinition des Schnittpunktes (SP) verlangte allerdings eine Verschiebung der Strahlachse "alter Linac", d.h. der Experimentierplatz für das Hochenergiechanneling mußte um etwa 20 mm vom QCLAM-Spektrometer weg verschoben werden. Außerdem war es notwendig, die Feldstärken des Ablenkmagneten E1BM02 und der Quadrupolmagnete E1QU05 und E1QU06 zu ändern, um den neuen korrekten Ablenkwinkel  $\delta$  einzuhalten und eine ausreichende Fokussierung des Elektronenstrahls zu gewährleisten. Mit Hilfe eines optischen Lotes konnte der so definierte neue Schnittpunkt durch eine Bodendose markiert werden. Weiterhin wurde die QCLAM-Achse durch eine Wandmarke WM<sub>2</sub> und eine weitere Bodendose BD<sub>2</sub> manifestiert, ebenso die neue Strahlachse "alter Linac" durch die Wandmarken WM<sub>1</sub>, WM<sub>3</sub> und WM<sub>4</sub> sowie durch die Bodendosen BD<sub>1</sub> und BD<sub>4</sub>. Somit war ein System von Markierungen geschaffen, das es auch in Zukunft erlauben wird, einzelne ausgetauschte Elemente in kurzer Zeit neu zu justieren.

## 2.5 Vorjustierung der Magnetgestelle

Das Aufstellen der Tische erfolgte mit Hilfe von extra angefertigten Holzschablonen, deren Form der Oberseite der Magnete entsprach. Diese Holzschablonen wurden auf den Tischen in die dafür vorgesehenen Feinjustierhalterungen eingespannt,

die eine spätere Verschiebung der Magnete von etwa 1 cm zuließen. Desweiteren konnten auf den Holzschablonen, genau wie auf den Magneten selbst, Justierspitzen positioniert werden, so daß die Positionen der Holzschablonen leicht mittels Theodolit überprüft werden konnten. Es war nun nur noch notwendig, die Tische so zu verschieben, daß die Messingspitzen sich auf der neu definierten Strahlachse "alter Linac" bzw. auf der QCLAM-Achse befanden.

## 2.6 Feinjustierung der Magnete

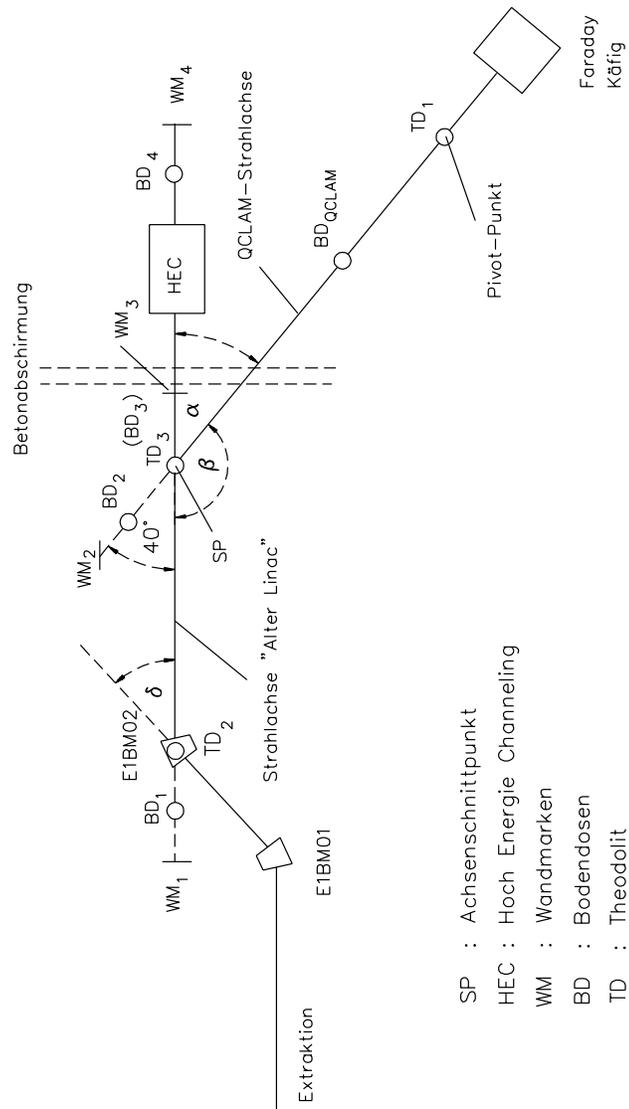
Um den in Abschn. 2.2 gestellten Anforderungen zu genügen, mußten folgende drei Bedingungen erfüllt werden.

- a.) Die Justierspitzen auf dem ersten Magneten ( $M_1$ ) und auf dem dritten Magneten ( $M_3$ ) mußten auf den jeweiligen Achsen stehen, um einen Ablenkwinkel von  $40^\circ$  zu gewährleisten. Dies geschah analog zur in Abschn. 2.5 beschriebenen Grobjustierung der Holzschablonen.
- b.) Die genauen Abstände der Magnete untereinander und insbesondere der Abstand des zweiten Magneten ( $M_2$ ) vom Schnittpunkt (SP) sichern die Tatsache, daß jeder einzelne Magnet um  $40^\circ$  ablenkt.

Dazu wurde an dem größeren der beiden Tische eine Halterung derart angebracht, daß man einen Theodoliten oder eine der Justierspitzen direkt über dem Schnittpunkt plazieren konnte. Um die korrekten Abstände einstellen zu können, wurden in langen Aluminiumlehren in vorher berechneten Abständen Löcher gebohrt, deren Durchmesser genau dem der Justierspitzen entsprach. Somit konnte durch einfaches Anpassen der Aluminiumstangen an die in den dafür vorgesehenen Bohrungen befindlichen Messingspitzen die Abstände gesichert werden.

- c.) Die Höhe der Strahlrohre der einzelnen Magnete muß mit der Höhe des Eintrittsflansches an der Streukammer des QCLAM-Spektrometers übereinstimmen.

Dazu wurde mit Hilfe eines Nivelliers die Höhe einer Höhenmarke, die üblicherweise der Höhenjustierung der Streukammer dient, auf die Magnete übertragen. An den Magneten befinden sich vorgefertigte Markierungen, so daß man leicht durch Vergleichen mit dem Fadenkreuz des Nivelliers die Höhe einstellen kann.



**Abb. 2.2:** Kennzeichnung der zum Aufbau des 40°-Systems wichtigen Elemente, Achsen und Markierungen, sowie der Positionen der Theodolite (nicht maßstabsgetreu).

## 2.7 Fehlerbetrachtung

Der Fehler bei der horizontalen Justierung der Magnete setzt sich zusammen aus :

- a.) Der Ungenauigkeit der Theodoliten bei Winkelmessungen. Diese wird von der Firma Wild/Herbrugg mit maximal  $10^{-4}$  gon angegeben. Bei einem Abstand zwischen  $TD_1$  und dem Schnittpunkt ( $TD_3$ ) von

$$\overline{TD_1TD_3} = 11.90 \text{ m} \quad (2.6)$$

ergibt sich somit ein horizontaler Fehler von maximal

$$\Delta x = \overline{TD_1TD_3} \cdot \tan(10^{-4} \text{ gon}) = \pm 0.023 \text{ mm}. \quad (2.7)$$

Da alle anderen Abstände von Theodoliten und einzujustierenden Markierungen wesentlich kleiner waren, sind somit die Fehler dieses Typs im Vergleich mit den Folgenden zu vernachlässigen.

- b.) Die Fehler bei den Bohrungen in den Aluminium-Abstandsstangen, die von der Werkstatt mit maximal 0.1 mm angegeben werden .
- c.) Fehler, die ihre Ursachen in den subjektiv unterschiedlichen Wahrnehmungen beim Vergleichen von Fadenkreuz und Markierungen haben. Dazu wurde von unterschiedlichen Personen ein durch zwei Messingspitzen markierter Winkel gemessen. Die dabei entstandenen maximalen Abweichungen betragen  $15 \cdot 10^{-4}$  gon. Wiederum mit der größten ausgemessenen Entfernung ( $\overline{TD_1TD_3}$ ) ergibt sich ein maximaler Fehler von

$$\Delta x = \overline{TD_1TD_3} \cdot \tan(15 \cdot 10^{-4} \text{ gon}) = \pm 0.35 \text{ mm}. \quad (2.8)$$

Der sich aus b.) und c.) ergebende Gesamtfehler der Abweichung des Magneten M3 von der Sollachse beträgt demnach etwa  $\Delta x = 0.45$  mm und liegt somit innerhalb des in Abschn. 2.2 vorgegebenen Fehlerintervalls von 0.5 mm. Die beiden anderen Magnete wurden aus geringerer Entfernung eingemessen, so daß nach obiger Argumentation die Fehler kleiner sind.

Der Fehler des Nivellements ermittelt sich nach [11] zu

$$F_h = F_{km} \cdot S \quad (2.9)$$

Dabei ist  $F_h$  der Höhenfehler in mm,  $F_{km}$  der mittlere Fehler einer 1 km Strecke und  $S$  die Nivellierstrecke in km.

Für das verwendete Nivellier Ni2 der Firma ZEISS wird  $F_{km}$  zu 2 mm/km angegeben. Bei einer Nivellierstrecke von 10 m folgt damit der Meßfehler zu  $\pm 0.02$  mm und liegt damit auch innerhalb des vorgegebenen Fehlerintervalls von 0.1 mm.

### 3 Aufbau des 180°–Elektronenspektrometers am S–DALINAC

Im folgenden werden die theoretischen Grundlagen für 180°–Elektronenstreuung dargestellt sowie verschiedene experimentelle Versuchsanordnungen diskutiert. Daran schließt sich eine Beschreibung des Aufbaus der Magnetschikane an, die ein essentieller Bestandteil des Darmstädter 180°–Elektronenspektrometers ist.

#### 3.1 Kernphysikalisches Interesse an 180°–Streuung

Einen großen Beitrag zur Erforschung der Struktur der Atomkerne liefert die Untersuchung elektromagnetischer Übergänge [12]. Am Darmstädter supraleitenden Elektronenbeschleuniger S–DALINAC werden dazu Elektronen mit einer Maximalenergie von 130 MeV an Targetkernen gestreut. Das große Interesse an 180°–Elektronenstreuung basiert auf den folgenden Überlegungen :

In Bornscher Näherung setzt sich der Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektronenstreuung aus zwei Komponenten zusammen, wobei eine Komponente  $(d\sigma/d\Omega)_L$  ihre Ursache im Austausch eines longitudinal polarisierten Photons , die andere Komponente  $(d\sigma/d\Omega)_T$  im Austausch eines transversal polarisierten Photons besitzt [13]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L = \frac{4\pi\alpha}{[(2l+1)!!]^2} \frac{q^{2l}}{p^2} B(LE, q) V_L(\theta) \quad (3.1)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T = \frac{4\pi\alpha(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \frac{q^{2l}}{p^2} [B(TE, q) + B(TM, q)] V_T(\theta) \quad (3.2)$$

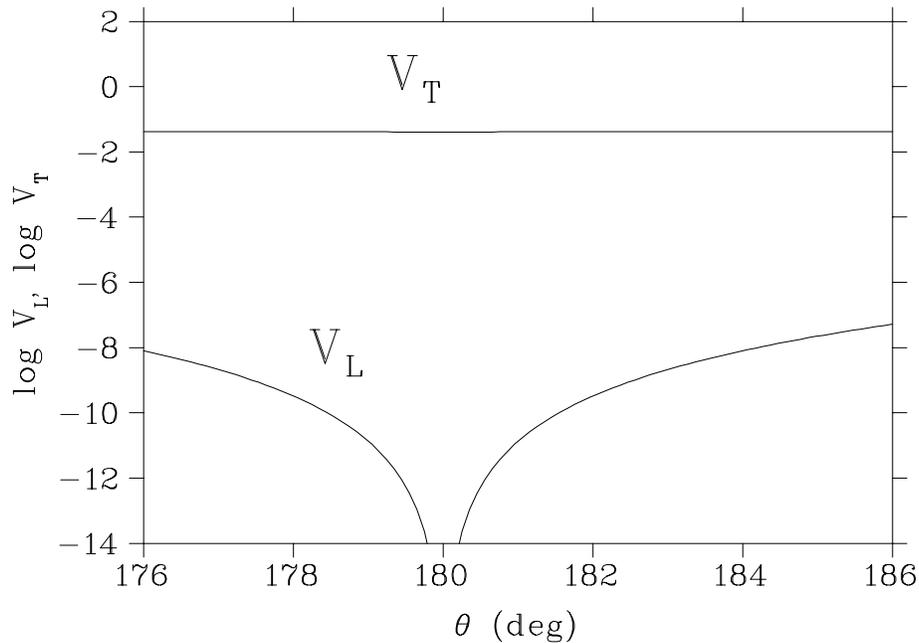
wobei die vom Streuwinkel  $\theta$  abhängigen Funktionen

$$V_L = \frac{\sin^2(\theta/2)}{4\sin^4(\theta/2)} \quad (3.3)$$

$$V_T = \frac{1 + \sin^2(\theta/2)}{8\sin^4(\theta/2)} \quad (3.4)$$

und  $\alpha = e^2/\hbar c \approx \frac{1}{137}$  die Feinstrukturkonstante,  $l$  die Multipolordnung,  $q$  den Impulsübertrag und  $p$  den Einschußimpuls angeben. Weiterhin wurden die Konstanten  $\hbar$  und  $c$  gleich eins gesetzt. Die Faktoren  $B(\dots, q)$  kennzeichnen die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten für longitudinal elektrische (LE), transversal elektrische (TE) und transversal magnetische Wechselwirkung (TM).

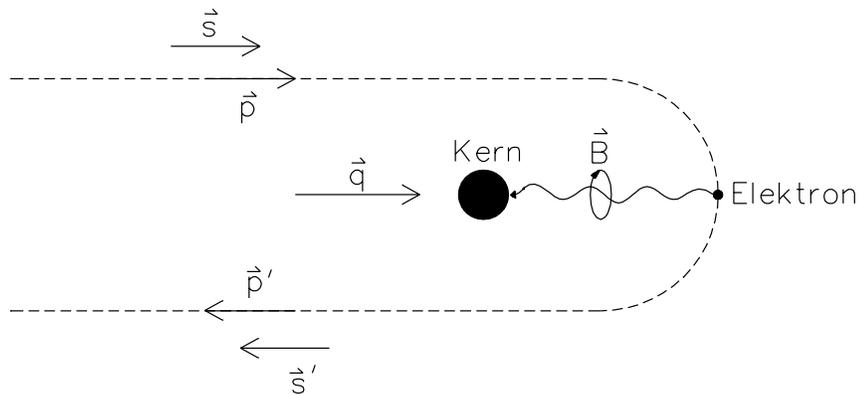
Die Ausdrücke für  $V_L$  und  $V_T$  sind nur unter der Näherung gültig, daß  $p \gg E_x$  (Anregungsenergie) und  $p \gg m_e$  (Elektronenmasse) ist. Es fällt auf, daß die Funktion  $V_L(\theta)$  für  $\theta = 180^\circ$  identisch verschwindet, wodurch folglich auch der longitudinale Wirkungsquerschnitt gleich Null ist (Abb. 3.1). Bei einer exakten Rechnung unter Berücksichtigung der Elektronenruhemasse ist die Funktion  $V_L(\theta=180^\circ) \neq 0$ , allerdings etwa 8 Zehnerpotenzen kleiner als  $V_T(\theta=180^\circ)$ .



**Abb. 3.1:** Der Verlauf der streuwinkelabhängigen Faktoren  $V_L$  und  $V_T$  im Winkelbereich um  $\theta = 180^\circ$ .

Das Verschwinden der longitudinalen Komponente läßt sich durch das Prinzip der Erhaltung der Helizität erklären: Bei genügend hohen Elektronenenergien ist der Elektronenspin parallel zu seinem Impuls. Da bei  $180^\circ$ -Streuung der Ausgangsimpuls  $p'$  antiparallel zum Eingangsimpuls  $p$  steht, muß zur Erhaltung der Helizität auch der Spin umgeklappt sein, d.h. es liegt ein Spin-Flip vor. Die Abb. 3.2 verdeutlicht dies. Sie wurde aus [13] entnommen und besitzt dort die Nummer 2.

Da nur eine transversale Wechselwirkung einen Spin-Flip verursachen kann, verschwindet somit die Longitudinalkomponente des Wirkungsquerschnittes. Man kann nun zeigen, daß von beiden möglichen transversalen Wechselwirkungen bei  $180^\circ$ -Streuung und gleicher Multipolarität die magnetische dominiert [13]. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß Elektronenstreuung unter extremen Rückwärtswinkeln, insbesondere  $180^\circ$ -Elektronenstreuung, die optimale Möglichkeit bietet magnetische Kernanregungen zu untersuchen.

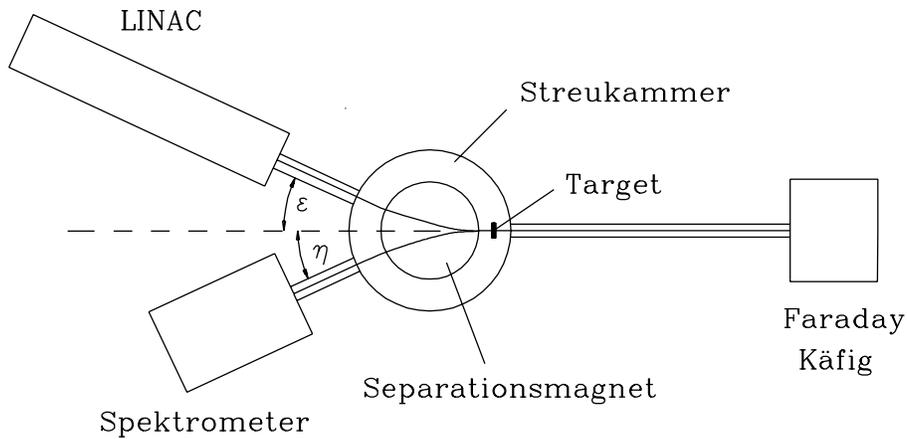


**Abb. 3.2:**  $180^\circ$ -Elektronenstreuung bewirkt einen Spin-Flip im Kern.

### 3.2 Probleme und Lösungsmöglichkeiten eines experimentellen Aufbaus

Das QCLAM-Spektrometer am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC wurde für Elektronenstreuexperimente in einem Streuwinkelintervall von  $\theta = 25^\circ$  bis  $\theta = 155^\circ$  entworfen. Größere Streuwinkel als  $155^\circ$ , insbesondere  $180^\circ$ -Streuung, ist aus dem einfachen Grunde nicht möglich, da sich in diesem Fall die Position des Spektrometers mit dem Strahlrohr für den vom Beschleuniger kommenden Elektronenstrahl überdecken würde. Als einzige Lösung dieses Problems bietet sich an, den einlaufenden Elektronenstrahl mit Hilfe eines Separationsmagneten von dem rückgestreuten Strahl zu trennen. Ein möglicher Aufbau eines  $180^\circ$ -Systems ist in Abb. 3.3 skizziert. Die vom Beschleuniger kommenden Elektronen werden durch den Separationsmagneten auf das Target abgelenkt, wobei der größte Teil der Elektronen das Target durchquert und den Faraday Käfig erreicht. Der kleine Bruchteil der Elektronen, die um  $180^\circ$  rückgestreut werden, durchlaufen wiederum den Separationsmagneten, der sie in das Spektrometer ablenkt, wo sie nachgewiesen werden. Zum Nachweis von inelastisch gestreuten Elektronen, die aufgrund ihres Impulsverlustes im Separationsmagneten stärker abgelenkt werden, muß das Spektrometer zu größerem Winkel  $\eta$  hin rotiert werden. Eine Verwirklichung dieses  $180^\circ$ -System-Typs, wie z.B. in Stanford oder am Naval Research Laboratory (NRL) [13], war allerdings am S-DALINAC in Darmstadt nicht möglich, da es bei diesem Typus notwendig ist, daß die Linac-Achse und die zum Faraday Käfig führende Achse in einem Winkel  $\epsilon$  zueinander stehen.

Da das Darmstädter  $180^\circ$ -System an das bestehende QCLAM-Spektrometer angeschlossen werden sollte, wurde mit Hilfe einer aus drei  $25^\circ$ -Ablenkmagneten bestehenden Schikane ein Winkel  $\epsilon = 25^\circ$  erzeugt (Abb. 3.4). Die Magnete M1



**Abb. 3.3:** Einfache Lösungsmöglichkeit für 180°-Elektronenstreuung mit Hilfe eines Separationsmagneten.

und M2 sorgen für einen Parallelversatz des einfallenden Elektronenstrahls, der Magnet M3 für den 25°-Einschußwinkel.

### 3.3 Aufbau der Strahlführungselemente des 180°-Systems

Zur besseren Einsicht des "Pivot"-Punktes (vgl. Abschn. 2.4) wurde vor Beginn des Aufbaus der Magnetschikane die Streukammer demontiert. Weiterhin wurde die Betonabschirmung, die sich zwischen dem QCLAM-Spektrometer und dem 40°-Energieanalysiersystem befindet, entfernt.

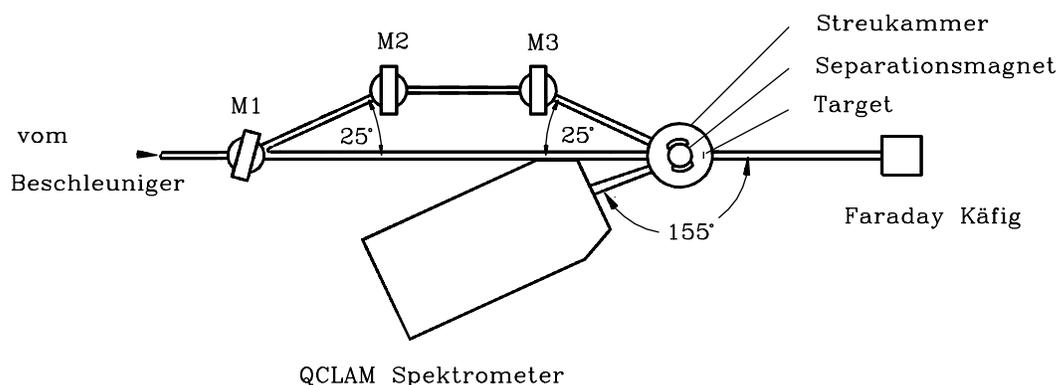
Beim Aufbau der Schikane, die außer aus den drei Dipolmagneten auch noch aus vier Quadrupolmagneten sowie aus Leuchttargets und Ventilen besteht, mußten folgende Bedingungen erfüllt sein :

a.) Aufgrund der Tatsache, daß die Dipolmagnete kreisförmige Polschuhe besitzen, war es nicht notwendig, die Magnete auszurichten, wie es z.B. beim 40°-System gemacht wurde. Für den Magneten M1 bedeutete dies, daß er zentral auf der QCLAM-Achse (vgl. Kap. 2) positioniert werden mußte.

b.) Die Magnete M2 und M3 müssen auf einer zur QCLAM-Achse parallelen Geraden aufgebaut werden.

c.) Der 25°-Ablenkwinkel des Magneten M1 muß genau eingehalten werden, d.h. M2 muß auf einem von M1 ausgehend um 25° gegen die QCLAM-Achse gedrehten Strahl positioniert werden. Dementsprechend muß M3 auf einem vom "Pivot"-Punkt ausgehend um 25° gegen die QCLAM-Achse gedrehten Strahl positioniert werden.

d.) Es muß für elastische Streuung möglich sein, das Spektrometer auf einen Stellwinkel  $\eta = 25^\circ$  zu fahren, ohne dabei die oben aufgeführten Elemente zu berühren.



**Abb. 3.4:** Skizzierter Aufbau der  $180^\circ$ -Elektronenstreuordnung am QCLAM-Spektrometer des S-DALINAC.

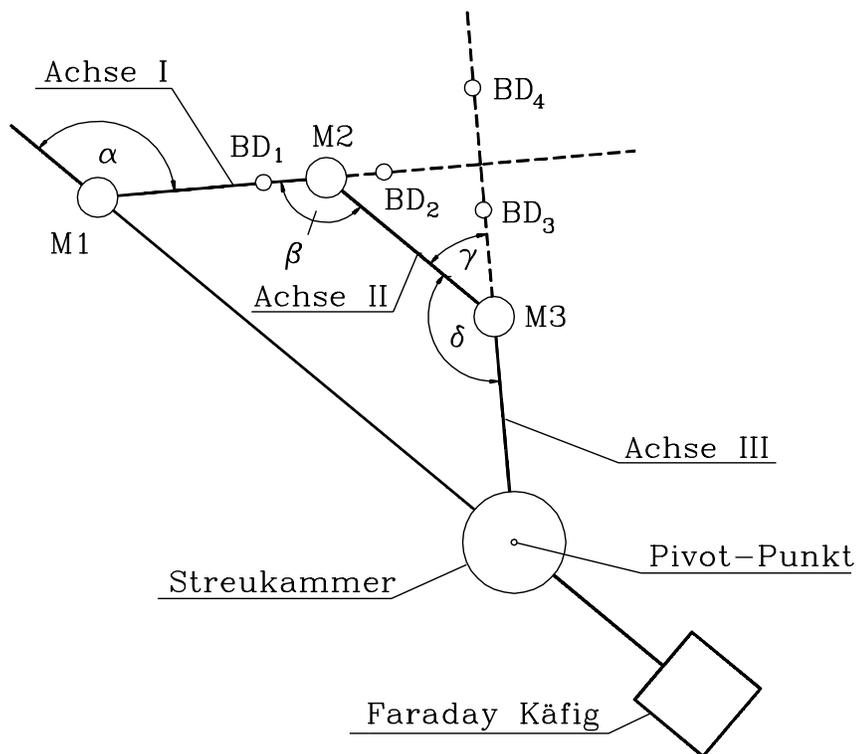
Im Gegensatz zum Aufbau des  $40^\circ$ -Systems wurden hier die Magnete auf den Gestellen stehend grob justiert, die Gestelle befestigt und dann die Magnete feinjustiert.

Um die Magnete genau justieren zu können, wurden etwa 20 mm lange Messingspitzen im Zentrum der unteren Polschuhe eingesetzt, dazu wurden die Strahlrohre vorübergehend demontiert. In einem ersten Schritt wurde nun der Magnet M1 auf der QCLAM-Achse positioniert, indem er so lange verschoben wurde, bis die Blickrichtung des die QCLAM-Achse definierenden Theodolits  $TD_1$  (vgl. Abschn. 2.4) mit der Messingspitze übereinstimmte. Der Abstand des Magneten vom "Pivot"-Punkt war zu diesem Zeitpunkt noch frei wählbar und ist nur von der Bedingung d.) abhängig. Im zweiten Schritt wurde eine Achse (in Abb. 3.5 mit Achse I gekennzeichnet) durch das Zentrum von M1 definiert, die mit der QCLAM-Achse einen Winkel von  $25^\circ$  einschließt. Dazu wurde auf dem Magneten M1 ein Theodolit befestigt, mit diesem der "Pivot"-Punkt angepeilt und dann um  $25^\circ$  geschwenkt. Auf der so definierten Achse I konnte nun mit oben beschriebener Methode leicht der Magnet M2 positioniert werden, wobei die Distanz zu M1 wiederum nur durch die Bedingung d.) festgelegt wurde. Aufgrund des äußerst knappen Platzangebotes konnte allerdings Punkt d.) der Bedingungen erst nach einem vorläufigen Aufbau überprüft werden. Aus diesem Grunde wurden auch die Gestelle zu diesem Zeitpunkt noch nicht im Boden verankert. Um den Magneten M3 zu positionieren, wurde ein Theodolit auf M2 so eingerichtet, daß er die Achse

II definierte. Dies geschah durch Anpeilen der kleinen Messingspitze in M1 und Schwenken um  $155^\circ$ . Weiterhin wurde ein Theodolit über dem "Pivot"-Punkt positioniert, um auch die Achse III zu definieren.

Im letzten Schritt wurde dann der Magnet M3 auf dem Schnittpunkt der Achsen II und III gestellt. Dann wurde versucht, das Spektrometer auf den Stellwinkel  $\eta = 25^\circ$  zu fahren, was gerade gelang. Erst nach einer Vergrößerung des Abstandes von M1 und M2 und einer darauf folgenden Nachjustierung von M2 und M3 konnte auch Punkt d.) der Bedingungen befriedigend erfüllt werden, so daß das Spektrometer beim Drehen die Magnetschikane nicht berühren kann. Die Höhenjustierung erfolgte analog zum  $40^\circ$ -System durch Vergleich der Höhenwandmarke, die sich in Strahlrichtung links neben dem Faraday Käfig befindet, mit den Markierungen an den Magneten, wobei zur Übertragung der Höhe ein Nivellier benutzt wurde.

Um wie beim  $40^\circ$ -System ein hohes Maß an Reproduzierbarkeit zu gewährleisten, wurden die Achsen I und II durch Bodendosen BD<sub>1</sub> bis BD<sub>4</sub> gekennzeichnet.



**Abb. 3.5:** Kennzeichnung der beim Aufbau der Schikane des  $180^\circ$ -Spektrometers wichtigen Achsen und Elemente.

Anschließend wurden einmalig die Winkel  $\alpha$  bis  $\delta$  mittels Theodoliten gemessen. Die Ergebnisse stehen in Tab. 3.1.

**Tabelle 3.1:** Ergebnisse der Winkelmessung für das 40°-Energieanalysiersystem.

Winkel	Sollwinkel	Differenz
$\alpha = 154.924^\circ$	$\alpha_{soll} = 155^\circ$	$\alpha - \alpha_{soll} = 0.076^\circ$
$\beta = 155.003^\circ$	$\beta_{soll} = 155^\circ$	$\beta - \beta_{soll} = 0.003^\circ$
$\gamma = 25.040^\circ$	$\gamma_{soll} = 25^\circ$	$\gamma - \gamma_{soll} = 0.040^\circ$
$\delta = 155.015^\circ$	$\delta_{soll} = 155^\circ$	$\delta - \delta_{soll} = 0.015^\circ$

Bei einer Entfernung zwischen M2 und M3 von etwa 1525 mm ergibt sich durch die Differenz zwischen  $\beta$  und  $\beta_{soll}$  eine maximale Abweichung der Magnetposition bezüglich der Sollposition von M3 senkrecht zur Achse II von etwa 2 mm . Dabei ist allerdings anzumerken, daß die Winkel über sehr kurze Strecken gemessen wurden, wobei die Messingspitzen in den Fernrohren der Theodoliten sehr groß erscheinen und so eine genaue Definition der Winkel nicht gegeben war. Dies erklärt auch die Tatsache, daß die Winkel  $\gamma$  und  $\delta$  zusammengenommen größer sind als  $180^\circ$ :

$$\gamma + \delta = 180.0544^\circ. \quad (3.5)$$

Es ist also davon auszugehen, daß die Positionierungsfehler wesentlich kleiner als 2 mm sind und wegen der großen Meßfehler keine genaueren Angaben möglich sind.

## 4 Lochblendenmessung zur Eichung des $180^\circ$ -Elektronenspektrometers

Im folgenden wird erklärt, warum eine Neueichung für den Detektor des QCLAM-Spektrometers zum Einsatz als  $180^\circ$ -Elektronenspektrometer notwendig ist. Weiterhin wird der spezielle Meßaufbau und die zu Grunde liegende Idee für die Eichmessung geschildert, sowie die Auswertung, die schließlich zu neuen Impuls- und Streuwinkelrekonstruktionsalgorithmen führte, beschrieben. Die Rekonstruktionsalgorithmen wurden als FORTRAN-Rechnerprogramme in das Programmpaket GOOSY [15] implementiert, welches als Datenverarbeitungssoftware zur Auswertung der vom Detektor des QCLAM-Spektrometers kommenden Rohdaten dient.

### 4.1 Motivation

Beim QCLAM-Spektrometer handelt es sich um ein Magnetspektrometer, das aus einem Quadrupolmagneten und einem Dipolmagneten besteht [16]. Der Quadrupolmagnet dient zur Fokussierung der gestreuten Elektronen und sorgt so für einen großen Raumwinkel von  $\Delta\Omega = 35$  msr, der Dipolmagnet lenkt den Elektronenstrahl zum Detektor. Der Detektor besteht aus drei Vieldrahtdriftkammern, einem Szintillator und einem Čerenkov-Detektor [17].

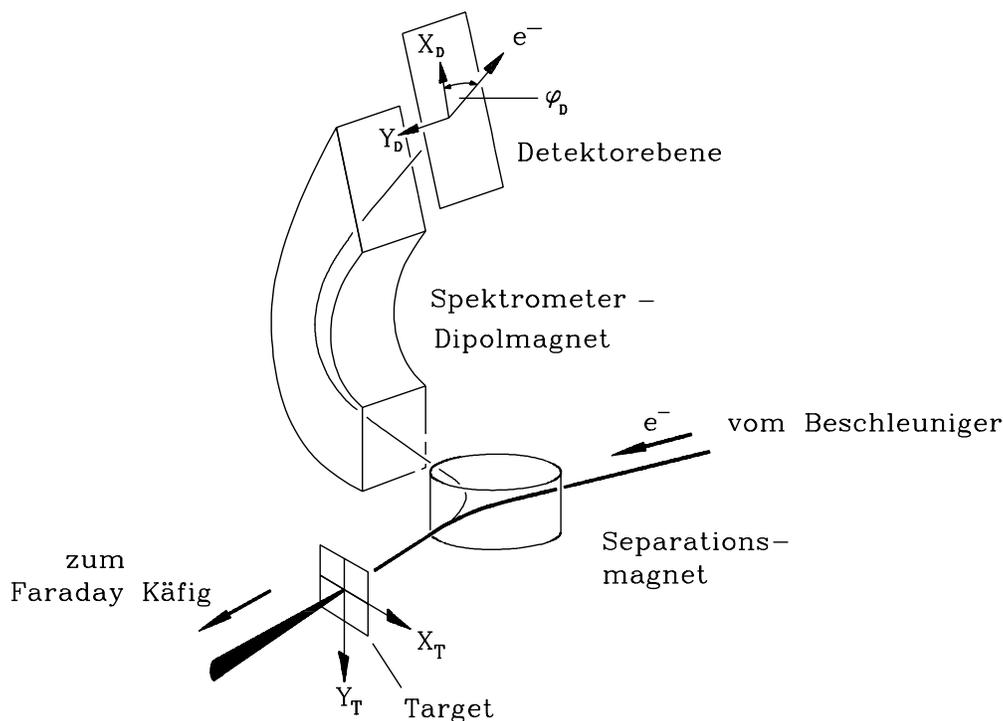


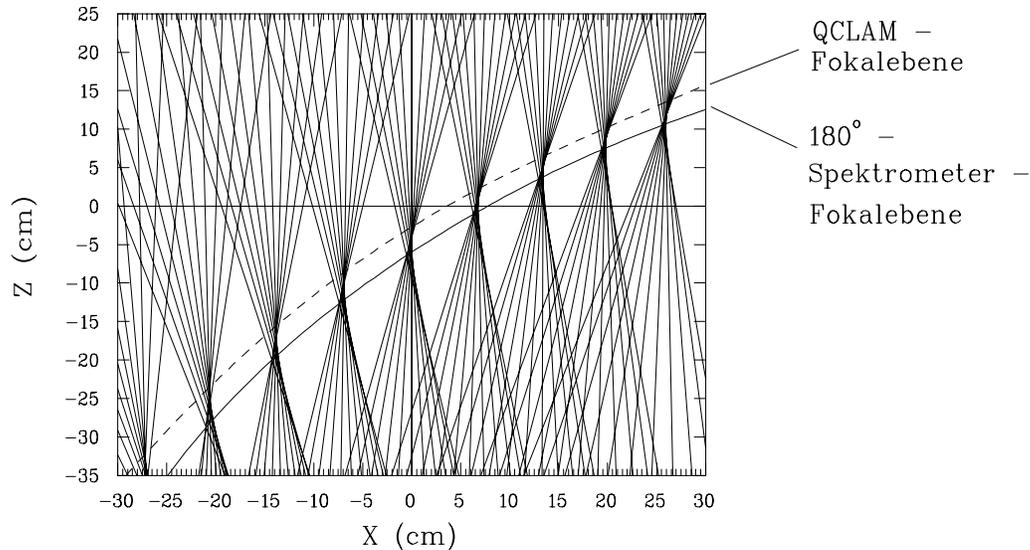
Abb. 4.1: Definition der Koordinatensysteme des Targets und des Detektors.

Durch eine Kalibration des Detektors konnte die Fokalebene, d.h. die Gesamtheit aller Schnittpunkte von Elektronenstrahlen gleichen Impulses, vermessen und eine Energieauflösung von

$$\Delta E/E = 7.6 \cdot 10^{-4} \quad (4.1)$$

erreicht werden [17].

Der Einbau des Separationsmagneten und insbesondere die damit verbundene Verschiebung der Targetposition bewirkt eine starke Änderung der abbildenden Optik.



**Abb. 4.2:** Simulation der Fokalebene des  $180^\circ$  Spektrometers nach Vorgabe von Elektronenbündeln unterschiedlichen Impulses. Diese Raytrace-Simulation sagt eine Differenz von 30 mm zwischen der Fokalebene des  $180^\circ$  Spektrometers und derjenigen des QCLAM Spektrometers voraus.

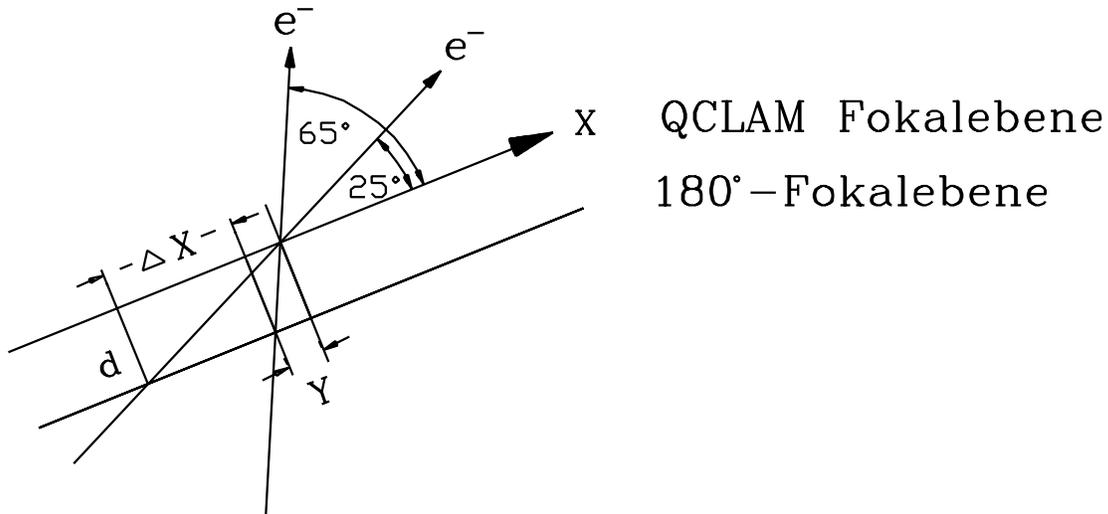
Das Detektorsystem des QCLAM-Spektrometers ermöglicht eine Bestimmung des Elektronenbahnvektors durch Erfassung der  $X_D$ - und  $Y_D$ -Koordinate, sowie des Durchstoßwinkels  $\varphi_D$  (Abb. 4.1), so daß eine Strahlrückverfolgung möglich ist und man eine optimale Energieauflösung durch Messen von mindestens zwei Koordinaten erzielen kann. Wie in Abschn. 4.4 erläutert wird, ergibt sich der Impuls aus der Messung der  $X_D$ - und der  $\varphi_D$ -Koordinate.

Um den Einfluß der veränderten Optik zu demonstrieren wurde mit dem Programm RAYTRACE das  $180^\circ$ -Elektronenspektrometer simuliert. Dabei wurden insgesamt 99 Elektronenbahnvektoren berechnet, die in neun Gruppen mit unterschiedlichen Impulsen aufgeteilt wurden. Innerhalb einer Gruppe wurden den Elektronen 11 verschiedene vertikale Targetstreuwinkel als Anfangsparameter zugeordnet. Das Ergebnis der Simulation zeigt Abb. 4.2. Man erkennt, daß

sich definitionsgemäß Bahnvektoren von Elektronen mit gleichem Impuls in der  $180^\circ$ -Fokalebene treffen (durchgezogene Linie) und diese etwa 30 mm gegen die QCLAM-Fokalebene verschoben ist (gestrichelte Linie).

Würde man keine neue Eichmessung vornehmen, so wäre die Auflösung des  $180^\circ$ -Elektronenspektrometers, wie folgende Abschätzung zeigt, unbrauchbar.

Zwei Elektronen mit gleichem Impuls und mit maximal unterschiedlichem Durchstoßwinkel durchqueren die Fokalebene des  $180^\circ$ -Spektrometers am gleichen Ort  $X$ , aber die QCLAM-Fokalebene im Abstand  $\Delta X$ . Die Abb. 4.3 veranschaulicht noch einmal diesen Sachverhalt:



**Abb. 4.3:** Zur Verringerung des Auflösungsvermögens wenn keine Neueichung erfolgt, betrachtet man zwei Elektronenstrahlen gleichen Impulses bei maximaler Durchstoßwinkeldifferenz.

Der minimal bzw. maximal mögliche Durchstoßwinkel beträgt  $25^\circ$  bzw.  $65^\circ$  [17]. Daraus ergibt sich die Winkeldifferenz zu  $\alpha = 40^\circ$ . Bei einem Abstand von 30 mm zwischen der  $180^\circ$ -Spektrometer-Fokalebene und der QCLAM-Fokalebene ergibt sich :

$$\sin(65^\circ) = \frac{\Delta X + Y}{d} \quad (4.2)$$

$$\sin(25^\circ) = \frac{Y}{d} \implies Y = d \cdot \sin(25^\circ) \quad (4.3)$$

$$\implies \Delta X = d \cdot (\sin(25^\circ) - \sin(65^\circ)) = 14.51 \text{ mm} \quad (4.4)$$

Mit der Länge der Detektorfläche von  $l = 875 \text{ mm}$  folgt die Auflösung zu

$$A = \frac{\Delta X}{l} = 1.66 \cdot 10^{-2} \quad (4.5)$$

Mit dieser schlechten Auflösung wäre es z.B. nicht möglich zwei Anregungen zu trennen, die bei typischen Einschußenergien von 50 MeV und Anregungsenergien von 10 MeV eine Differenz der Anregungsenergie von 500 keV besitzen, da die Auflösung in diesem Falle nur 644 keV betragen würde.

## 4.2 Eichmessung

Das Ziel der Eichmessung ist, für ein gestreutes Elektron aus den Detektordaten  $(X_D, Y_D, \varphi_D)$  den Impuls  $p$  und Streuwinkel  $\theta$  zu berechnen. Prinzipiell könnte man dazu elastisch gestreute Elektronen verwenden und mit einer Lochblende zwischen Target und Detektorsystem den Streuwinkel festlegen. Dabei ergeben sich allerdings insbesondere bei  $180^\circ$ -Streuung große Probleme:

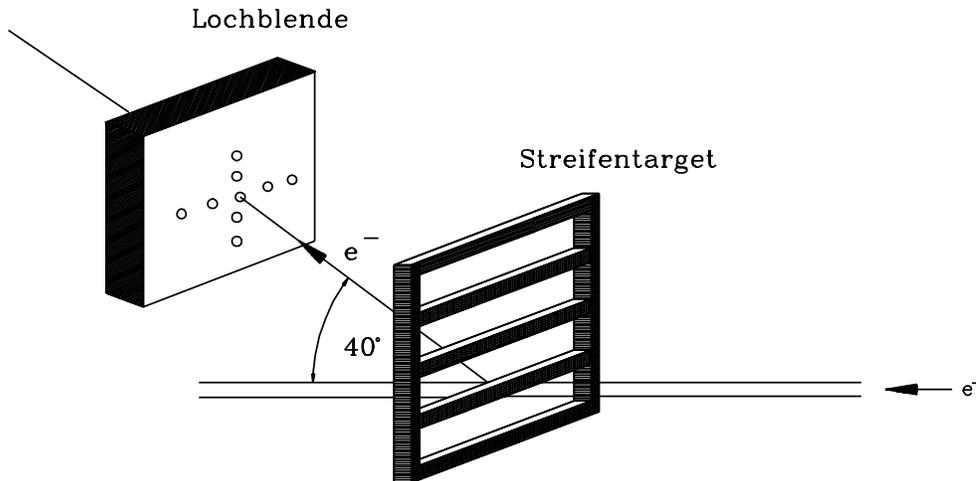
- a.) Bei  $180^\circ$ -Streuung stehen nur wenige elastisch gestreute Elektronen zur Verfügung, da der Wirkungsquerschnitt für  $180^\circ$ -Streuung minimal ist.
- b.) Der Einbau einer Lochblende zwischen Target und Separationsmagnet ist nicht möglich, da dann auch der einfallende Strahl nicht mehr auf das Target treffen kann.
- c.) Der Einbau einer Lochblende zwischen Separationsmagnet und QCLAM-Spektrometer wäre zwar möglich, in diesem Fall würde aber der Einfluß des Separationsmagneten auf die Eichmessung nicht mit berücksichtigt werden.

Insgesamt kann man also sagen, daß eine Eichmessung dieser Art aus zeitlichen Gründen nicht akzeptabel wäre. Die Lösung dieses Problems ist in [18] ausführlich erläutert und soll hier nur kurz skizziert werden :

Der Hauptunterschied zur oben dargestellten Möglichkeit ist, daß man die Eichmessung nicht unter  $180^\circ$ -Rückwärtswinkeln, sondern unter Vorwärtswinkeln (am QCLAM-Spektrometer günstig :  $40^\circ$ ) vornimmt. Dazu wurde der Elektronenstrahl nicht durch die  $180^\circ$ -Schikane, sondern durch das "normale" Strahlrohr geführt. Auch die Targetposition entsprach der bei üblicher QCLAM Nutzung. Die Idee besteht darin, den Einfluß des Separationsmagneten und der veränderten Targetposition zu simulieren.

Die Aufgabe bei der Eichmessung besteht darin, den Elektronenstrahl genau auf die vorherberechnete Position des Targets zu lenken, wobei der Elektronenstrahl möglichst punktförmig sein sollte. Da das aber nicht möglich ist, wurde zur Optimierung ein Target verwendet, welches nur aus dünnen vertikalen Nickelstreifen besteht, wodurch der Ort an dem die Elektronen gestreut werden sehr genau festgelegt ist. Die Abb. 4.4 zeigt nur das Prinzip der Anordnung, da das Verfahren in [18] ausführlich erläutert ist.

Mit Hilfe einer Lochblende, deren Position ebenfalls mit RAYTRACE berechnet wurde, konnten Elektronen falschen Streuwinkels ausgeblendet werden. Bei



**Abb. 4.4:** Ein Streifentarget legt den Ort des gestreuten Elektrons fest, während die Lochblende Elektronen herausfiltert, die den falschen Streuwinkel besitzen.

hoher Zählrate wurden so Elektronen mit vorgegebenem Impuls und Streuwinkel nachgewiesen.

Da das QCLAM-Spektrometer eine sehr hohe Impulsakzeptanz  $\Delta p/p_0$  von 20% besitzt, wurden pro horizontalem Streuwinkel 11 verschiedene Impulse mit Abständen von 2% vermessen. Dazu wurde das Dipolfeld des Spektrometers in 2%-Schritten verändert, da dieses wesentlich genauer möglich ist als die Elektronenstrahlenergie zu variieren. Desweiteren wurden pro eingestelltem Impuls fünf verschiedene Streuwinkel mit Abständen von 20 mrad vermessen, d.h. pro Spektrometerstellwinkel waren 55 Einzelmessungen notwendig. Aus technischen Gründen sind sämtliche Messungen des relativen Impulses  $\Delta p/p_0 = +6\%$  fehlerhaft, ein Umstand, der durch die spezielle Wahl des Impulsrekonstruktionsalgorithmus aber kompensiert werden kann (vgl. Abschn. 4.4.3).

Bei inelastischer  $180^\circ$ -Streuung ist es notwendig, das Spektrometer auf größere Stellwinkel  $\eta$  (vgl. Abb. 3.4) zu stellen, da die inelastisch gestreuten Elektronen aufgrund des Impulsverlustes im Separationsmagneten stärker abgelenkt werden. Mit Hilfe eines Sliding Seals [19] ist es möglich, das Spektrometer bis auf einen Stellwinkel von  $\eta = 47.5^\circ$  zu schwenken, so daß eine Messung von Elektronen möglich ist, die nur den halben Eingangsimpuls  $p' = p_0/2$  besitzen. Um auch bei diesen höheren Stellwinkeln eine maximale Energieauflösung zu erhalten, wurden neben den oben beschriebenen 50 Eichmessungen für den Stellwinkel  $\eta = 25^\circ$  auch ebensoviele Messungen zu  $\eta = 36.25^\circ$  und  $\eta = 47.5^\circ$  durchgeführt. Insgesamt wurden also allein für die Impulsablage 165 Einzelmessungen ausgeführt. Zur Rekonstruktion des Streuwinkels wurden ebenfalls pro Impuls 5 verschiedene Streuwinkel vermessen, so daß alles in allem 330 Messungen notwendig waren.

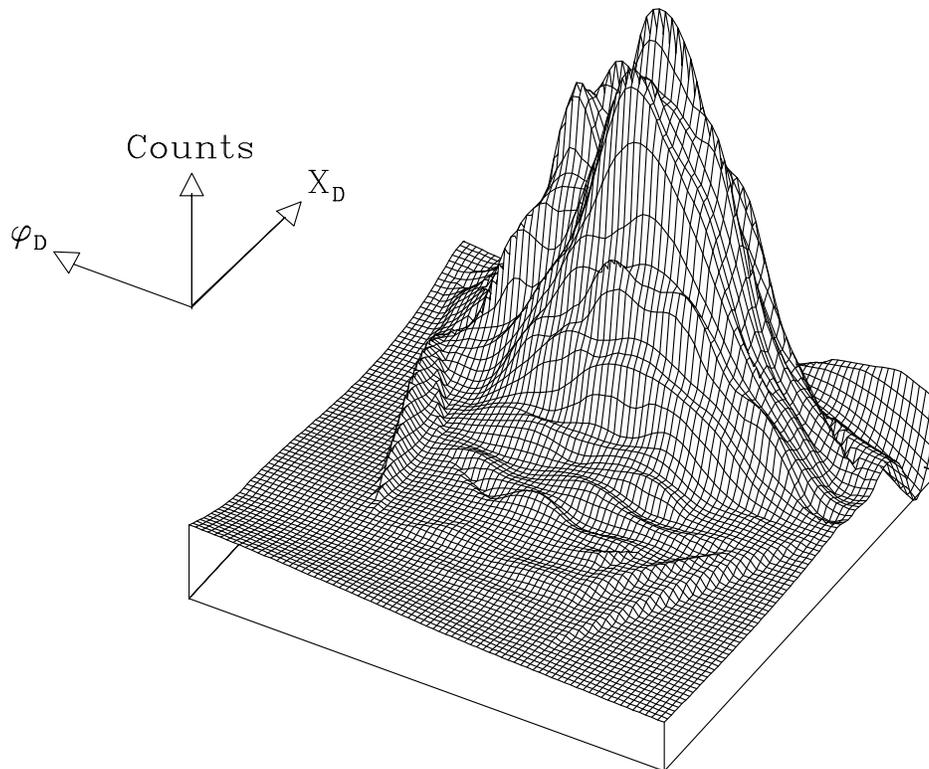
Aufgrund der hohen Zählrate konnte eine Messung in etwa 5 min durchgeführt werden, so daß sämtliche Messungen in nur einer Woche abgeschlossen wurden.

### 4.3 Auswertung

Wie bereits im Abschn. 4.2 erläutert, war das Ziel der Eichmessung für einen vorgegebenen Impuls und Streuwinkel den Durchstoßpunkt bzw. den Durchstoßwinkel im definierten Koordinatensystem des Detektors zu messen. Aufgrund der Energieunschärfe des Elektronenstrahls bei der Eichmessung von etwa

$$\Delta E/E = 8 \cdot 10^{-4} \quad (4.6)$$

besitzen die gemessenen Durchstoßpunkte eine Unschärfe in allen drei Detektorkoordinaten ( $X_D, Y_D, \varphi_D$ ). Durch die hohe Statistik erhält man eine annähernd gaußförmige Verteilung, wie das Beispiel in Abb. 4.5 zeigt.

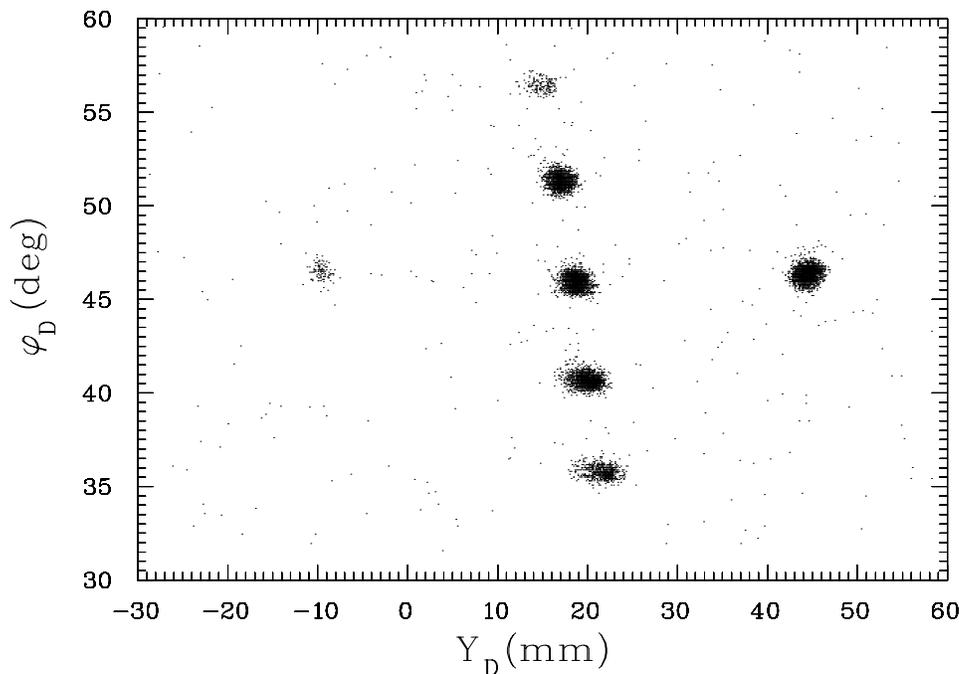


**Abb. 4.5:** Die Elektronenverteilung um das Maximum ist aufgrund der Energieunschärfe des Elektronenstrahls nahezu gaußförmig.

Um den relevanten  $(X_D, \varphi_D)$ - bzw.  $(Y_D, \varphi_D)$ -Erwartungswert zu berechnen, könnte man folglich mit einem der vorhandenen Mathematikprogramme (z.B. PLOTDATA [20]) eine zweidimensionale Gaußverteilung an die Rohdaten anpassen. Hierbei ergäbe sich allerdings ein größeres Problem: für das Fitten von Gaußfunktionen benötigen die Mathematikprogramme Anfangsparameter, die von den sich ergebenden Fitparametern nur wenig abweichen dürfen. Andernfalls ist ein Fit nicht möglich. Die Berechnung eines einzelnen  $(X_D, \varphi_D)$ -Wertes könnte somit bis zu 60 min beanspruchen. Bei über 300 Einzelmessungen ist das also nicht mehr zu vertreten. Eine wesentlich einfachere Möglichkeit ist, den Erwartungswert der Verteilung rein statistisch mit der Formel

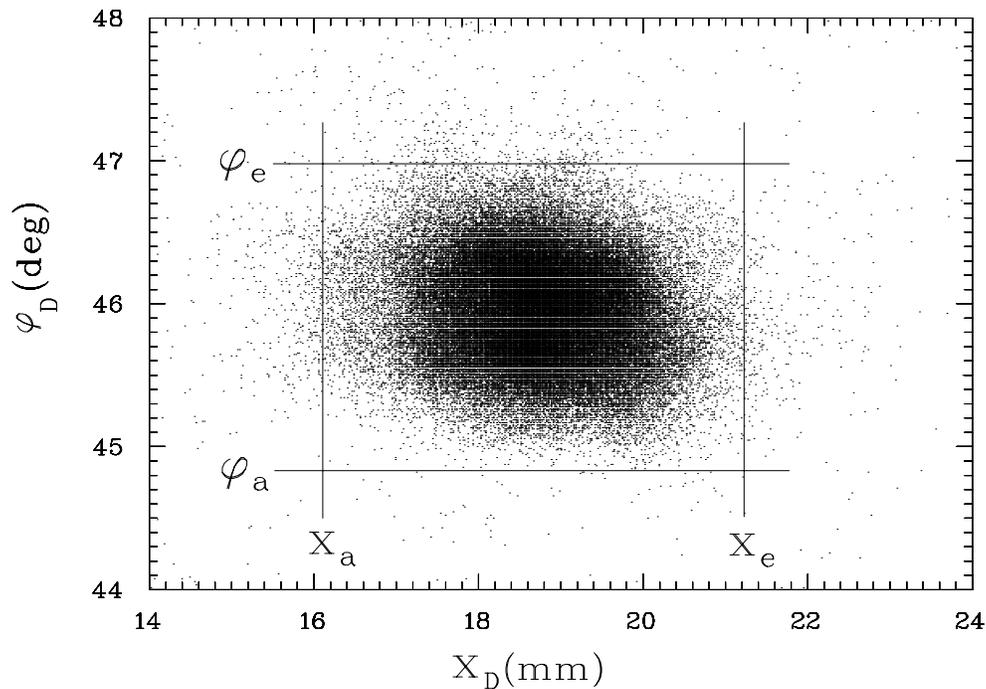
$$X = \langle x \rangle = \frac{\sum n \cdot x}{\sum n} \quad (4.7)$$

zu berechnen. Hierbei tritt allerdings von ganz anderer Seite ein Problem auf: Da die Lochblende mehrere Bohrungen aufweist besteht ein Rohdatenfile nicht nur aus einem Maximum wie in Abb. 4.5, es enthält vielmehr eine Abbildung der Lochblende selbst (Abb. 4.6).



**Abb. 4.6:** Die Rohdatenfiles entsprechen Abbildungen der Lochblende, die 5 horizontale und 5 vertikale Löcher besitzt, wobei durch die begrenzte Öffnung des QCLAM-Spektrometers hier nicht alle abgebildet sind.

Aufgrund unterschiedlichster Einstellungen des Spektrometerdipolfeldes wurden allerdings bei den meisten Rohdatenfiles die Abbildungen einiger Bohrungen gänzlich unterdrückt, d.h. die Elektronen erreichten nicht die Detektorfläche, so daß eine eindeutige Identifikation eines Maximums mit einem Lochblendenloch ein weiteres Problem darstellt, auf das im Abschn. 4.3.1 näher eingegangen wird. Ist das relevante Maximum erst einmal identifiziert, so stellt sich die Frage, aus welchem Intervall  $[X_A, X_E]$  bzw.  $[\varphi_A, \varphi_E]$  oder  $[Y_A, Y_E]$  die notwendigen Werte für Gl. (4.7) gewählt werden (Abb. 4.7). Diese Problematik wird in Abschn. 4.3.2 genauer beleuchtet.

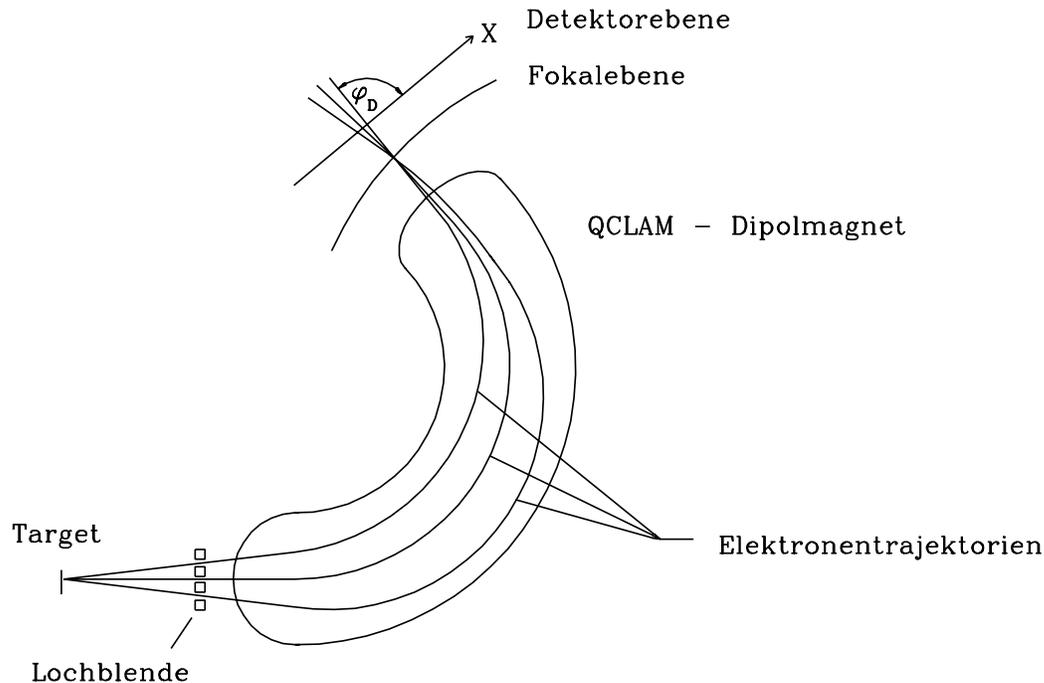


**Abb. 4.7:** Nach erfolgreicher Identifikation der Abbildungspunkte müssen die Grenzen zur Berechnung des Erwartungswertes gewählt werden.

### 4.3.1 Abbildung der Lochblende

Im folgenden wird die Zuordnung der vertikalen Löcher zu den entsprechenden Abbildungen beschrieben. Da die Identifikation der horizontalen Löcher prinzipiell genauso funktioniert, wird hier auf eine genauere Darstellung verzichtet. Die fünf vertikalen Löcher der Lochblende seien von oben nach unten mit +2, +1, 0, -1, -2 bezeichnet. Betrachtet man drei Elektronenbahnen gleichen Impulses, die verschiedene Löcher passieren, so treffen sich diese definitionsgemäß in

der  $180^\circ$ -Spektrometerfokalebene, die sich unterhalb der Detektorebene befindet (Abb. 4.8). Die Durchstoßpunkte  $X_D$  in der Detektorebene werden sich für verschiedene vertikale Streuwinkel im allgemeinen nur wenig unterscheiden (da die Entfernung der Detektorebene zur Fokalebene sehr gering ist), so daß die  $X_D$ -Koordinate allein zur Identifikation nicht ausreicht.



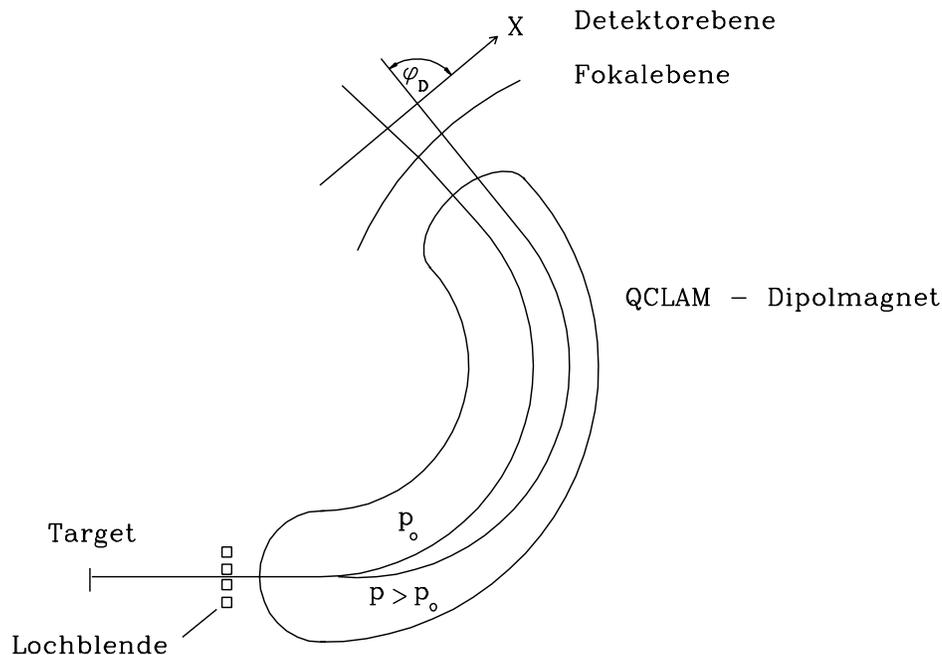
**Abb. 4.8:** Betrachtet man drei Elektronenbahnen von Elektronen mit unterschiedlichen vertikalen Streuwinkeln beim Durchgang durch das QCLAM-Spektrometer, so lassen sich die Maxima zu den Lochblendenlöchern zuordnen.

Abb. 4.8 läßt aber auch erkennen, daß sich alle drei Elektronenbahnen sehr stark im Durchstoßwinkel  $\varphi_D$  unterscheiden. Folglich lautet die Zuordnung :

- +2 bei kleinstem  $\varphi_D$
- +1 bei nächst größerem  $\varphi_D$
- bis hin zu
- 2 bei größtem  $\varphi_D$  .

Diese Art der Zuordnung ist allerdings nur dann sicher, wenn wirklich fünf verschiedene vertikale Maxima vorhanden sind. In den Fällen, in denen nur ein bis vier Maxima aufgefunden werden können, ist eine sichere Identifikation über "be-

nachbarte" Rohdatenfiles, d.h. Meßdaten, deren Impuls sich nur um 2% vom betrachteten unterscheidet, möglich. Dazu muß man sich allerdings klarmachen, daß eine Veränderung des Impulses den Durchstoßpunkt  $X_D$  sehr stark, den Durchstoßwinkel  $\varphi_D$  aber fast gar nicht beeinflusst (Abb. 4.9). Somit ist es nur notwendig, eine sichere Zuordnung, d.h. 5 vertikale Maxima, zu finden, um sukzessive in allen Nachbarfiles die richtigen Identifikationen vornehmen zu können.

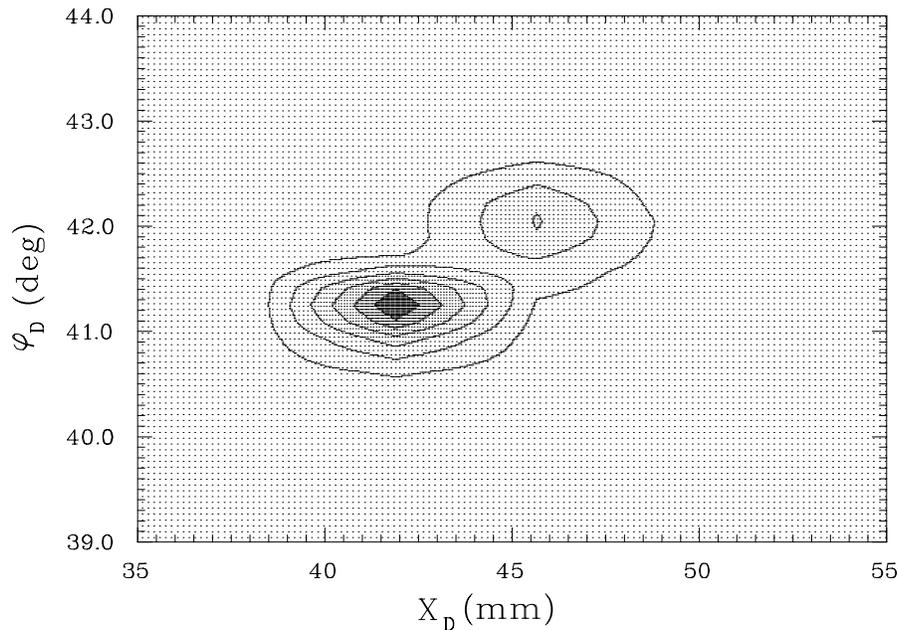


**Abb. 4.9:** Nach dem Durchgang durch das QCLAM-Spektrometer besitzen zwei Elektronenstrahlen unterschiedlichen Impulses aber gleichen Targetstreuwinkels nahezu gleiche Durchstoßwinkel  $\varphi_D$  durch die Detektorebene.

### 4.3.2 Bestimmung der Abbildungspunkte

Bei der Wahl der Intervalle  $[X_a, X_e]$ ,  $[Y_a, Y_e]$ ,  $[\varphi_a, \varphi_e]$  um die Abbildung eines Lochs in der Blende sind drei Effekte zu berücksichtigen, die zu mehr oder weniger großen Fehlern bei der Berechnung des Erwartungswertes führen können: Um die eigentlichen Verteilungen herum ist ein Untergrund erkennbar, der von der Meßzeit der einzelnen Eichmessung abhängt und seine Ursache unter anderem in der Streuung von Elektronen an den Innenseiten der Lochblendenlöcher hat. Um diesen Einfluß zu minimieren, sollten die Intervalle  $\Delta X_D$  (bzw.  $\Delta Y_D, \Delta \varphi_D$ ) so gewählt werden, daß möglichst wenig Untergrundereignisse in die Berechnung des Erwartungswertes mit einfließen.

Schneidet man die Flanke eines Maximums ab, so wird sich der Erwartungswert in die entgegengesetzte Richtung verschieben. Da so ein großer Teil von Ereignissen unberücksichtigt bleibt, hat diese Fehlerquelle einen wesentlich stärkeren Einfluß auf den Erwartungswert als die oben genannte. Die Grenzen sind also stets so zu wählen, daß möglichst wenig Untergrund mitberechnet wird, ohne allerdings Verteilungen zu beschneiden.



**Abb. 4.10:** Aufgrund von Energieschwankungen des Elektronenstrahls entstehen weitere Maxima, die wie Schatten neben den eigentlichen Maxima liegen.

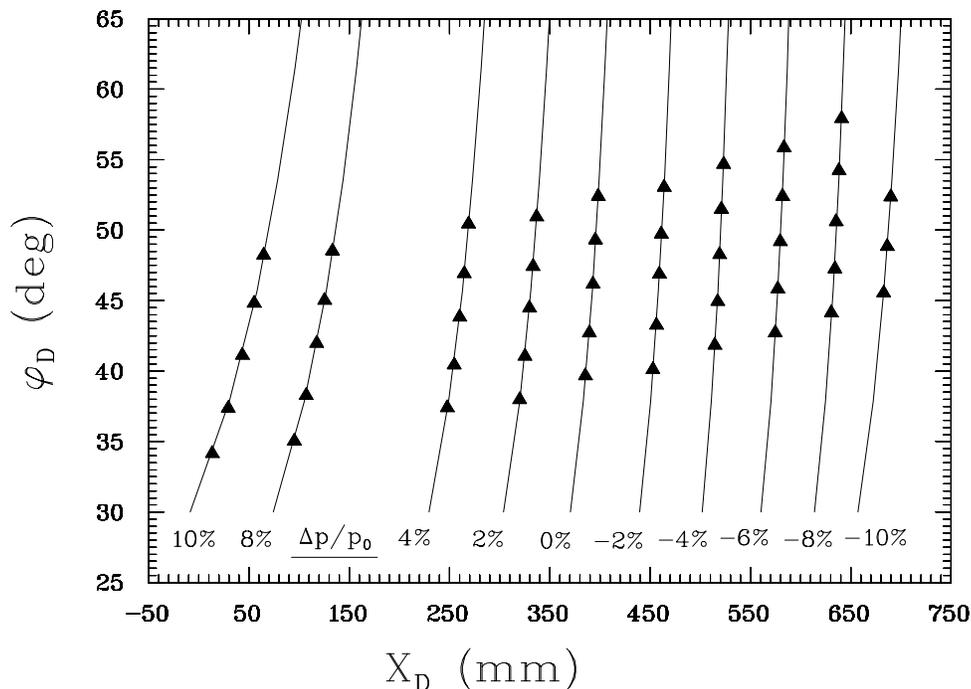
Aufgrund von Energieschwankungen des einfallenden Elektronenstrahls bei den Eichmessungen besitzen ein paar wenige Datenfiles ungewollte Nebenmaxima (Abb. 4.10). In diesen Fällen wurde durch extremes Beschneiden beider Erwartungswerte zwei Erwartungswerte berechnet. Wiederum durch Vergleich mit "benachbarten" Messungen konnte eine sichere Identifikation des richtigen Erwartungswertes vorgenommen werden.

#### 4.4 Rekonstruktion des Elektronenimpulses

Bevor in den folgenden Abschnitten ein Algorithmus zur Rückrechnung des Elektronenimpulses entwickelt wird, ist es notwendig, die erhaltenen Daten zu interpretieren und mit theoretischen Erwartungen zu vergleichen.

#### 4.4.1 Interpretation der Meßdaten

Trägt man die gemäß Abschn. 4.3.2 gewonnenen  $(\varphi_D, X_D)$ -Werte für einen Spektrometerstellwinkel (z.B.  $\eta = 25^\circ$ ) auf, so erhält man Abb. 4.11 .



**Abb. 4.11:** Meßpunkte gleichen relativen Impulses liegen auf bananenförmigen Kurven.

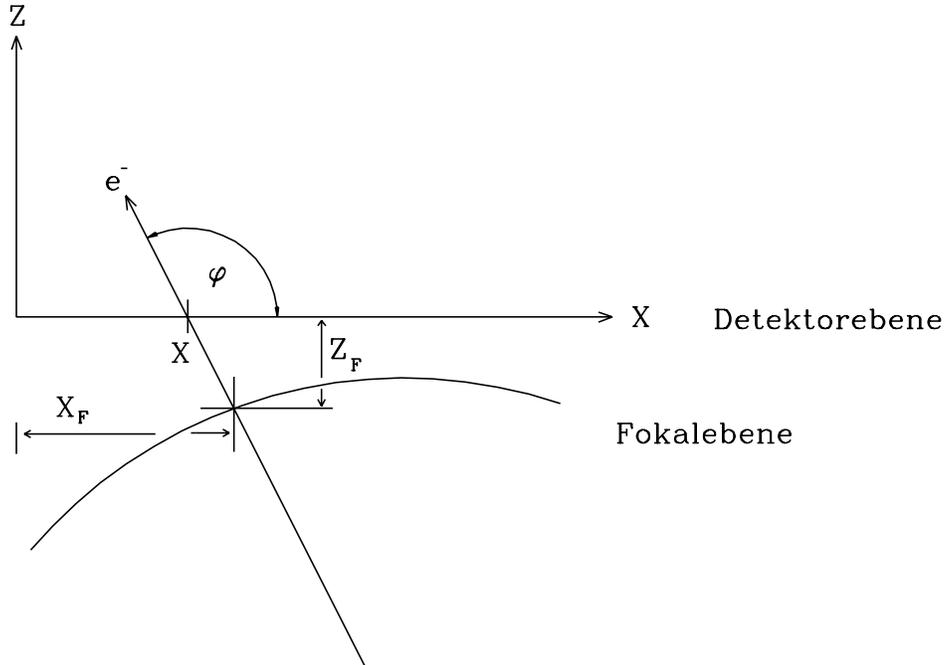
Man erkennt, daß Punkte gleichen Impulses auf Kurven liegen, die wegen ihrer speziellen Form im folgenden "Bananen" genannt werden. Die beiden fehlenden Meßwerte bei  $\Delta p/p_0 = -10\%$  haben ihre Ursache in der Begrenzung der Detektorfläche, so daß sie nicht registriert wurden. Wie schon in Abschn. 4.2 erwähnt, fehlen aus technischen Gründen die Meßwerte für  $\Delta p/p_0 = 6\%$ . Die Korrelation zwischen Durchstoßpunkt  $X_D$  und Durchstoßwinkel  $\varphi_D$  läßt sich leicht einsehen, wenn man den Zusammenhang zwischen den Koordinatensystemen von Detektorebene und Fokalebene betrachtet (Abb. 4.12).

Ein Elektron mit dem relativen Impuls  $\Delta p/p_0 = (p_0 - p)/p_0$  ( $p_0$  : Sollimpuls) durchquert die Fokalebene an der Stelle  $(X_F, Z_F)(\Delta p/p_0)$  und wird im Detektor am Ort

$$X = X_F - \frac{Z_F}{\tan(180^\circ - \varphi)} \quad (4.8)$$

nachgewiesen, wobei sich die  $1/\tan$ -Abhängigkeit in der Form der "Bananen" widerspiegelt.

Weiterhin erkennt man in Abb. 4.11, daß Elektronen, die ein und dasselbe Loch



**Abb. 4.12:** Durchgang eines Elektrons durch Fokal- und Detektorebene.

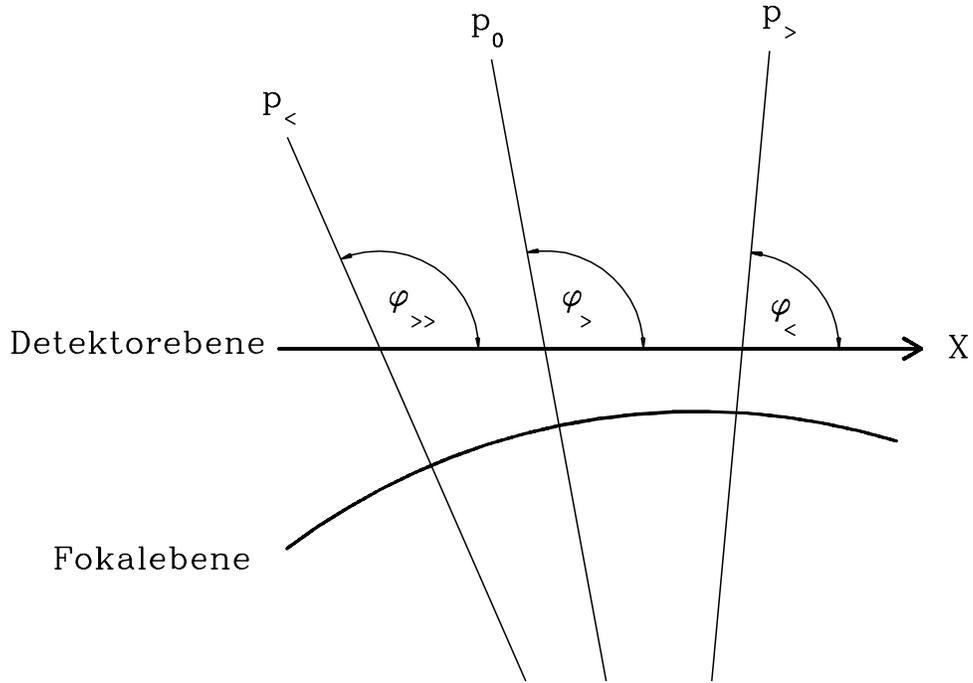
durchquert haben aber verschiedene relative Impulse besitzen, mit unterschiedlichen Durchstoßwinkeln  $\varphi_D$  nachgewiesen wurden, und zwar verringert sich  $\varphi_D$  bei wachsendem relativem Impuls  $\Delta p/p_0$ . Dazu betrachte man drei Elektronen, welche das mittlere Loch der Lochblende passieren und vorgegebene Targetstreuwinkel  $\varphi_T = 0^\circ$  bzw.  $\theta_T = 0^\circ$  besitzen. Diese durchqueren die Fokalebene senkrecht (Abb. 4.13). Man sieht, daß mit steigendem  $\varphi$  auch der Kehrwert des relativen Impulses  $p_0/\Delta p$  zunimmt.

Der schon im Abschn. 4.1 erwähnte Sachverhalt, daß nämlich für eine maximale Energieauflösung die Messung von  $X_D$  und  $\varphi_D$  nötig ist, wird auch in Abb. 4.11 deutlich: Wären die "Bananen" in Abb. 4.11 in Abständen von  $\Delta p/p_0$  von 1% aufgetragen, dann gäbe es z.B. eine Überlappung der Kurven für  $\Delta p/p_0 = 10\%$  und  $\Delta p/p_0 = 9\%$  für  $X_D = 50$  mm. Das bedeutet, daß durch die Bestimmung von  $X_D$  allein, am unteren Rand des Detektors nur eine Auflösung von 1% erreicht werden kann.

#### 4.4.2 Algorithmus zur Impulsrekonstruktion

Die im folgenden beschriebene Aufgabe besteht nun darin, aus den mit der Eichmessung gewonnenen  $(X_D, \varphi_D, \Delta p/p_0)$ -Wertetriplets eine Funktion

$$\Delta p/p_0 = f(X_D, \varphi_D) \quad (4.9)$$



**Abb. 4.13:** Bei konstantem Streuwinkel führen große relative Impulse zu kleinen Durchstoßwinkeln  $\varphi$ .

für beliebige  $X_D$ - und  $\varphi_D$ -Werte zu generieren, die bei einem Streuexperiment auftauchen können. Dazu wird ein Algorithmus verwendet, der schon bei der Eichung des QCLAM-Spektrometers für den Betrieb unter konventionellen Streuwinkeln entwickelt wurde [17] und hier nur kurz zusammengefaßt werden soll:

Die grundlegende Idee ist, durch Wahl von geeigneten krummlinigen Koordinaten

$$X_{cor} = X_{cor}(X, \varphi) \quad (4.10)$$

eine Funktion  $\Delta p/p_0$  zu gewinnen, die nur noch von einem Parameter  $X_{cor}$  abhängt. Die Koordinatentransformation  $(X_D, \varphi_D) \rightarrow X_{cor}$  wird durch eine lineare Interpolation auf einem äquidistanten Gitter in  $X$ - und  $\varphi$ -Richtung erzeugt.

Für jeden Gittermittelpunkt  $(X_0, \varphi_0)$  ist in zwei Tabellen der transformierte Ort  $X_{cor}$  und die Steigung der "Banane" in diesem Punkt

$$m = \left. \frac{dX_{cor}}{d\varphi} \right|_{\varphi=\varphi_0} \quad (4.11)$$

abgelegt.

Diese Tabellen werden wie folgt erzeugt. An die mit der Eichmessung  $(X_D, \varphi_D)$ -

Werte, die zu gleichen relativen Impulsen gehören, werden Funktionen

$$X = X_F + \frac{Z_F}{\tan(\varphi)} \quad (4.12)$$

mit den freien Parametern  $X_F$  und  $Z_F$  angepaßt. Diese Funktionen bilden die in Abb. 4.11 gezeigten "Bananen". Für jede dieser Kurven wird ein  $X_{cor}$  bestimmt, welches definiert ist als

$$X_{cor} = X|_{\varphi=45^\circ}. \quad (4.13)$$

Zu jedem Gitterpunkt  $(X_0, \varphi_0)$  sucht man nun die vier nächstliegenden "Bananen" und interpoliert kubisch aus den dazugehörigen  $X_{cor}$ -Werten ein  $X_{cor}(X_0, \varphi_0)$ . Aus den 50 gemessenen  $(X_D, \varphi_D)$ -Werten erhält man so ein Gitter bei dem für jeden Mittelpunkt ein  $X_{cor}$ -Wert gespeichert ist. Dementsprechend erzeugt man eine Tabelle für die Steigung  $m$  der "Bananen". Da im folgenden noch innerhalb einer Gitterzelle linear interpoliert wird, ist es notwendig, das äquidistante Gitter für die  $X_{cor}$ - bzw.  $m$ -Werte entsprechend fein zu wählen ( $\Delta X = 4 \text{ mm}$ ,  $\Delta\varphi = 0.8^\circ$ ). Die eigentliche Berechnung des relativen Elektronenimpulses geschieht nun folgendermaßen. Ein durch das Detektorsystem fliegendes Elektron erzeugt die Detektordaten  $(X, \varphi)$ . Im ersten Schritt wird überprüft, ob die Daten innerhalb der Tabellengrenzen liegen

$$(X, \varphi) \in [X_A, X_E] \times [\varphi_A, \varphi_E] \quad (4.14)$$

mit  $X_A = -50 \text{ mm}$ ,  $X_E = 750 \text{ mm}$ ,  $\varphi_A = 25^\circ$ ,  $\varphi_E = 65^\circ$ .

Liegen die gemessenen Werte nicht innerhalb der Tabelle, so werden sie als Untergrundereignisse verworfen. Im zweiten Schritt wird die Gitterzelle gesucht, in der der Meßpunkt liegt:

$$i = \left\lfloor \frac{X - X_a}{\Delta X} \right\rfloor + 1 \quad (4.15)$$

$$j = \left\lfloor \frac{\varphi_e - \varphi}{\Delta\varphi} \right\rfloor + 1 \quad (4.16)$$

wobei die Funktion  $[WERT]$  den ganzzahligen Anteil von WERT angibt. Innerhalb der Gitterzelle  $(i, j)$  werden nun  $X_{cor}$ - bzw.  $m$ -Werte zwischen den beiden benachbarten Gitterzellen  $(i \pm 1, j)$  linear interpoliert, um für das registrierte  $(X, \varphi)$ -Ereignis ein  $X_{cor}$ -Wert zu erhalten. Aus den bekannten relativen Impulsen und den berechneten  $X_{cor}$ -Werten für die in der Eichmessung gemessenen "Bananen" wird weiterhin ein funktionaler Zusammenhang zwischen  $X_{cor}$  und  $\Delta p/p_0$  mittels Interpolation erzeugt. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} \Delta p/p_0 = & 10.342 - 3.298 \cdot 10^{-2} \cdot X_{cor} + 2.25 \cdot 10^{-6} \cdot X_{cor}^2 - \\ & 7.32 \cdot 10^{-10} \cdot X_{cor}^3 + 5.68 \cdot 10^{-12} \cdot X_{cor}^4 \end{aligned} \quad (4.17)$$

Man muß also nun nur noch den oben erhaltenen  $X_{cor}$ -Wert in Gleichung (4.17) einsetzen und erhält somit den relativen Impuls des gemessenen Elektrons.

#### 4.4.3 Untersuchung der Abhängigkeit der Impulsablage vom Spektrometerstellwinkel

Wie schon im Abschn. 4.2 erläutert, sollen mit dem  $180^\circ$ -System auch inelastisch gestreute Elektronen nachgewiesen werden, wobei der Spektrometerstellwinkel  $\eta$  variiert werden muß :

$$\eta \in [25^\circ, 47.5^\circ] \quad (4.18)$$

Der im Abschn. 4.4.2 beschriebene Algorithmus beruht aber nur auf einem einzigen Datensatz, der aus der Eichmessung für einen festen Stellwinkel stammt, in diesem Fall  $\eta = 25^\circ$ . Es ist aber auch möglich den Algorithmus für die Stellwinkel  $\eta = 36.25^\circ$  und  $\eta = 47.5^\circ$  zu erhalten. Die Problematik, die sich damit ergibt ist folgende : für Messungen mit einem Spektrometerstellwinkel von  $\eta = 25^\circ$ ,  $\eta = 36.25^\circ$  oder  $\eta = 47.5^\circ$  können Impulsrekonstruktionsprogramme geschrieben werden, die auf exakten Meßdaten beruhen. Bei Messungen mit einem Spektrometerstellwinkel von z.B.  $\eta = 30^\circ$  wäre aber wiederum eine Interpolation, diesmal zwischen den Ergebnissen mindestens zweier Auswertalgorithmen, nötig. Dies würde zu einem erheblichen Mehraufwand an Rechenleistung führen, so daß selbst bei den niedrigen Zählraten einer  $180^\circ$ -Messung eine online-Analyse, d.h. eine Rückrechnung des Impulses während der laufenden Messung, nicht möglich wäre. Wichtig ist es also, den Fehler abzuschätzen, den man macht, wenn man Messungen bei verschiedenen Spektrometerstellwinkeln z.B. nur mit dem  $25^\circ$ - Impulsrekonstruktionsalgorithmus auswertet. Dazu wurde aus den Daten der Eichmessung ( $X_D, \varphi_D, \Delta p/p_0$ ) für  $\eta = 36.25^\circ$  und  $\eta = 47.5^\circ$  mit dem Algorithmus für  $\eta = 25^\circ$  die relativen Impulse  $(\Delta p/p_0)_{25^\circ}$  berechnet und mit den vorgegebenen Impulsen  $(\Delta p/p_0)$  verglichen : die maximalen Abweichungen betragen hierbei  $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ . Da zum Zeitpunkt der Eichmessung der Elektronenstrahl eine Energieunschärfe von etwa  $8 \cdot 10^{-4}$  aufwies und die bei einer  $180^\circ$ -Messung notwendigen dicken Targets zu einer weiteren Energieunschärfe führen, ist der Fehler im Auflösungsvermögen mit

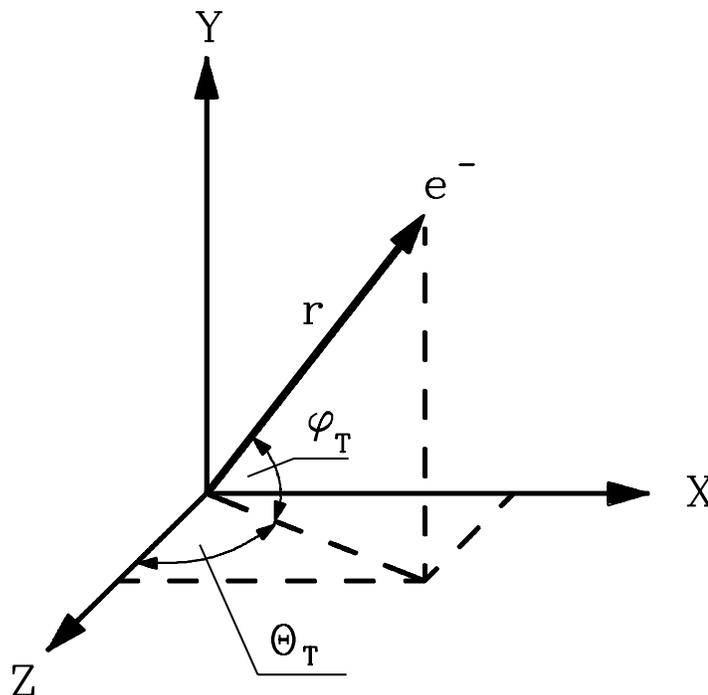
$$\Delta E = \pm 5 \cdot 10^{-4} \quad (4.19)$$

für Abweichungen des Stellwinkels von  $25^\circ$  akzeptabel. Es wird folglich auf einen Algorithmus verzichtet, der den Impuls in Abhängigkeit vom Spektrometerstellwinkel berechnet.

## 4.5 Rekonstruktion des Streuwinkels

Für die Auswertung von kernphysikalischen Messungen sind folgende zwei Punkte von Interesse. Erstens möchte man wissen, ob man tatsächlich Ereignisse in einem

Streuwinkelintervall um  $\theta = 180^\circ$  aufnimmt. Dazu mißt man die Winkelverteilung gestreuter Elektronen aus longitudinaler Wechselwirkung, da hier bei  $180^\circ$  ein deutliches Minimum zu beobachten ist. Zweitens ist die Kenntnis und die Eingrenzung des Raumwinkels per Software wichtig [18]. Diese beiden Bedingungen sind aber nur dann realisierbar, wenn man den Streuwinkel jedes einzelnen Elektrons rekonstruieren kann. Bei allen bisherigen  $180^\circ$ -Systemen war das allerdings nicht möglich. Stattdessen wurde dort eine winkeldefinierende Blende zwischen Separationsmagnet und Spektrometer eingebaut, die es erlaubte den Streuwinkel einzuschränken. Damit konnte in einem aufwendigen Verfahren mit einer Meßreihe das Minimum in der Winkelverteilung der elastisch gestreuten Elektronen bestimmt werden. Der Raumwinkel war in diesen Fällen durch die Größe der Blende gegeben. Der im folgenden beschriebene Algorithmus läßt demgegenüber aber eine Berechnung der horizontalen Komponente ( $\theta_T$ ) bzw. der vertikalen Komponente ( $\varphi_T$ ) des Streuwinkels (Abb. 4.14) zu und erlaubt somit die Beeinflussung des Raumwinkels. Hierbei kennzeichnet  $\theta_T$  die Abweichung des horizontalen Streuwinkels von  $180^\circ$ .



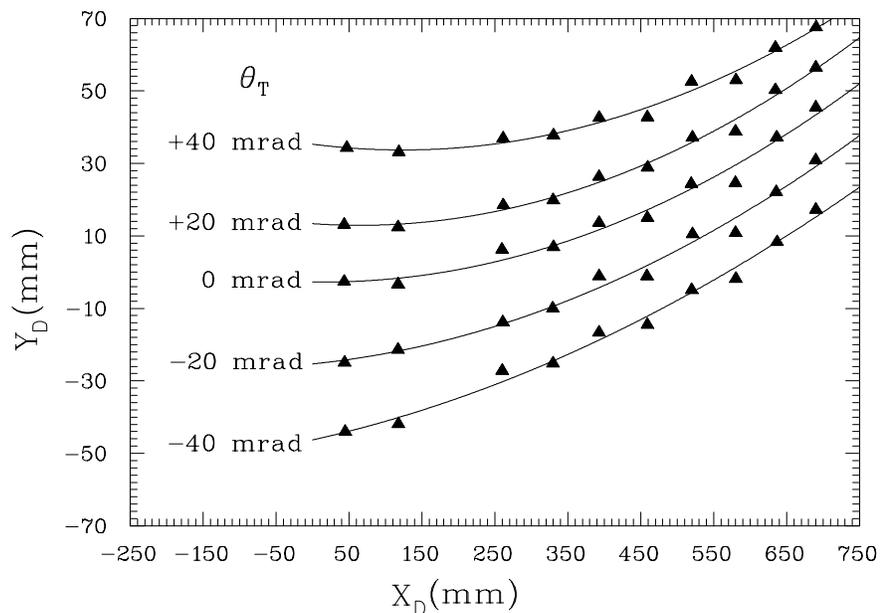
**Abb. 4.14:** Definition der horizontalen Komponente  $\theta_T$  und der vertikalen Komponente  $\varphi_T$  des Streuwinkels. Die Z-Achse kennzeichnet dabei die Richtung für  $180^\circ$ -gestreute Elektronen ohne zusätzlichen vertikalen Streuwinkelanteil.

### 4.5.1 Horizontaler Streuwinkel

#### Korrelation zwischen horizontalem Streuwinkel und Detektordaten:

Um die horizontale Komponente des Streuwinkels berechnen zu können, ist es notwendig, sich zu überlegen, welche Detektorkoordinaten von einer Variation dieser Komponente abhängen. Abb. 4.15 zeigt, daß für konstante Impulse der horizontale Streuwinkel am Target  $\theta_T$  mit der Y-Koordinate des Detektors stark korreliert ist.  $\theta_T$  wird im allgemeinen also eine Funktion von  $Y_D$  und dem relativen Impuls sein:

$$\theta_T = \theta_T(Y_D, \Delta p/p_0) \quad (4.20)$$



**Abb. 4.15:** Aus der Eichmessung erhaltene Durchstoßpunkte für verschiedene horizontale Streuwinkel. Die durchgezogenen Linien stellen Anpassungen an die Meßdaten da und dienen hier nur der besseren Orientierung. Man erkennt, daß der horizontale Streuwinkel  $\theta_T$  stark von der Y-Koordinate abhängig ist.

Zur Bestimmung von  $\theta_T$  ist somit eine genaue Kenntnis von  $\Delta p/p_0$  notwendig, d.h. das Programm zur Impulsrückrechnung muß zeitlich vor dem Programm zur Streuwinkelrekonstruktion ausgeführt werden. Ein erschwerender Punkt in der Rückrechnung von  $\theta_T$  ergibt sich aus der Tatsache, daß die Y-Koordinate des Durchstoßpunktes eines Elektrons stark vom Spektrometerstellwinkel  $\eta$  abhängt. Außerdem zeigt sich eine schwache Korrelation von  $\theta_T$  mit der X-Koordinate.

Somit ist  $\theta_T$  eine Funktion von  $\Delta p/p_0$  und  $Y_D(\eta)$  :

$$\theta_T = \theta_T(Y_D(\eta), \Delta p/p_0). \quad (4.21)$$

### Rückrechnung des horizontalen Streuwinkels bei festem Spektrometerstellwinkel:

Im folgenden wird erläutert, wie man die Funktion  $\theta_T(Y_D, \Delta p/p_0)$  bei festgehaltenem Spektrometerstellwinkel  $\eta$  gewinnt. Die Konsequenzen, die sich aus der Variation von  $\eta$  ergeben, werden dann im folgenden Abschnitt behandelt.

Bei den Eichmessungen wurden pro Spektrometerstellwinkel  $\eta$  zu zehn verschiedenen Impulsen je fünf verschiedene horizontale Streuwinkel  $\theta_T$  vermessen, so daß 50  $(\theta_T, Y_D, \Delta p/p_0)$ -Werte zur Verfügung stehen, aus denen ähnlich wie bei der Impulsrekonstruktion eine Funktion

$$\theta_T = \theta_T(Y_D, \Delta p/p_0) \quad (4.22)$$

gewonnen werden muß, die für beliebige relative Impulse  $\Delta p/p_0$  und  $Y$ -Durchstoßpunkte einen horizontalen Streuwinkel liefert. Prinzipiell könnte man zur Rekonstruktion wieder ein äquidistantes Gitter zu Grunde legen und in diesem linear interpolieren. In diesem Fall reicht jedoch eine einfachere und schnellere Methode zur Rekonstruktion von  $\theta_T$  aus, da hier die Genauigkeit der Eichmessung die Auflösung von  $\theta_T$  begrenzt und nicht die verwendete Methode zur Rekonstruktion von  $\theta_T$ . Aus diesem Grunde geschieht die Streuwinkelrückrechnung durch einen "globalen Fit". Nur so ist eine online-Analyse möglich ! Unter einem "globalen Fit" versteht man eine Entwicklung von  $\theta_T$  nach Potenzen von  $Y_D$  und  $\Delta p/p_0$  durch ein einfaches Polynom :

$$\begin{aligned} \theta_T = & a_0 + a_1 \cdot Y_D + a_2 \cdot \Delta p/p_0 + a_3 \cdot Y_D^2 + a_4 \cdot Y_D \cdot \Delta p/p_0 \\ & + a_5 \cdot (\Delta p/p_0)^2 + a_6 \cdot Y_D^3 + a_7 \cdot Y_D^2 \cdot \Delta p/p_0 + \dots \end{aligned} \quad (4.23)$$

Dies entspricht genau einer zweidimensionalen Taylorreihe um den Punkt  $(0, a_0)$ . Zum Anfitten der Funktion  $\theta_T = \theta_T(Y_D, \Delta p/p_0)$  an die 50 gemessenen Werte ist es notwendig, die Reihenentwicklung geschickt abzuberechnen. Es muß also entschieden werden, ob man einen Fit 2., 3., 4. oder 5.Ordnung (in  $Y_D$  bzw.  $\Delta p/p_0$ ) benutzt. Höhere Ordnungen sind nicht sinnvoll, da die Anzahl der Fitparameter dann die Anzahl der Meßwerte übersteigt. Um diese Frage zu entscheiden, wurden Funktionen  $\theta_T^N(Y_D, \Delta p/p_0)$  der Ordnung  $N$  an die 50 Meßwerte angefitet. Dann wurden die 50 Meßwerte in die Funktionen  $\theta_T^N(Y_D, \Delta p/p_0)$  eingesetzt und somit 50  $\theta_T^N$ -Werte berechnet. Durch Subtraktion der  $\theta_T^N$ -Werte von den vorgegebenen  $\theta_T$ -Werten lassen sich Abweichungen  $\Delta\theta$  berechnen, die angeben, wie gut die

gefittete Funktion die dem Fit zu Grunde liegenden Daten reproduzieren kann. Tabelle 4.1 gibt die maximalen Abweichungen  $\Delta\theta_{max}$  und die mittleren Abweichungen  $\overline{\Delta\theta}$  von den Meßdaten an, sowie die Anzahl der Fitparameter.

Aufgrund der geringen mittleren Abweichung von  $\overline{\Delta\theta} = 4.35$  mrad und der noch akzeptablen Anzahl von 15 Fitparametern wird ein Fit 4. Ordnung verwendet, d.h. die endgültige Version der Funktion  $\theta_T(Y_D, \Delta p/p_0)$  besitzt folgende Form

$$\begin{aligned} \theta_T = & a_0 + a_1 \cdot Y_D + a_2 \cdot \Delta p/p_0 + \\ & a_3 \cdot Y_D^2 + a_4 \cdot Y_D \cdot \Delta p/p_0 + a_5 \cdot (\Delta p/p_0)^2 + \\ & a_6 \cdot Y_D^3 + a_7 \cdot Y_D^2 \cdot \Delta p/p_0 + a_8 \cdot Y_D \cdot (\Delta p/p_0)^2 + \\ & a_9 \cdot (\Delta p/p_0)^3 + a_{10} \cdot Y_D^4 + a_{11} \cdot Y_D^3 \cdot \Delta p/p_0 + \\ & a_{12} \cdot Y_D^2 \cdot (\Delta p/p_0)^2 + a_{13} \cdot Y_D \cdot (\Delta p/p_0)^3 + a_{14} \cdot (\Delta p/p_0)^4. \end{aligned} \quad (4.24)$$

**Tabelle 4.1:** Vergleich der maximalen ( $\Delta\theta_{max}$ ) und mittleren Abweichungen ( $\overline{\Delta\theta}$ ) der rückgerechneten vertikalen Streuwinkel  $\theta_T$  in Abhängigkeit der Ordnung  $N$  der gefitteten Funktion.

Ordnung $N$	$\Delta\theta_{max}$ [mrad]	$\overline{\Delta\theta}$ [mrad]	Fitparameter
2.	4.66	2.7	7
3.	5.03	2.5	11
4.	4.35	1.6	16
5.	4.24	1.5	22

### Untersuchung der Abhängigkeit des horizontalen Streuwinkels vom Stellwinkel des Spektrometers:

Ähnlich wie bei der Impulsrekonstruktion kann man nun untersuchen, ob eine Berücksichtigung des Spektrometerstellwinkels für die Berechnung des horizontalen Streuwinkels überhaupt notwendig ist. Dazu wurden die jeweils 50 Meßwerte aus der  $\eta = 36.25^\circ$ - und der  $\eta = 47.5^\circ$ -Messung in die oben beschriebene  $25^\circ$ -Fitfunktion  $\theta_T(Y_D, \Delta p/p_0)$  eingesetzt. Dabei entstanden maximale Abweichungen von

$$\Delta\theta_{max} = 13.4 \text{ mrad} \quad (\eta = 36.25^\circ) \quad (4.25)$$

und

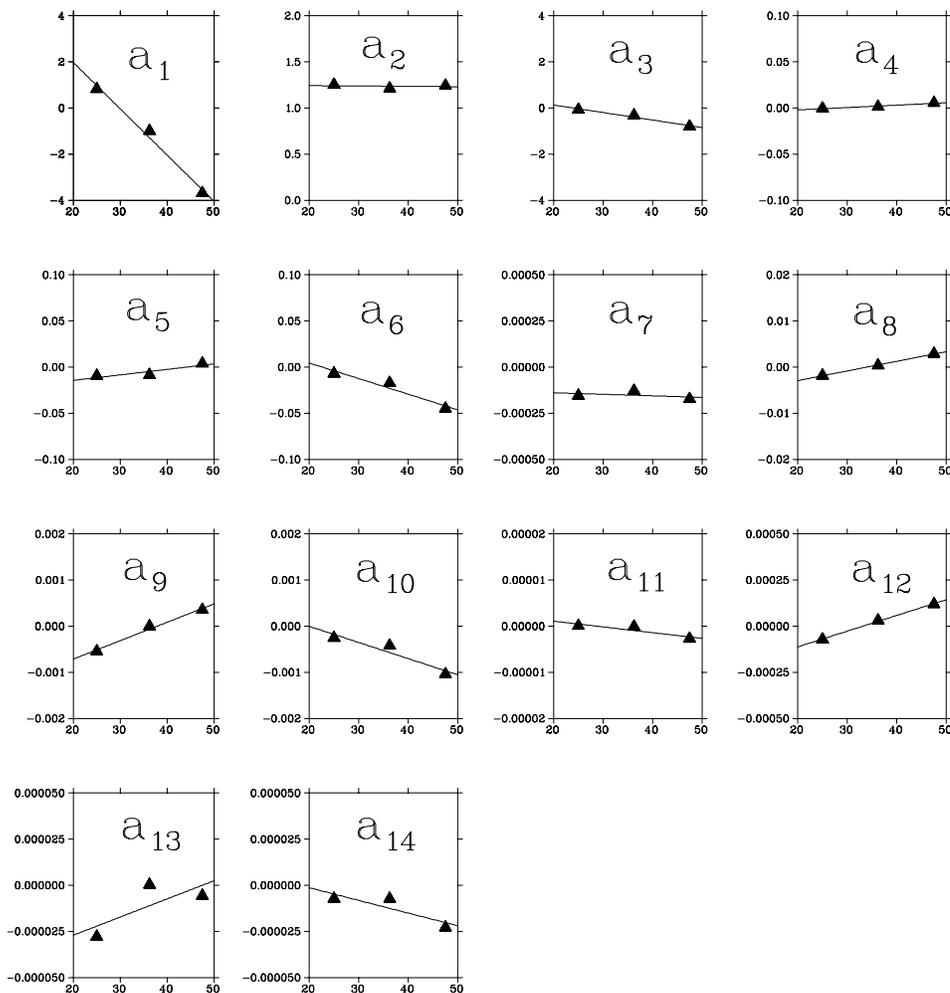
$$\Delta\theta_{max} = 29.5 \text{ mrad} \quad (\eta = 47.5^\circ), \quad (4.26)$$

d.h. die aus den  $25^\circ$ -Meßdaten entstandene Funktion für den horizontalen Streuwinkel  $\theta_T$  ist für größere Spektrometerstellwinkel  $\eta$  unbrauchbar. Folglich ist es notwendig, für jeden Spektrometerstellwinkel  $\eta$  eine Funktion  $\theta_T(Y_D, \Delta p/p_0)$  zu

generieren. Dafür sorgt ein zusätzliches Unterprogramm, das vor jeder Messung aufgerufen wird und die nach Eingabe des Spektrometerstellwinkels  $\eta$  einen Satz von 15 Fitparametern ( $a_0$  bis  $a_{14}$ ) für die Funktion  $\theta_T$  erzeugt. Dies geschieht folgendermaßen: es wird für alle drei Stellwinkel  $25^\circ$ ,  $36.25^\circ$  und  $47.5^\circ$  eine Funktion  $\theta_T^\eta(Y_D, \Delta p/p_0)$  berechnet, d.h. z.B. der Fitparameter  $a_1$  liegt nun für drei verschiedene Stellwinkel vor:  $a_1 = a_1(\eta)$ . Durch die Fitparameter wird nun eine Gerade der Form

$$a_i(\eta) = b1_i + b2_i \cdot \eta \quad (4.27)$$

gelegt, d.h. für jeden beliebigen Stellwinkel liegt jetzt jeder notwendige Fitparameter  $a_i(\eta)$  vor.



**Abb. 4.16:** Die Fitparameter  $a_1$  bis  $a_{14}$  können in guter Näherung als linear vom Spektrometerstellwinkel abhängig angesehen werden.

Testet man den so erhaltenen Algorithmus wiederum durch Einsetzen der gemessenen Werte, so erhält man akzeptable Abweichungen von

$$\Delta\theta_{max} = 4.35 \text{ mrad} \quad (\eta = 25^\circ) \quad (4.28)$$

$$\Delta\theta_{max} = 5.03 \text{ mrad} \quad (\eta = 36.25^\circ) \quad (4.29)$$

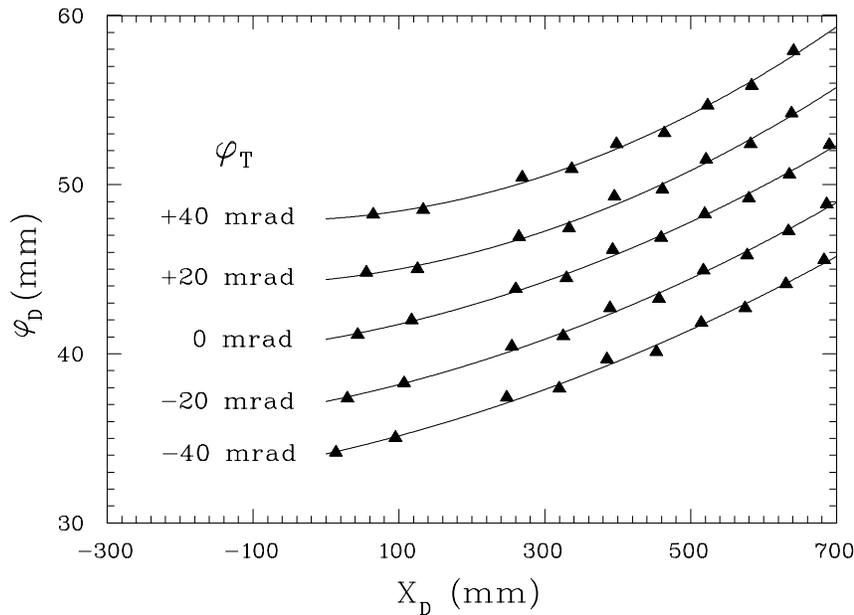
$$\Delta\theta_{max} = 5.24 \text{ mrad} \quad (\eta = 47.5^\circ) \quad (4.30)$$

Abb. 4.16 zeigt, daß eine lineare Anpassung  $a_i(\eta)$  wie in Gl. (4.27) zur Rekonstruktion von  $\theta_T$  ausreicht : Die mittleren quadratischen Abweichungen der  $a_i(\eta)$ -Werte ( $\eta = 25^\circ, 36.25^\circ, 47.5^\circ$ ) von der Regressionsgeraden sind gering.

#### 4.5.2 Vertikaler Streuwinkel

**Korrelation zwischen vertikalem Streuwinkel und Detektorkoordinaten:**

Abb. 4.17 läßt erkennen, daß eine Variation des vertikalen Streuwinkels  $\varphi_T$  zu einer großen Veränderung des Durchstoßwinkels  $\varphi_D$  und des Durchstoßortes  $X_D$  führt.



**Abb. 4.17:** Auftragung der aus der Eichmessung stammenden Durchstoßpunkte für verschiedene vertikale Streuwinkel  $\varphi_T$ . Die durchgezogenen Linien dienen der besseren Orientierung. Man erkennt, daß der vertikale Streuwinkel  $\varphi_T$  sowohl von  $\varphi_D$  als auch von  $X_D$  abhängig ist.

Wie für  $\theta_T$  ergibt sich somit :

$$\varphi_T = \varphi_T(\varphi_D, \Delta p/p_0) \quad (4.31)$$

Das Programm zur Impulsrückrechnung muß zeitlich wieder vorgeschaltet werden.

### Rückrechnung des vertikalen Streuwinkels bei festem Spektrometerstellwinkel:

Um  $\varphi_T$  explizit zu erhalten, fittet man wieder eine Funktion der Form

$$\begin{aligned} \varphi_T = & a_0 + a_1 \cdot \varphi_D + a_2 \cdot \Delta p/p_0 + a_3 \cdot \varphi_D^2 \\ & + a_4 \cdot \varphi_D \cdot \Delta p/p_0 + a_5 \cdot (\Delta p/p_0)^2 + a_6 \cdot \varphi_D^3 + \dots \end{aligned} \quad (4.32)$$

an die für den Stellwinkel  $\eta = 25^\circ$  gemessenen  $(\varphi_T, \varphi_D, \Delta p/p_0)$ -Daten an. Dabei ist erneut zu entscheiden, bis zu welcher Ordnung in  $\varphi_D$  bzw.  $\Delta p/p_0$  die Funktion gewählt werden muß. Dazu wurden die dem Fit zu Grunde liegenden  $(\varphi_T, \varphi_D, \Delta p/p_0)$ -Daten in die gefittete Funktion  $\varphi_T^N$  der Ordnung  $N$  (in  $\varphi_D$  bzw.  $\Delta p/p_0$ ) eingesetzt und dann die dabei entstandenen Abweichungen von der  $\varphi_T$ -Vorgabe berechnet. Tabelle 4.2 gibt die maximalen Abweichungen  $\Delta\varphi_{max}$  und die mittleren Abweichungen  $\overline{\Delta\varphi}$  an.

**Tabelle 4.2:** Vergleich der maximalen ( $\Delta\varphi_{max}$ ) und mittleren Abweichungen ( $\overline{\Delta\varphi}$ ) der rückgerechneten vertikalen Streuwinkel  $\varphi_T$  in Abhängigkeit der Ordnung  $N$  der gefitteten Funktion.

Ordnung $N$	$\Delta\varphi_{max}$ [mrad]	$\overline{\Delta\varphi}$ [mrad]	Fitparameter
2.	4.35	2.1	7
3.	3.17	1.7	11
4.	2.73	1.2	16
5.	2.58	1.1	22

Wiederum stellt die Funktion 4. Ordnung den geeigneten Kompromiß aus Auflösungsvermögen und Anzahl der Fitparameter da.

### Untersuchung der Abhängigkeit des vertikalen Streuwinkels vom Spektrometerstellwinkel :

Setzt man die aus der Eichmessung gewonnenen Daten für  $\eta = 36.25^\circ$  und  $\eta = 47.5^\circ$  in die Funktion  $\varphi_T(\varphi_D, \Delta p/p_0)$  ein, so ergeben sich Abweichungen von maximal  $\Delta\varphi_{max} = 6.7$  mrad für  $\eta = 36.25^\circ$  und  $\Delta\varphi_{max} = 8.9$  mrad für  $\eta = 47.5^\circ$  bzw. mittlere Abweichungen von  $\Delta\varphi = 2.7$  mrad für  $\eta = 36.25^\circ$  und

$\Delta\varphi = 4.2$  mrad für  $\eta = 47.5^\circ$ . Um für einen beliebigen Spektrometerstellwinkel  $\eta$  eine optimale Rückrechnung des vertikalen Streuwinkels zu erhalten, wäre es wieder wünschenswert, zwischen den Fitparametern der bekannten Stellwinkel linear zu fitten, um eine Funktion  $\varphi_T^\eta(\varphi_D, \Delta p/p_0)$  zu erhalten. Beachtet man aber, daß die dem Fit zu Grunde liegenden Daten schon für die Impulsrekonstruktion gebraucht wurden, so trifft hier die gleiche Argumentation zu: da die Koeffizienten  $a_i$  für  $\eta = 25^\circ$ ,  $\eta = 36.25^\circ$  und  $\eta = 47.5^\circ$  nur sehr wenig voneinander abweichen und diese Differenzen allein auf Meßfehlern beruhen können, ist eine Interpolation zwischen den verschiedenen Stellwinkeln nicht notwendig.

## 4.6 Test der Algorithmen für Elektronenimpuls- und Streuwinkelbestimmung

Da von den Algorithmen zur Impuls- und Streuwinkelrekonstruktion die physikalischen Aussagen über kernphysikalische Experimente mit dem  $180^\circ$ -System entscheidend abhängen, ist es von entscheidender Wichtigkeit, diese vor dem ersten Einsatz des  $180^\circ$ -Systems ausführlich zu testen. So könnten wenige falsche Werte in der 10000 Einträge umfassenden  $X_{cor}$ -Tabelle zur Impulsrekonstruktion zu einem falschen Ergebnis führen, das heißt z.B. zu einer Verschiebung der Anregungsenergie oder einer Verbreiterung der Linien. Hierbei ergibt sich das Problem, daß keine echten Daten aus einer  $180^\circ$ -Messung zur Verfügung stehen. Daher liefert das folgende Testverfahren nur eine Abschätzung über die tatsächliche Genauigkeit. Man kann aber sehen ob der Algorithmus überhaupt funktioniert. Konkrete Aussagen lassen nur die Messungen an  $^{12}C$  und  $^{28}Si$  zu, die in Kap. 5 beschrieben werden.

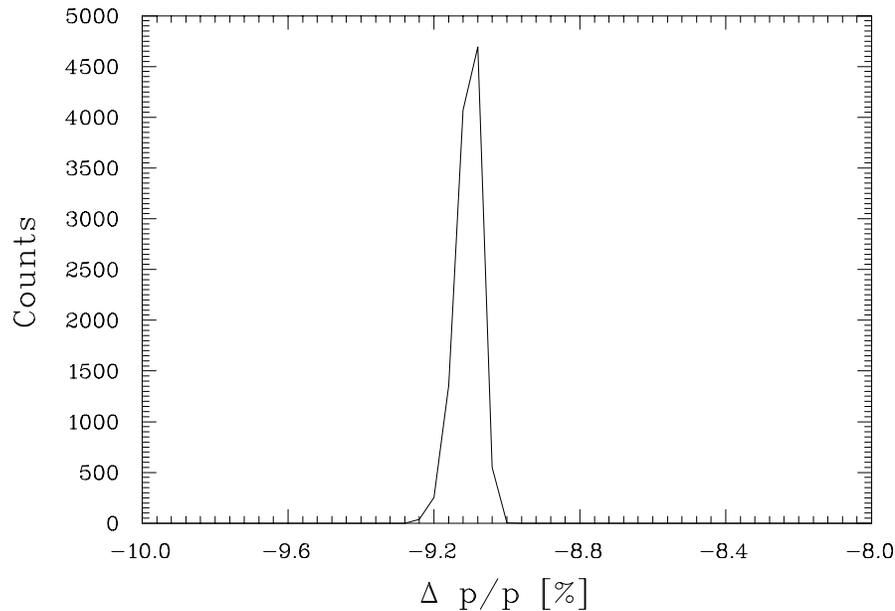
### 4.6.1 Wahl geeigneter Testdaten

Die Programme zur Impuls- und Streuwinkelrekonstruktion berechnen, wie in den Abschn. 4.4 und 4.5 beschrieben, aus den Detektordaten  $X_D, Y_D$  und  $\varphi_D$  die relative Impulsablage und die Streuwinkel. Um einen aussagekräftigen Test zu machen, benötigt man folglich einen Satz  $(X_D, Y_D, \varphi_D)$ -Rohdaten. Würde man dazu ein Rohdatenfile einer kernphysikalischen Messung bei "normalem" QCLAM-Betrieb wählen, so wäre eine Aussage über die Impuls- bzw. Streuwinkelauflösung nicht möglich, da sich die  $180^\circ$ -Optik zu sehr von der reinen QCLAM-Optik unterscheidet (vgl. Abschn. 3.1). Einzig und allein die Datenfiles der Eichmessung sind der veränderten Optik des  $180^\circ$ -Systems angepaßt.

### 4.6.2 Testergebnisse der Impulsrekonstruktion

Für den Test des Programmes zur Impulsrekonstruktion wurden alle 50 dem Algorithmus zu Grunde liegenden Rohdatenfiles der Eichmessung benutzt. Aus diesen Daten berechnet das Programm, wie im Abschn. 4.4 beschrieben, relative Impulse,

die bei dieser Testversion in einem Datenfile abgespeichert wurden. Ein weiteres Programm teilt jedes Ereignis in Impulsintervalle ein, um eine in der Kernphysik übliche Auftragung von Zählrate über relativem Impuls zu ermöglichen. Abb. 4.18 zeigt das Ergebnis eines solchen Testlaufes: Man erkennt eine elastische Linie, da bei der Eichmessung nur elastisch gestreute Elektronen gemessen wurden.



**Abb. 4.18:** Trägt man die Zählrate der Daten aus einer Eichmessung über dem rückgerechneten Impuls auf, so ergibt sich eine einzige Linie, deren Breite von der Impulsunschärfe des bei der Eichmessung verwendeten Elektronenstrahls abhängt.

In Tabelle 4.3 stehen die Ergebnisse der Testdurchläufe, wobei die maximalen Abweichungen der berechneten von den vorgegebenen Impulsen angegeben sind. Durch ein Versehen bei der Impulsvorgabe wurde nicht in 2%-Schritten vermessen, sondern in unregelmäßigen Abständen, wie man in der Tabelle sieht.

Aufgrund der geringen Abweichungen des rekonstruierten Impulses vom vorgegebenen von etwa  $\pm 4 \cdot 10^{-4}$  kann man zusammenfassend sagen, daß die Fehler bei der Rekonstruktion des Impulses vernachlässigbar und die Auflösung somit nicht durch die Software beschränkt ist. Sollten bei einer 180°-Messung trotzdem grobe Abweichungen von bekannten Literaturdaten auftreten, so kann die Ursache dafür nur in einer fehlerhaften Eichmessung liegen.

**Tabelle 4.3:** Abweichungen der rückgerechneten von den gemessenen Impulsen. Die so abgeschätzte Auflösung zeigt die Funktionsfähigkeit des Rekonstruktionsprogrammes.

$\Delta p/p_0$ [%]	Abweichung
-9.11	$-2.40 \cdot 10^{-4}$
-7.44	$4.22 \cdot 10^{-4}$
-5.72	$-4.47 \cdot 10^{-4}$
-3.88	$-2.53 \cdot 10^{-4}$
-2.02	$-3.16 \cdot 10^{-4}$
0.00	$-3.36 \cdot 10^{-4}$
1.98	$3.56 \cdot 10^{-4}$
4.10	$-3.75 \cdot 10^{-4}$
8.60	$-4.15 \cdot 10^{-4}$
10.90	$-1.24 \cdot 10^{-3}$

### 4.6.3 Testergebnisse der Streuwinkelrekonstruktion

Der Test der Programme zur Streuwinkelrekonstruktion verläuft prinzipiell genauso wie der Test zur Impulsrekonstruktion. Auch hier wird durch Einsetzen der dem Fit zu Grunde liegenden Daten (vgl. Abschn. 4.5.1 und 4.5.2) in die Fitfunktionen  $\theta_T(Y_D, \Delta p/p_0)$  und  $\varphi_T(\varphi_D, \Delta p/p_0)$  das Auflösungsvermögen abgeschätzt.

Tabelle 4.4 gibt die maximalen Abweichungen an, die bei der Rückrechnung des horizontalen Streuwinkels auftreten, Tabelle 4.5 entsprechend die des vertikalen Streuwinkels. Die geringen Abweichungen erlauben auch hier die Aussage, daß die Streuwinkelberechnung bzw. -auflösung nicht durch das Programm an sich sondern nur durch die dem Programm zu Grunde liegenden Daten, sprich der Qualität der Eichmessung, beschränkt ist.

**Tabelle 4.4:** Abweichungen der rückgerechneten von den gemessenen horizontalen Streuwinkeln.

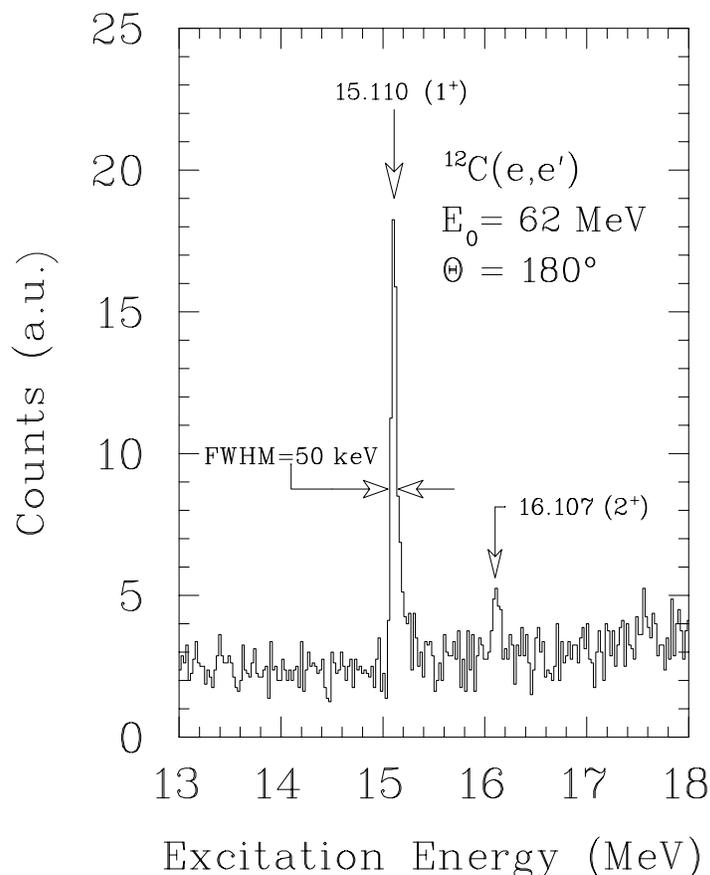
$\theta_T$ [mrad]	$\Delta\theta_T$ [mrad]
42.21	-4.21
20.24	-3.43
-0.42	3.42
-20.23	1.42
-41.16	3.38

**Tabelle 4.5:** Abweichungen der rückgerechneten von den gemessenen vertikalen Streuwinkeln.

$\varphi_T$ [mrad]	$\Delta\varphi_T$ [mrad]
40.42	-3.33
19.88	4.58
0.67	5.42
-19.88	6.20
-40.42	-3.75

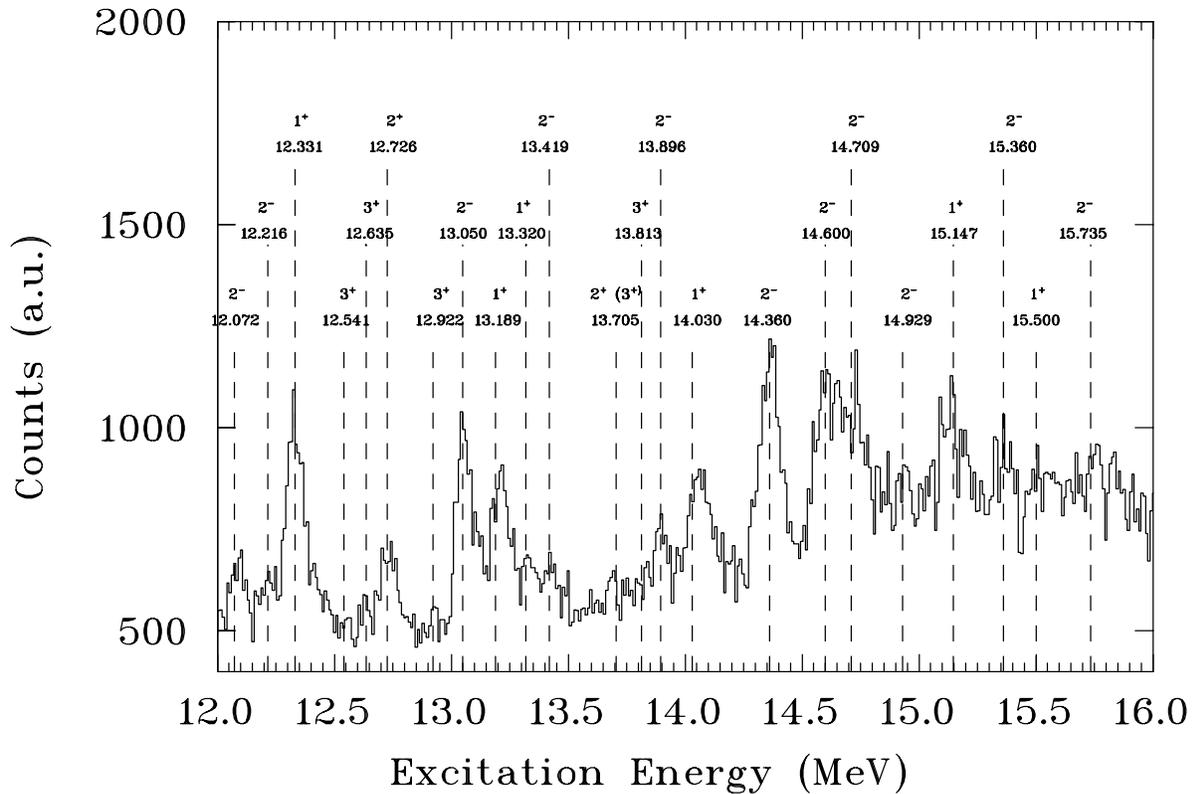
## 5 Inbetriebnahme des Systems

Am 15.3.1994 wurde das  $180^\circ$ -Elektronenspektrometer am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC in Betrieb genommen. Dabei zeigte sich, daß aufgrund des sehr sorgfältigen Aufbaus der Strahlführungselemente der Elektronenstrahl problemlos durch die Schikane geführt werden konnte. Die erste Messung inelastisch gestreuter Elektronen wurde an einem  $^{12}\text{C}$ -Target mit einer Flächenbelegung von  $10\text{ mg/cm}^2$  vorgenommen. Nach etwa 20 Minuten Strahlzeit bei einem Strahlstrom von ca.  $2\mu\text{A}$  konnten eindeutig zwei Resonanzen identifiziert werden: herausragend dabei die magnetische Dipolanregung bei  $E_x(\text{M1}) = 15.11\text{ MeV}$  und dazu noch eine elektrische Dipolanregung bei  $E_x(\text{E1}) = 16.1\text{ MeV}$  (Abb. 5.1). Die Breite der Linie bei  $E_x = 15.11\text{ MeV}$  beträgt  $50\text{ keV}$ , was einem Auflösungsvermögen von  $\Delta p/p = 8 \cdot 10^{-4}$  entspricht.



**Abb. 5.1:** Das erste  $180^\circ$ -Spektrum, das durch inelastische Elektronenstreuung an  $^{12}\text{C}$  gewonnen wurde, zeigt neben einer dominanten magnetischen ( $J^\pi = 1^+$ ) auch eine elektrische Dipolanregung ( $J^\pi = 1^-$ ).

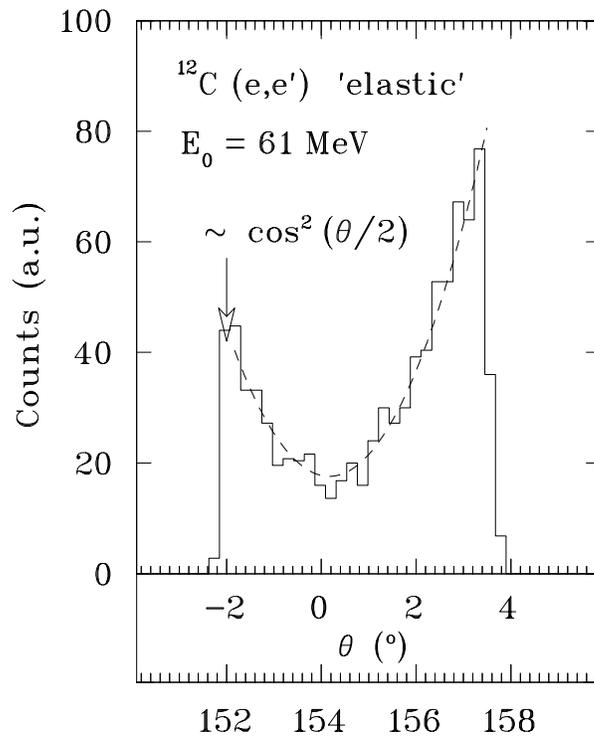
Auffällig ist insbesondere der geringe Untergrund, der durch Mehrfachstreuungen bzw. durch Rückstreuung im Faraday Cup entsteht. Hier zeigt sich die positive Wirkung des Post-Target-Systems [18]. Neben Kohlenstoff wurde auch Silicium im Anregungsenergiebereich bis 18 MeV vermessen (Abb. 5.2).



**Abb. 5.2:** Dieses an Silicium gewonnene Spektrum zeigt eine Fülle von magnetischen Kernanregungen. Angegeben ist jeweils der Spin und die Parität, sowie die Anregungsenergie der einzelnen Linien.

Hier zeigt sich neben einer elektrischen Quadrupolanregung ( $E2 : J^\pi = 2^+$ ) eine Fülle von magnetischen Dipol-, Quadrupol- und Oktupolanregungen ( $M1 : J^\pi = 1^+$ ,  $M2 : J^\pi = 2^-$ ,  $M3 : J^\pi = 3^+$ ). Neben dem sehr guten Peak-zu-Untergrundverhältnis wird hier besonders die hohe Auflösung deutlich. Damit ist gezeigt, daß das Programm zur Impulsrückrechnung exzellent funktioniert. Die Funktionsfähigkeit des Programms zur Bestimmung des Streuwinkels zeigen die Abb. 5.3 und 5.4.

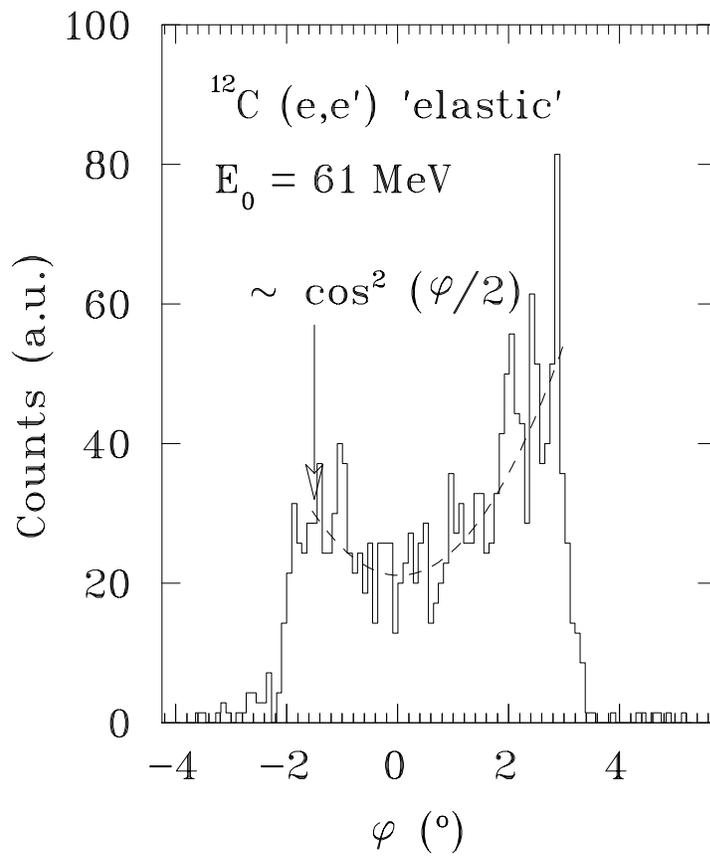
Hier wurde zum erstenmal innerhalb einer Messung gezeigt, daß die Zählrate und somit auch der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Elektronenstreuung bei einem Streuwinkel von  $\theta = 180^\circ$  minimal wird. Abb. 5.3 zeigt die Zählrate in Abhängigkeit vom horizontalen Streuwinkel, wobei nur elastisch gestreute Elektronen gezählt wurden. Das Minimum definiert den Streuwinkel von



**Abb. 5.3:** Die Zählrate besitzt bei einem horizontalen Streuwinkel von  $180^\circ$  ein Minimum. Die erwartete theoretische quadratische Abhängigkeit wird sehr gut wiedergegeben.

$180^\circ$ . Man erkennt, daß die theoretische gegebene Proportionalität zu  $\cos^2(\theta/2)$  sehr gut wiedergegeben wird. Betrachtet man den vertikalen Streuwinkel (Abb. 5.4), so ergibt sich auch hier ein Minimum in der Zählrate und wiederum wird die quadratische Abhängigkeit sehr gut reproduziert.

Mit diesen Beispielen ist die Funktionsfähigkeit des  $180^\circ$ -Elektronenspektrometers und insbesondere die Fehlerfreiheit der Rekonstruktionsalgorithmen deutlich gezeigt.



**Abb. 5.4:** Bei festem horizontalen Streuwinkel besitzt auch der vertikale Streuwinkel ein Minimum bei  $\varphi = 0^\circ$ . Auch hier erkennt man die gute Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage (gestrichelte Linie).

## 6 Schlußbemerkung

Mit dem  $180^\circ$ -Elektronenspektrometer ist am vielseitigen, supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC ein weiterer interessanter Experimentierplatz erfolgreich in Betrieb genommen worden.

Die Fähigkeit, bei geringem Untergrund mit hoher Impulsauflösung (etwa  $8 \cdot 10^{-4}$ ) und großem Öffnungswinkel zu messen, und insbesondere die Möglichkeit, online den Streuwinkel der Elektronen zu rekonstruieren, heben dieses  $180^\circ$ -Elektronenspektrometer deutlich von seinen Vorgängern (Naval Research, MIT etc. [21, 22, 23, 24] ) ab.

In der ersten Strahlzeit im Frühjahr 1994 konnten bereits sehr viele Erfahrungen mit dem  $180^\circ$ -Elektronenspektrometer gemacht werden. Dazu zählen z.B. die Unterdrückung des Untergrundes mit Hilfe des Post-Target-Systems, Messungen in verschiedenen Anregungsenergiebereichen und die Untersuchung des Auflösungsvermögens in Abhängigkeit von der Targetdicke.

In Kap. 4 und Kap. 5 wurde gezeigt, daß die Impulsauflösung des  $180^\circ$ -Spektrometers nicht von dem Rekonstruktionsalgorithmus, sondern nur von der Energieunschärfe des bei der Eichmessung vorhandenen Elektronenstrahls abhängt. Da nach dem Einbau neuer Beschleunigungsstrukturen [25] und Verbesserungen an der Strahlführung [5] im Sommer dieses Jahres höhere Elektronenenergien zu erwarten sind, wäre es möglich, durch eine neue Eichmessung die Impulsauflösung noch zu verbessern. Dazu wäre es allerdings nötig, die absolute Energieunschärfe beizubehalten, die während der Eichmessung etwa 61 keV bei einer Elektronenenergie von 81 MeV betrug. Um eine Impulsauflösung von  $5 \cdot 10^{-4}$  zu erreichen, wäre dazu bei gleicher absoluter Energieunschärfe eine Elektronenenergie von etwa 120 MeV notwendig.

Die Streuwinkelauflösung hängt nicht von der relativen Energieunschärfe des Elektronenstrahls, sondern nur vom spezifischen Aufbau der Eichmessung ab, insbesondere von der Größe der Lochblendenlöcher und der Dicke der einzelnen Streifen des verwendeten Targets. Eine neue Eichmessung mit dem gleichen Aufbau würde folglich keine Verbesserung der Streuwinkelauflösung bewirken.

Anzumerken ist weiterhin, daß bei einer neuen Eichmessung die Algorithmen und Fortranprogramme beibehalten werden können und nur die  $X_{cor}$ - bzw.  $m$ -Tabellen (vgl. Abschn. 4.4.2) neu angelegt werden müssen. Weiterhin wäre es notwendig den Zusammenhang zwischen  $X_{cor}$  und dem relativen Impuls  $\Delta p/p_0$  (siehe dazu auch Anhang A.3.1) neu zu bestimmen.

# A Anhang

## A.1 Organisation der Rohdaten

Die Meßergebnisse der Eichmessung wurden sowohl auf Bändern als auch Festplatte gespeichert. Zur besseren Organisation der riesigen Datenmengen (etwa 1 Mio. Werte pro Messung) wurden die Filenamens so gewählt, daß man an ihnen die gesamte Einstellung erkennen kann :

- Der erste Teil des Filenamens kennzeichnet den simulierten Spektrometerstellwinkel. Dabei steht 25 für  $25^\circ$ , 36 für  $36.25^\circ$  und 47 für den  $47.5^\circ$  Stellwinkel.
- Dem Stellwinkel folgt die Information, ob die Messung der Impulsrekonstruktion (Y) oder der Streuwinkelrekonstruktion (X) dient.
- Teil 3 gibt Auskunft über den Streifen auf den geschossen wurde, wodurch auch der Streuwinkel erkennbar ist : eine 2 kennzeichnet den Streuwinkel  $+40$  mrad dementsprechend steht 1 für  $+20$  mrad, 0 für  $0$  mrad, -1 für  $-20$  mrad und -2 für  $-40$  mrad.
- Der vierte Teil beschreibt die relative Impulsabweichung in Prozent.
- Aus technischen Gründen konnten keine Rohdatenfiles gespeichert werden, die sowohl die X-, als auch die Y-Komponente beinhalten.

## A.2 Fitparameter für die Streuwinkelrekonstruktion

Für die Rekonstruktion des horizontalen Streuwinkels  $\theta_T$  (vgl. Abschn. 4.5.1) ergeben sich für die Gleichung (4.24) folgende Fitparameter :

$$\begin{aligned}
a_0 &= 12.222 \\
a_1 &= 0.816 \\
a_2 &= 1.250 \\
a_3 &= -7.545\text{E-}02 \\
a_4 &= -4.838\text{E-}04 \\
a_5 &= -9.659\text{E-}03 \\
a_6 &= -7.071\text{E-}03 \\
a_7 &= -1.553\text{E-}04 \\
a_8 &= -1.849\text{E-}03 \\
a_9 &= -5.468\text{E-}04 \\
a_{10} &= -2.562\text{E-}04 \\
a_{11} &= 4.276\text{E-}08 \\
a_{12} &= -7.238\text{E-}05 \\
a_{13} &= -2.787\text{E-}05 \\
a_{14} &= -7.407\text{E-}06
\end{aligned}$$

Für die Rekonstruktion des vertikalen Streuwinkels  $\varphi_T$  (vgl. Abschn. 4.5.2) ergeben sich für die Gleichung (4.32) folgende Fitparameter :

Stellwinkel  $\eta = 25^\circ$  :

$$\begin{aligned}
a_1 &= -30.518 \\
a_2 &= -25.959 \\
a_3 &= 0.833 \\
a_4 &= 1.282 \\
a_5 &= 2.405 \\
a_6 &= 3.798\text{E-}03 \\
a_7 &= -2.188\text{E-}02 \\
a_8 &= -3.639\text{E-}02 \\
a_9 &= -5.659\text{E-}02 \\
a_{10} &= -5.816\text{E-}04 \\
a_{11} &= 1.363\text{E-}04 \\
a_{12} &= -1.341\text{E-}06 \\
a_{13} &= 3.955\text{E-}04 \\
a_{14} &= 4.398\text{E-}04
\end{aligned}$$

Stellwinkel  $\eta = 36.25^\circ$  :

$a_1$	=	11.677
$a_2$	=	-17.223
$a_3$	=	2.402E-02
$a_4$	=	0.728
$a_5$	=	-0.366
$a_6$	=	4.390E-03
$a_7$	=	-1.007E-02
$a_8$	=	-5.962E-03
$a_9$	=	3.913E-03
$a_{10}$	=	-1.703E-05
$a_{11}$	=	5.230E-05
$a_{12}$	=	-3.903E-05
$a_{13}$	=	7.413E-05
$a_{14}$	=	7.680E-07

Stellwinkel  $\eta = 47.5^\circ$  :

$a_1$	=	-35.689
$a_2$	=	-20.717
$a_3$	=	0.493
$a_4$	=	0.970
$a_5$	=	2.719
$a_6$	=	4.693E-03
$a_7$	=	-1.552E-02
$a_8$	=	-2.155E-02
$a_9$	=	-6.313E-02
$a_{10}$	=	-3.531E-04
$a_{11}$	=	9.212E-05
$a_{12}$	=	-7.238E-05
$a_{13}$	=	2.099E-04
$a_{14}$	=	4.860E-04

Auf eine Darstellung der jeweils 10000 Einträge umfassenden  $X_{cor}$ - und  $m$ -Tabellen wird hier aus Platzgründen verzichtet. Sie befinden sich auf der USERD4:[HOFMANN.ENDE] unter den Namen XCORKOR.FOR für die  $X_{cor}$ -Tabelle und ALPHAKOR.FOR für die  $m$ -Tabelle.

## A.3 Dokumentation der Fortranprogramme zur Impuls- und Streuwinkelrekonstruktion

### A.3.1 Fortranprogramm zur Rekonstruktion des relativen Impulses und der Streuwinkel

Das folgende Fortranprogramm wurde als Unterprogramm in das Datenanalyseprogramm GOOSY [15] eingebunden. Zur Berechnung der horizontalen Komponente des Streuwinkels muß wie in Abschn. 4.5.1 beschrieben ein Satz von Fitparametern  $a_i(\eta)$  errechnet werden. Dazu dient das im folgenden Abschnitt dargestellte Unterprogramm PARAMETERVONOMEGA.FOR.

```
SUBROUTINE ENDE_SUB (X,PHI,Y)
```

```
C          4.1.1994
C *****
C DIESES PROGRAMM BERECHNET FÜR EIN X,Y,PHI-WERTEPAAR
C DEN RELATIVEN IMPULS DELTA P, DEN HORIZONTALEN UND
C DEN VERTIKALEN STREUWINKEL UND SETZT DARAUS EINEN
C GESAMTEN STREUWINKEL OMEGA ZUSAMMEN.
C *****
```

```
C VARIABLENDEKLARATION
C -----
```

```
IMPLICIT NONE
```

```
REAL*8 XCOR(200,50),ALF(200,50)
REAL*8 XANF,XEND,YANF,YEND,DX,DY
INTEGER MAXII,MAXJJ,I,J,I1
REAL*8 PI,XO,PHIO,ETA,XC,IMP
REAL*8 DP,THETA,PT,X,Y,PHI
REAL*8 A1,A2,A3,A4,A5,A6,A7,A8,A9,A10,A11,A12,A13,A14
REAL*8 B1,B2,B3,B4,B5,B6,B7,B8,B9,B10,B11,B12,B13,B14
REAL*8 WERT,OMEGA
```

```
DATA PI / 3.14159265 /
```

```
DATA XANF / -50.0 /
DATA XEND / 750.0 /
DATA YANF / 25.0 /
DATA YEND / 65.0 /
```

```
DATA DX / 4.0 /
DATA DY / 0.8 /
```

```
C DATENTABELLEN
C -----
```

```
INCLUDE 'ALPHAKOR.FOR'
INCLUDE 'XCORKOR.FOR'
```

```
C PRÜFEN, OB X,PHI INNERHALB DER TABELLE LIEGEN
C FALLS NICHT → ENDE
C -----
```

```
IF ((X.LT.XANF).OR.(X.GT.XEND)) GOTO 5000
IF ((PHI.LT.YANF).OR.(PHI.GT.YEND)) GOTO 5000
```

```
C *****
C HIER BEGINNT DIE EIGENTLICHE BERECHNUNG !!!
C *****
```

```
C GITTERZELLE BESTIMMEN
C -----
```

```
I = INT((X-XANF)/DX) +1
J = INT((YEND-PHI)/DY) +1
```

```
C BESTIMMUNG DES ZELLENMITTELPUNKTES
C -----
```

```
XO = XANF + (I-0.5) * DX
PHIO = YEND - (J-0.5) * DY
PHIO = PHIO * PI/180
```

```
C BERECHNUNG VON XCOR
C -----
```

```
PHI = PHI * PI/180
ETA = (X-XO) - (PHI-PHIO)/ALF(I,J)
IF (ETA.GT.0) I1 = I + 1
IF (ETA.LT.0) I1 = I - 1
ETA=ABS(ETA)
XC = XCOR(I,J) + ETA * (XCOR(I1,J)-XCOR(I,J))/DX
```

C ZUORDNUNG X<sub>cor</sub> → IMPULS

C -----

C DAS ERGEBNIS LIEGT IM INTERVALL [-12,12]%

IMP = 12.971 - 3.5679E-02\*XC + 7.55013E-06\*XC\*XC  
1 - 5.4572E-10\*XC\*XC\*XC - 4.91218E-12\*XC\*XC\*XC\*XC

C \*\*\*\*\*  
C BERECHNUNG DES HORIZONTALEN STREUWINKELS THETA.  
C DAS FILE '25THETA.FOR' WIRD VOM UNTERPROGRAMM  
C PARAMETERVONOMEGA.FOR ERZEUGT.  
C \*\*\*\*\*

INCLUDE '25THETA.FOR'

DP = IMP  
PHI = PHI\*180/PI

C \*\*\*\*\*  
C BERECHNUNG DES WINKELS THETA  
C \*\*\*\*\*

DP=DP-12.222  
THETA=A1\*DP+A2\*Y+A3\*DP\*DP+A4\*Y\*Y  
THETA=THETA+A5\*DP\*Y+A6\*DP\*\*3+A7\*Y\*\*3  
THETA=THETA+A8\*DP\*\*2\*Y+A9\*DP\*Y\*\*2+A10\*DP\*\*4  
THETA=THETA+A11\*Y\*\*4+A12\*DP\*\*3\*Y  
THETA=THETA+A13\*DP\*\*2\*Y\*\*2+A14\*DP\*Y\*\*3  
DP=DP+12.222

C \*\*\*\*\*  
C BERECHNUNG VON PHIt  
C \*\*\*\*\*

DATA B1 / -30.51807 /  
DATA B2 / -25.95956 /  
DATA B3 / 0.8332024 /  
DATA B4 / 1.282431 /  
DATA B5 / 2.405411 /  
DATA B6 / 3.7983179E-03 /  
DATA B7 / -2.1887574E-02 /  
DATA B8 / -3.6398675E-02 /

```

DATA B9 / -5.6598060E-02 /
DATA B10 / -5.8161764E-04 /
DATA B11 / 1.3639634E-04 /
DATA B12 / -1.3452726E-06 /
DATA B13 / 3.9551468E-04 /
DATA B14 / 4.3988408E-04 /

```

```

PT = B1*dp+B2*PHI+B3*dp**2+B4*PHI**2+B5*dp*PHI
PT = PT+B6*dp**3+B7*PHI**3+B8*dp**2*PHI
PT = PT+B9*dp*PHI**2+B10*dp**4+B11*PHI**4
PT = PT+B12*dp**3*PHI+B13*dp**2*PHI**2
PT = PT+B14*dp*PHI**3

```

```

C *****
C BERECHNUNG DES TOTALEN STREUWINKELS OMEGA(THETA,PHI)
C *****
PT = PT/1000
THETA = THETA/1000
WERT = (TAN(THETA))**2+(TAN(PT))**2
WERT = 0.5*SQRT(WERT)
OMEGA = 2*ATAN(WERT)

5000 RETURN
END

```

### A.3.2 Fortranprogramm zur Berechnung der vom Spektrometerstellwinkel $\eta$ abhängigen Fitparameter

Dieses Programm erzeugt einen Datensatz von 14 Fitparametern, die für die Berechnung des horizontalen Streuwinkels benötigt werden. Diese Parameter sind vom Spektrometerstellwinkel abhängig, d.h. das Programm muß vor jeder neuen 180°-Messung gestartet werden.

#### PROGRAM PARAMETERVONOMEGA

```

C          9.12.1993
C *****
C Dieses Programm berechnet die 14 Fitparameter
C für einen einzugebenden Spektrometerstellwinkel.
C Die Ausgabe erfolgt im File 25THETA.DAT
C *****

```

```

CHARACTER*60 INFILE,OUTFILE
INTEGER I
REAL*4 A1(14),A2(14),A(14)

C EINLESEN DER A1,A2-FITPARAMETER
C *****

INFILE='A1A2.DAT'
OPEN (UNIT=1,FILE=INFILE,STATUS='OLD',
1     READONLY,ERR=1001)

READ(1,'(A5)') DUM
READ (1,'(A5)') DUM
READ (1,'(A5)') DUM
READ (1,'(A5)') DUM
READ (1,'(A5)') DUM

5     FORMAT (2X,F12.7,6X,F12.7)
DO I=1,14
READ (1,5) A1(I),A2(I)
ENDDO
CLOSE (UNIT=1,STATUS='KEEP')

C EINLESEN DES STELLWINKELS
C *****

WRITE (5,*) 'STELLWINKEL : '
READ (5,'(F9.4)') OM

C BERECHNUNG DER FITPARAMETER
C *****

DO I=1,14
A(I)=A1(I)+A2(I)*OM
ENDDO

C AUSGABE DER FITPARAMETER
C *****

OUTFILE='25THETA.FOR'
OPEN (UNIT=2,FILE=OUTFILE,STATUS='NEW',
1     CARRIAGECONTROL='LIST')

```

```
DO I=1,14
WRITE (2,'(A13,I2,A3,G14.5,A2)')
1      ' DATA a',I,' / ',A(I),' /'
ENDDO
GOTO 5000

1001    WRITE (5,*) 'FEHLER BEIM LESEN VON ',INFILE

5000    END
```

# Literatur

- [1] K. Alrutz-Ziemssen, D. Flasche, H.-D. Gräf, V. Huck, M. Knirsch, W. Lotz, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, A. Stascheck, W. Voigt, H. Weise and W. Ziegler, Proc. Part. Acc. Conf. **29** (1990) 53.
- [2] H. Genz, H.-D. Gräf, V. Huck, K.D. Hummel, M. Knirsch, C. Lüttge, A. Richter, T. Rietdorf, K. Rühl, P. Schardt, E. Spamer, A. Stiller, F. Thomas, O. Titze, J. Töpfer and H. Weise, 3rd European Particle Accelerator Conference EPAC 92 Berlin, Edition Frontieres, ISBN 2-86332-114-5 (1992) 49.
- [3] H.-D. Gräf, J. Horn, C. Lüttge, A. Richter, T. Rietdorf, K. Rühl, P. Schardt, E. Spamer, A. Stiller, F. Thomas, O. Titze, J. Töpfer, H. Weise and T. Winkler, Linear Acc. Conference, AECL-10728, Ottawa, 1992 (Canada) 43.
- [4] F. Thomas, Diplomarbeit, (1993), TH Darmstadt, unveröffentlicht.
- [5] R. Eichhorn, Diplomarbeit, (1994), TH Darmstadt, unveröffentlicht.
- [6] C. Lüttge, Diplomarbeit, (1988), TH Darmstadt, unveröffentlicht.
- [7] T. Winkler, Diplomarbeit, (1993), TH Darmstadt, unveröffentlicht.
- [8] K.L. Brown, F. Rothacker, D.C. Carey and C.H. Iselin, *TRANSPORT*, Cern 80-04 (1980).
- [9] C. Lüttge, private Mitteilungen, (1993).
- [10] M. Schanz, Dissertation, (1986), TH Darmstadt, D17
- [11] H. Volquarts und K. Matthews, Vermessungskunde Teil2, (Teubner 1972).
- [12] A. Richter, A. Weiss, O. Häusser and B.A. Brown, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2519.
- [13] L.W. Fagg , Reviews of Modern Physics, **47** (1975) 3.
- [14] T. Mayer-Kuckuck, *Kernphysik*, 5.Auflage, B.G. Teubner Stuttgart 1992, ISBN 3-519-43021-5.
- [15] Programmpaket GOOSY, Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt.
- [16] M. Knirsch, Dissertation, (1991), TH Darmstadt, D17.
- [17] K.-D. Hummel, Dissertation, (1992), TH Darmstadt, D17.
- [18] C.Lüttge, Dissertation, (1994), TH Darmstadt , D17.
- [19] M. Kuss, Diplomarbeit, (1990), TH Darmstadt, unveröffentlicht.

- [20] *PLOTDATA* Command Reference Manual, TRIUMF, Wesbrook Mall, Vancouver, Canada V6T 2A3, (1991)
- [21] R.E. Rand, Nucl. Instr. and Meth. **39** (1966) 45.
- [22] G.J.C. van Niftrik, H. de Vries, L. Lapikas and c. de Vries, Nucl. Instr. and Meth. **93** (1971) 301.
- [23] G.A. Peterson, Nucl. Instr. and Meth. **59** (1968) 341.
- [24] A.J.H. Donne, G. Van Middelkoop, H. de Vries, l. Lapikas, J.B. Van der Laan, C. de Vries and J.G. Noomen, Nuclear. Instr. and Meth. **244** (1984) 97.
- [25] P. Schardt, Dissertation (1994), TH Darmstadt, in Vorbereitung.

# Danksagung

Abschließend sei all jenen Personen gedankt, die direkt oder indirekt am Entstehen dieser Arbeit beteiligt waren.

Herrn Professor Dr. A. Richter danke ich für die Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe und für die Möglichkeit zum Gelingen dieses einzigartigen Projekts beitragen zu können.

Meinem Betreuer Herrn Dr. C. Lüttge danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit und die ständige Diskussionsbereitschaft.

Herrn Dr. E. Spamer danke ich für die lehrreichen Unterhaltungen insbesondere beim Aufbau des  $40^\circ$ -Energieanalysiersystems.

Den Herren Dr. H.D. Gräf, Dipl.-Phys. P. Schardt und Dipl.-Phys. A. Staschek danke ich für die Bereitstellung eines hervorragenden Elektronenstrahls während der Eichmessungen und der Inbetriebnahme des  $180^\circ$ -Spektrometers.

Für die Einbindung meiner Rechnerprogramme in das Programmpaket GOOSY und für viele Hilfen bei Rechnerproblemen danke ich Herrn Dipl.-Phys. A. Stiller.

Für ausreichende Rechnerquota und die Beschaffung der für diese Arbeit notwendigen Hochleistungs-Rechner danke ich Herrn Dr. O. Titze.

Für die gute Zusammenarbeit beim Aufbau des  $40^\circ$ -Energieanalysiersystems bzw. des  $180^\circ$ -Spektrometers danke ich den Mitgliedern der Betriebsgruppe und der Mechanikwerkstatt.

Meinen vielen Freunden am Institut, insbesondere den "Bewohnern" des Diplomandenzimmers 101 "Schöne Aussicht", danke ich für moralische Unterstützung und unzählige fröhliche Unterhaltungen. Herausheben möchte ich hier meine Freunde Dipl.-Phys. Thorsten Wesp, Dipl.-Phys. Henrik Alt, Dipl.-Phys. Ralf Hofferbert, cand.-phys. Stefan Beck.

Herrn Dr. H. Weise (heute DESY Hamburg) danke ich für viele unterhaltsame Gespräche beim Mittagessen in der Mensa.

Meiner Tante Frau Inge Hilge danke ich für die großzügige finanzielle Unterstützung.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern und meinen Brüdern, deren Unterstützung weit über das Finanzielle bzw. Materielle hinausging. Ohne sie wäre diese Arbeit nicht zustande gekommen.

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel eingesetzt habe.

Darmstadt, im Dezember 1994

(Claus-Henning Hofmann)

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Aufbau eines 40°-Energieanalysiersystems am S-DALINAC</b>	<b>3</b>
2.1	Eigenschaften des Systems . . . . .	3
2.2	Anforderungen an den Aufbau . . . . .	4
2.3	Prinzip . . . . .	4
2.4	Definition der Strahlachsen . . . . .	5
2.5	Vorjustierung der Magnetgestelle . . . . .	6
2.6	Feinjustierung der Magnete . . . . .	7
2.7	Fehlerbetrachtung . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Aufbau des 180°-Elektronenspektrometers am S-DALINAC</b>	<b>10</b>
3.1	Kernphysikalisches Interesse an 180°-Streuung . . . . .	10
3.2	Probleme und Lösungsmöglichkeiten eines experimentellen Aufbaus	12
3.3	Aufbau der Strahlführungselemente des 180°-Systems . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Lochblendenmessung zur Eichung des 180°-Elektronenspektrometers</b>	<b>17</b>
4.1	Motivation . . . . .	17
4.2	Eichmessung . . . . .	20
4.3	Auswertung . . . . .	22
4.3.1	Abbildung der Lochblende . . . . .	24
4.3.2	Bestimmung der Abbildungspunkte . . . . .	26
4.4	Rekonstruktion des Elektronenimpulses . . . . .	27
4.4.1	Interpretation der Meßdaten . . . . .	28
4.4.2	Algorithmus zur Impulsrekonstruktion . . . . .	29
4.4.3	Untersuchung der Abhängigkeit der Impulsablage vom Spektrometerstellwinkel . . . . .	32
4.5	Rekonstruktion des Streuwinkels . . . . .	32
4.5.1	Horizontaler Streuwinkel . . . . .	34
4.5.2	Vertikaler Streuwinkel . . . . .	38

4.6	Test der Algorithmen für Elektronenimpuls- und Streuwinkelbestimmung . . . . .	40
4.6.1	Wahl geeigneter Testdaten . . . . .	40
4.6.2	Testergebnisse der Impulsrekonstruktion . . . . .	40
4.6.3	Testergebnisse der Streuwinkelrekonstruktion . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Inbetriebnahme des Systems</b>	<b>44</b>
<b>6</b>	<b>Schlußbemerkung</b>	<b>48</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>49</b>
A.1	Organisation der Rohdaten . . . . .	49
A.2	Fitparameter für die Streuwinkelrekonstruktion . . . . .	49
A.3	Dokumentation der Fortranprogramme zur Impuls- und Streuwinkelrekonstruktion . . . . .	52
A.3.1	Fortranprogramm zur Rekonstruktion des relativen Impulses und der Streuwinkel . . . . .	52
A.3.2	Fortranprogramm zur Berechnung der vom Spektrometerstellwinkel $\eta$ abhängigen Fitparameter . . . . .	55
	<b>Danksagung</b>	<b>60</b>