

**Kalibrierung
des QCLAM Spektrometers
am S-DALINAC**

Sonja Dieterich

Diplomarbeit

*Institut für Kernphysik
Technische Universität Darmstadt*

Juli 1998

Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Kalibrierung des QCLAM Spektrometers am S-DALINAC. Dazu wurden im Rahmen einer zweiwöchigen Strahlzeit verschiedene Elektronenstreuexperimente im (e,e') Einarmbetrieb und eine $(e,e'p)$ Koinzidenzmessung durchgeführt.

Im ersten Teil der Messung wurde mit Hilfe einer Schlitzblende die Lage der Fokalebene neu vermessen. In einem weiteren Telexperiment wurde eine Energiekalibration durchgeführt, die auf der neu vermessenen Fokalebene basiert. Für diese Energiekalibration wurden neben der elastischen Steuerung an ^1H , ^{12}C und ^{197}Au auch angeregte Zustände in ^{12}C vermessen.

Mit Hilfe einer Lochblendenmessung war es möglich, eine Winkelrekonstruktion für die im Detektorsystem nachgewiesenen Elektronen durchzuführen um so den exakten Streuwinkel zu bestimmen. Damit ist es möglich, in der Datenanalyse von Elektronenstreuexperimenten am QCLAM Spektrometer einen genau definierten Raumwinkelbereich auszuwerten, ohne den Raumwinkel während des Experimentes durch geometrische Blenden im Strahlengang der Elektronen einschränken zu müssen. Die erreichte Winkelauflösung betrug 0.3° .

Für $(e,e'x)$ Koinzidenzexperimente ist es wesentlich, die Flugzeit der Elektronen durch das Spektrometer zu kennen. Dafür wurde in einer weiteren Messung, in der der S-DALINAC im FEL-Modus mit gepulstem Strahl betrieben wurde, die Flugzeitmatrix der Elektronen aufgenommen.

Mit Hilfe der Ergebnisse dieser Messungen konnten bestehende Online-Analyseprogramme aktualisiert und erweitert werden. Die dabei entwickelten Programme erlauben es, innerhalb kürzester Zeit die Kalibration des Spektrometers zu überprüfen. Somit wurde sichergestellt, daß das hochauflösende QCLAM Spektrometer für zukünftige Experimente zur Kernstrukturphysik optimal genutzt werden kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	QCLAM Magnetspektrometer	3
2.1	Aufbau des Spektrometers	3
2.2	Matrixformalismus	4
3	Bestimmung relativer Impulsablagen	6
3.1	Bildebenenkrümmung und Spektrometeraberration	6
3.2	Messung von Orten gleicher Impulsablage	7
3.3	Auswertung	9
3.4	Energiekalibrierung	16
4	Winkelrekonstruktion	20
4.1	Motivation	20
4.2	Entkopplung der Koordinaten	20
4.3	Messung definierter Streuwinkel	21
4.4	Ergebnis	25
5	Korrektur der Elektronenflugzeiten im Spektrometer	28
6	Schlußbemerkung	31
	Literaturverzeichnis	33

1 Einleitung

Am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC [1] werden elektromagnetische Kernanregungen bei niedrigen Impulsüberträgen untersucht. Der Beschleuniger ist für Energien zwischen $E_0 = 3$ MeV und 130 MeV ausgelegt. Neben den Elektronenstreuexperimenten wird der S-DALINAC für eine Vielzahl von Experimenten zur Kern- und Strahlungsphysik genutzt und dient auch als Treiber für den Darmstädter Freie-Elektronen Laser. Einen Überblick über die verschiedenen Experimente zeigt Abb. 1.1.

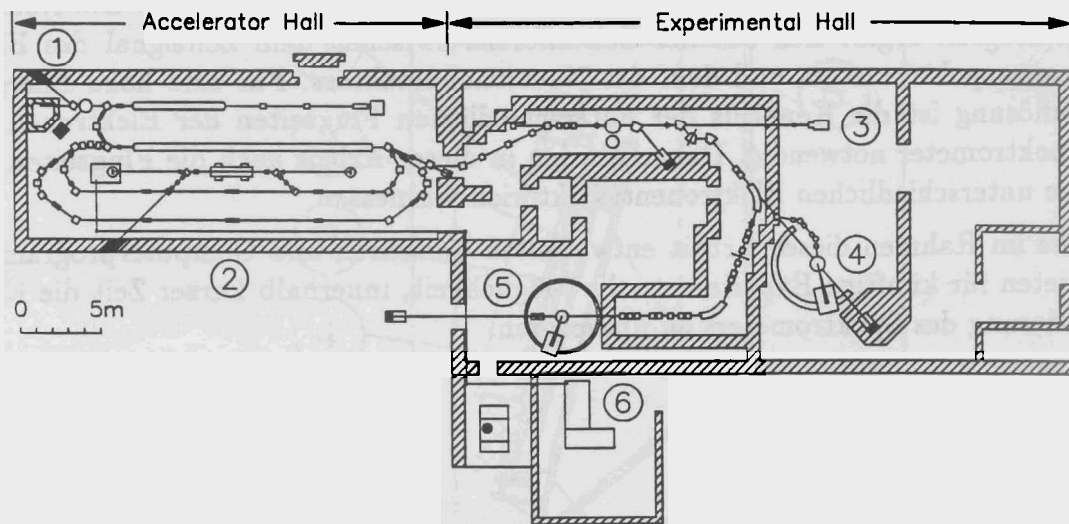


Abb. 1.1: Übersicht über den Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC und den angeschlossenen Experimentierplätzen. Es sind: ① Channeling und (γ, γ') Meßplatz, ② Undulator des Freie-Elektronen-Lasers, ③ Hochenergie-Channeling Experimentierplatz, ④ QCLAM-Spektrometer mit 180° -System, ⑤ 169° -Spektrometer, ⑥ optische Experimente.

Zur Durchführung der Elektronenstreuexperimente wird das hochauflösende QCLAM-Spektrometer [2, 3] genutzt. Das Spektrometer zeichnet sich durch einen großen Raumwinkel und eine hohe Impulsakzeptanz aus. Neben (e, e') Experimenten unter 180° [4, 5] werden auch $(e, e'x)$ Koinzidenzexperimente [6, 7, 8] durchgeführt.

Die seit der Inbetriebnahme des Spektrometers eingesetzten Vieldrahtdriftkammern wurden vor zwei Jahren durch neue Drahtkammern mit verbessertem Design ersetzt [9]. In den Elektronenstreuexperimenten [5, 8], die nach dem Umbau durchgeführt wurden, ergaben sich Hinweise, daß die alte Energiekalibrierung des Spektrometers nicht genau genug auf das neue System übertragbar ist.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, mit einer erneuten Energiekalibrierung die

Voraussetzung zu schaffen, das hochauflösende Spektrometer für zukünftige Experimente optimal nutzen zu können. Darüberhinaus werden schon vorhandene Ansätze zur Rekonstruktion des Elektronenstreuwinkels [3] weiterentwickelt. Damit läßt sich durch Rückstoßkorrekturen die Auflösung der Anregungsenergiespektren weiter erhöhen. Das Spektrometer kann so mit vollem Raumwinkel und ohne zusätzliche raumwinkelbegrenzende Blenden im Strahlengang der Elektronen genutzt werden, da der Streuwinkel der gestreuten Elektronen mit den in dieser Arbeit entwickelten Auswerteprogrammen rekonstruiert werden kann.

In $(e,e'n)$ Experimenten wird die kinetische Energie der aus dem angeregten Targetkern emittierten Neutronen über die Flugzeitmethode bestimmt. Die Neutronenflugzeit ergibt sich aus der Zeitdifferenz zwischen dem Zeitsignal des Elektronenspektrometers und dem des Neutronendetektors. Für eine hohe Energieauflösung ist die Kenntnis der unterschiedlichen Flugzeiten der Elektronen im Spektrometer notwendig. Daher wurden in dieser Arbeit auch die Flugzeiten für die unterschiedlichen Elektronentrajektorien vermessen.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahren und Computerprogramme bieten für künftige Experimente die Möglichkeit, innerhalb kurzer Zeit die Kalibrierung des Spektrometers zu überprüfen.

2 QCLAM Magnetspektrometer

2.1 Aufbau des Spektrometers

In den Elektronenstreuexperimenten werden die gestreuten Elektronen im QCLAM Magnetspektrometer (Abb. 2.1) impulsselektiv nachgewiesen.

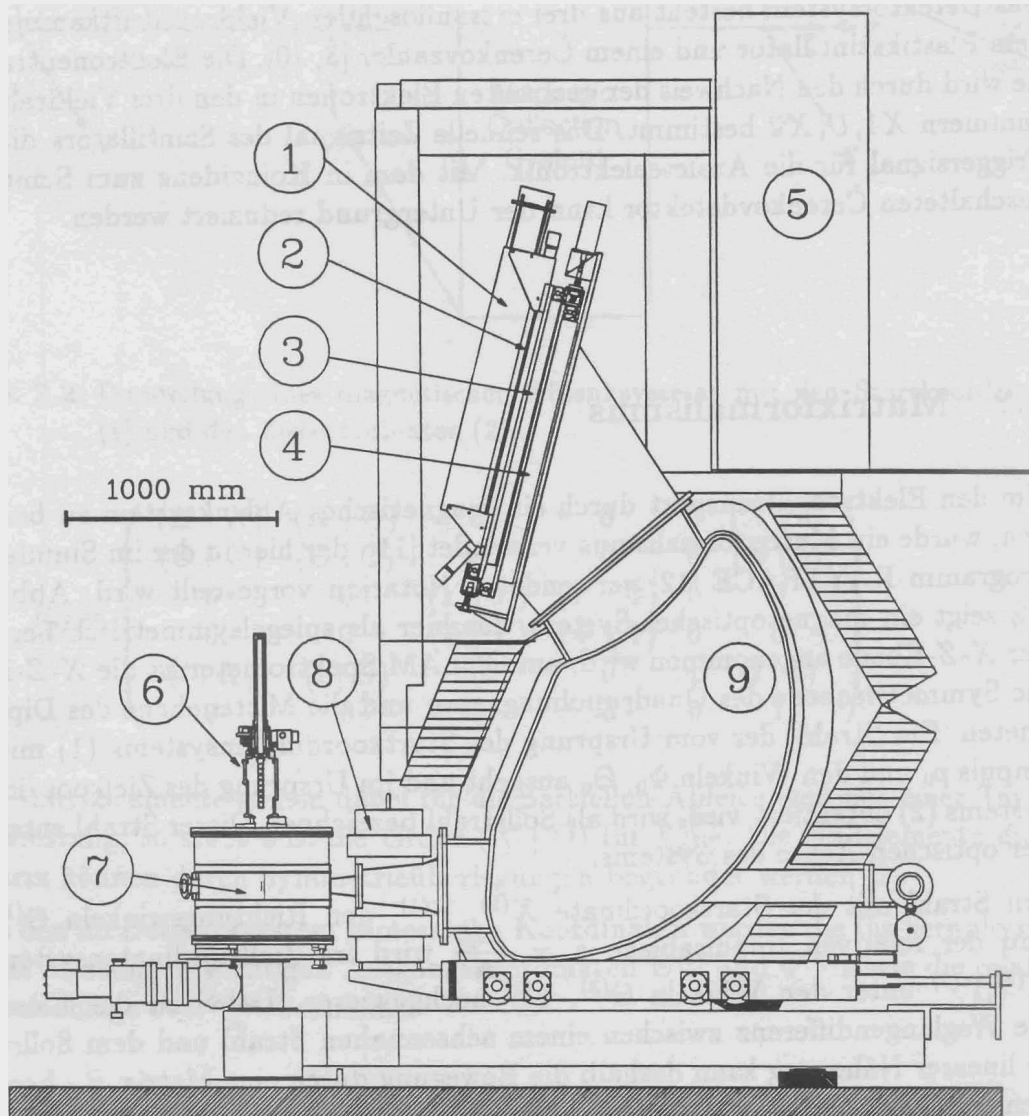


Abb. 2.1: Elektronenstreuemeßplatz mit dem QCLAM-Magnetspektrometer. ① Čerenkovzähler, ② Szintillator, ③ X2-Driftkammer, ④ X1/U-Driftkammern, ⑤ Driftkammerelektronik, ⑥ Targetleiter ⑦ Streukammer, ⑧ Quadrupol- und ⑨ Dipolmagnet des QCLAM-Spektrometers.

Der Elektronenstrahl trifft in der Streukammer auf das an einer beweglichen Tar-

getleiter befestigte Target. Die ungestreuten Elektronen werden zur Strommessung im Faradaycup gesammelt. Die am Target unter einen horizontalen Winkel Θ gestreuten Elektronen werden durch die Magnetoptik des Spektrometers in das Detektorsystem abgebildet. Das Magnetsystem besteht aus einem horizontal fokussierenden Quadrupolmagnet und dem muschelartig (Clam) aufgeklappten Dipolmagneten. Diese Anordnung führt zu dem großen Raumwinkel und der großen Impulsakzeptanz des Spektrometers.

Das Detektorsystem besteht aus drei ortsauflösenden Vieldrahtdriftkammern, einem Plastiksintillator und einem Čerenkovzähler [3, 10]. Die Elektronentrajektorie wird durch den Nachweis der gestreuten Elektronen in den drei Vieldrahtdriftkammern $X1, U, X2$ bestimmt. Das schnelle Zeitsignal des Szintillators dient als Triggersignal für die Ausleseelektronik. Mit dem in Koinzidenz zum Szintillator geschalteten Čerenkovdetektor kann der Untergrund reduziert werden.

2.2 Matrixformalismus

Um den Elektronentransport durch ein magnetisches Ablenssystem zu beschreiben, wurde ein Matrixformalismus verwendet [11], der hier in der im Simulationsprogramm RAYTRACE [12] verwendeten Notation vorgestellt wird. Abbildung 2.2 zeigt ein magnetoptisches System, das hier als spiegelsymmetrisch bezüglich der X - Z -Ebene angenommen wird; am QCLAM Spektrometer ist die X - Z -Ebene die Symmetrieebene des Quadrupolmagneten und die Mittenebene des Dipolmagneten. Ein Strahl, der vom Ursprung des Startkoordinatensystems (1) mit dem Impuls p_0 und den Winkeln Φ_0, Θ_0 ausgeht und im Ursprung des Zielkoordinatensystems (2) detektiert wird, wird als Sollstrahl bezeichnet. Dieser Strahl entspricht der optischen Achse des Systems.

Ein Strahl mit der Startordinate $X^{(1)}, Y^{(1)}$, den Richtungswinkeln $\Theta^{(1)}, \Phi^{(1)}$ und der relativen Impulsablage $\delta = \frac{p - p_0}{p_0}$ wird im Zielkoordinatensystem bei $X^{(2)}, Y^{(2)}$ unter den Winkeln $\Theta^{(2)}, \Phi^{(2)}$ nachgewiesen. Dabei ist die Weglängendifferenz zwischen einem achsennahen Strahl und dem Sollstrahl. In linearer Näherung kann deshalb die Bewegung durch eine Matrix R_{ij} beschrieben werden

$$X_i^{(2)} = \sum_{j=1}^6 R_{ij} X_j^{(1)}. \quad (2.1)$$

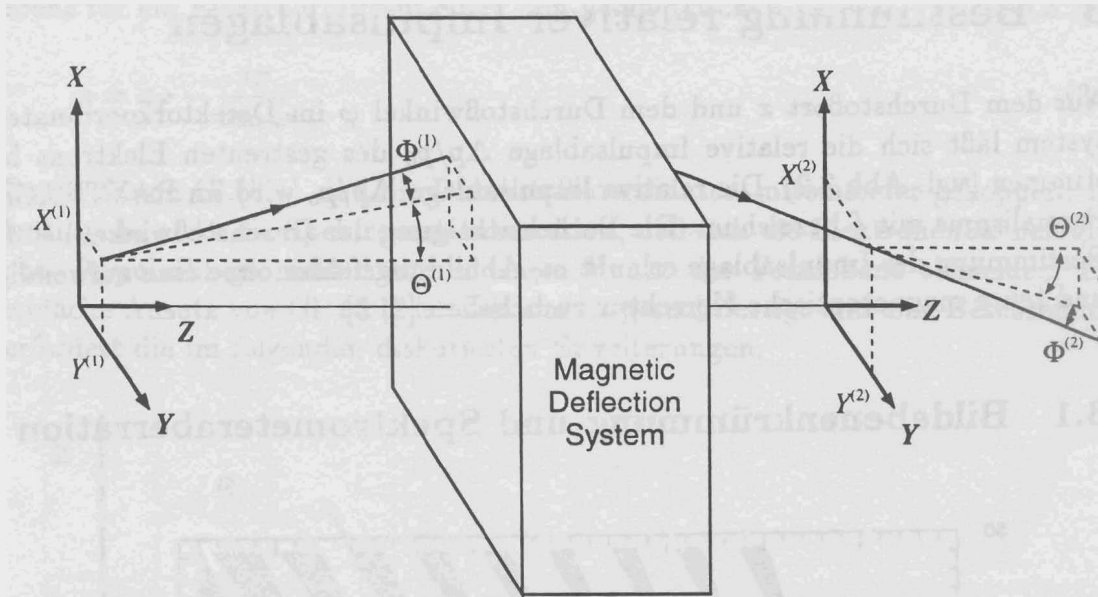


Abb. 2.2: Darstellung eines magnetischen Ablensystems mit den Startkoordinaten (1) und den Zielkoordinaten (2).

$$R_{ij} = \begin{pmatrix} (X | X) & (X | \Theta) & 0 & 0 & 0 & (X | \delta) \\ (\Theta | X) & (\Theta | \Theta) & 0 & 0 & 0 & (\Theta | \delta) \\ 0 & 0 & (Y | Y) & (Y | \Phi) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\Phi | Y) & (\Phi | \Phi) & 0 & 0 \\ (l | X) & (l | \Theta) & 0 & 0 & 1 & (l | \delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Die Matrixelemente stehen dabei für die partiellen Ableitungen aus einer Taylorentwicklung, so steht z.B. die Größe $(X | \Theta)$ für $\frac{\partial X^{(2)}}{\partial \Theta^{(1)}}$. Die Nullelemente dieser Matrix können durch Symmetrieüberlegungen begründet werden [2].

Aus den im Detektorsystem gemessenen Koordinaten werden die für kernphysikalische Messungen wichtigen Ausgangskordinaten $\Theta^{(1)}$ und $\Phi^{(1)}$ sowie die relative Impulsablage $\delta = \frac{p-p_0}{p_0}$ bestimmt.

3 Bestimmung relativer Impulsablagen

Aus dem Durchstoßort x und dem Durchstoßwinkel φ im Detektorkoordinatensystem läßt sich die relative Impulsablage $\Delta p/p_0$ des gestreuten Elektrons bestimmen (vgl. Abb.3.2). Die relative Impulsablage $\Delta p/p_0$ wird im RAYTRACE-Formalismus mit δ bezeichnet. Die Berücksichtigung der Durchstoßwinkel bei der Bestimmung der Impulsablage erlaubt es, Abbildungsfehler ohne eine aufwendige und teure magnetoptische Korrektur zu beheben [2, 3].

3.1 Bildebenenkrümmung und Spektrometeraberration

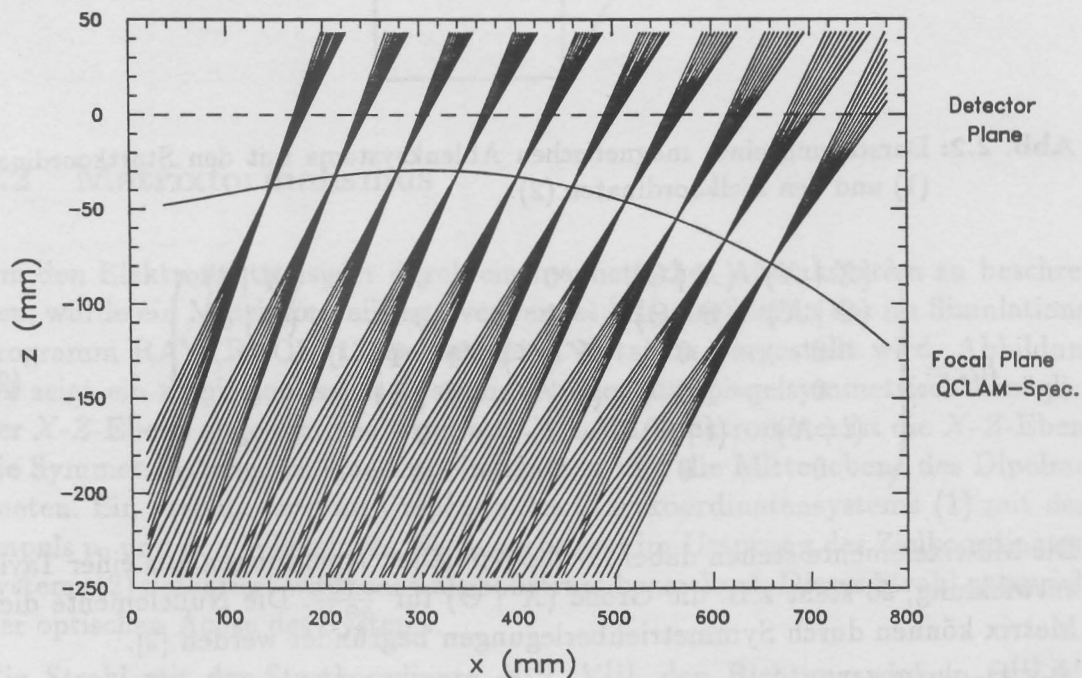


Abb. 3.1: Strahlenbündel mit den Orten kleinsten Bündelquerschnittes, die die Lage der Fokalebene definieren. Der Abstand der Fokalebene zur Detektorebene beträgt maximal 80 mm.

Elektronen gleicher relativer Impulsablage $\Delta p/p_0$ können durch die große Winkelakzeptanz das Detektorsystem je nach dispersivem Streuwinkel Φ auf unterschiedlichen Bahnen erreichen. Wie in Abb. 3.1 dargestellt, bilden die Gesamtheit dieser Bahnen ein Strahlenbündel. Die Orte kleinsten Bündelquerschnittes ergeben die Fokalebene des Spektrometers. Diese Fokalebene ist gekrümmt. Wird angenommen, daß der Fokus in dispersiver Ebene ideal ist, d.h. $(X | \Theta^n) = 0$, so reduziert sich die Rückrechnung der Durchstoßkoordinaten (x, φ) auf die Fokal-

ebene für ein Elektron mit auf einen rein geometrischen Ansatz (vgl. Abb.3.2)

$$x = x_F - \frac{z_F}{\tan \varphi}. \quad (3.1)$$

Durch diesen Gl.(3.1) sind die Durchstoßkoordinaten miteinander gekoppelt. Allerdings bewirkt die Spektrometeraberration, daß sich die Elektronenbahnen gleicher Impulsablage nicht mehr in einem Punkt der Fokalebene schneiden. Der einfache Ansatz von Gl. (3.1) ist daher nicht gerechtfertigt und eine Beschreibung erfordert die im folgenden diskutierten Erweiterungen.

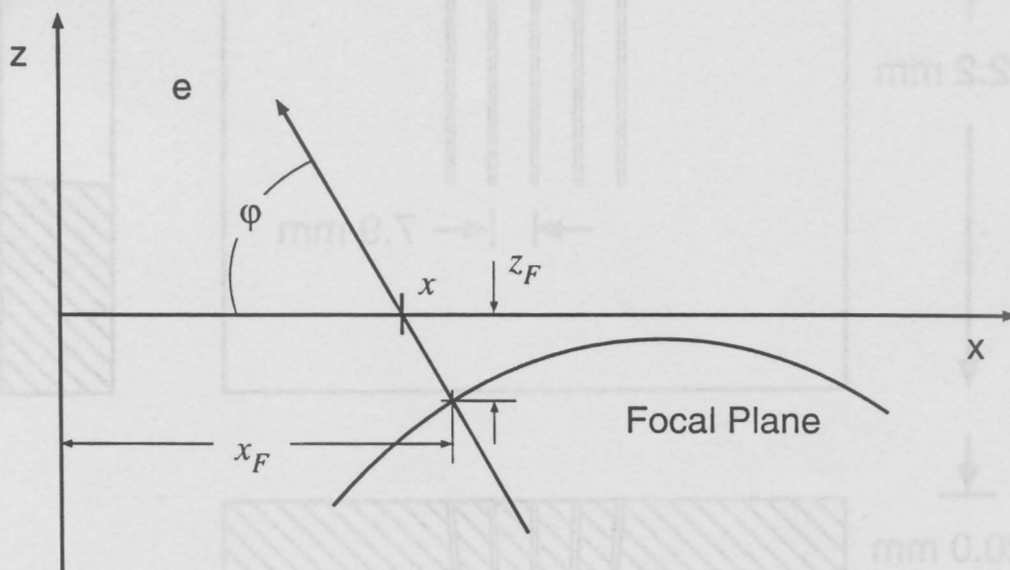


Abb. 3.2: Strahlengang von der Fokalebene in den Detektor. Die Elektronen eines Impulses am Ort (x_F, z_F) werden in Abhängigkeit vom Winkel φ an verschiedenen Orten x im Detektor nachgewiesen. Die z -Achse steht senkrecht auf der Detektorebene.

3.2 Messung von Orten gleicher Impulsablage

Der Zusammenhang zwischen den Koordinaten x und φ für Elektronen gleicher Impulsablage wurde experimentell bestimmt. Hierzu wurde in der vorliegenden Arbeit eine Messung von elastisch an ^{197}Au gestreuten Elektronen bei verschiedenen Spektrometersollfeldeinstellungen mit konstanter Strahlenergie durchgeführt. RAYTRACE-Rechnungen haben gezeigt, daß Korrelationen mit der Meßgröße y vernachlässigbar sind [2]. Um dies im Experiment überprüfbar zu machen, wurde die Messung mit einer Schlitzblende (Abb.3.3) durchgeführt. Durch diese Blende wurden fünf vertikale Streuwinkel mit dem Winkelabstand $\Delta\Theta = 2.85^\circ$ festgelegt, die in der Detektorebene zu verschiedenen y -Koordinaten gehören.

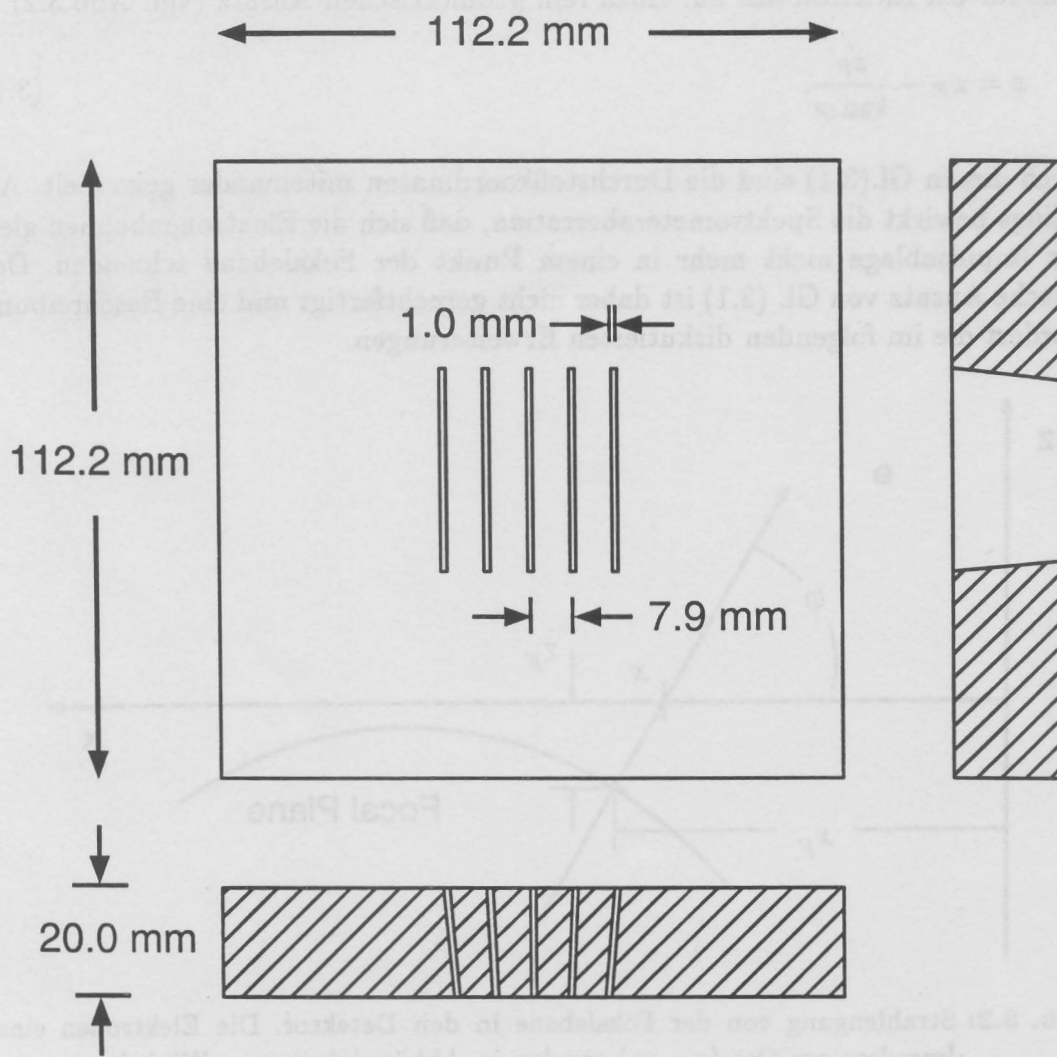


Abb. 3.3: Bild der in der Messung verwendeten Schlitzblende mit den zugehörigen Projektionen; die Blende ist aus 20 mm dickem Messing gefertigt.

Innerhalb der Streukammer wurde ein Goniometer [13, 14] eingesetzt, auf dessen inneren Kranz die Blende montiert war; der Abstand des Targets zu der dem Target zugewandten Blendenseite betrug 158 mm. Als Schlitzbreite wurde 1 mm gewählt, um eine ausreichend hohe Zählrate bei möglichst kleiner Streuwinkelvarianz zu erreichen. Die Länge der Schlitz entsprach der maximalen Winkelakzeptanz des Spektrometers in vertikaler Richtung von ± 100 mrad. Tabelle 3.1 zeigt die bei dieser Messung verwendeten Experimentparameter.

Die insgesamt 23 so bestimmten Kurven gleicher relativer Impulsablage sind in Abb. 3.4 im Koordinatensystem (x, φ) dargestellt.

Target	¹⁹⁷ Au	
Massenbelegung	3.75	mg/cm
Elektroneneinschußenergie	81.5	MeV
Elektronenstreuwinkel	95.7	°
Abstand Spektrometer-Streuzentrum ¹⁾	26.8	mm
Spektrometersollenergie	72.0..89.6	MeV
Schrittweite	0.8	MeV

Tabelle 3.1: Parameter der Kalibrationsmessung. Der Abstand 1) wird relativ zum Nullpunkt der seitlich am Spektrometer angebrachten Skala gemessen.

3.3 Auswertung

Jede der 23 vermessenen Häufigkeitsverteilungen wurde wie folgt ausgewertet:

In einem ersten Schritt wurden die Streueignisse in Klassen mit gleichem mittleren Durchstoßwinkel φ zusammengefaßt. Jeder Klasse entspricht eine Verteilung von Durchstoßorten x . Der mittlere Durchstoßort x jeder Klasse wurde durch Anpassung einer asymmetrischen Gaußfunktion an diese Verteilung nach der Methode der kleinsten quadratischen Abweichungen bestimmt.

An die so erhaltenen Datenpunkte wurde in einem zweiten Schritt die Funktion

$$x = x_F - \frac{z_F}{\tan \varphi} \cdot \left(1 + \sum_{i=2}^4 b_i (\varphi - \varphi_0)^i \right) \quad (3.2)$$

angepaßt. Diese Funktion unterscheidet sich von Gl. (3.1) durch den Entwicklungsansatz und ist so in der Lage, auch Spektrometeraberrationen zu beschreiben. Die freien Parameter x_F und z_F sowie die Entwicklungskoeffizienten b_i ergaben sich damit als Funktion der relativen Impulsablage $\Delta p/p_0$. Die Größe φ_0 entspricht dem Durchstoßwinkel des Sollstrahls bei gegebener Sollfeldeinstellung. In der Anpassung wurde dieser Winkel für jede Sollfeldeinstellung als mittlerer Winkel des überdeckten Winkelbereichs festgelegt und nicht wie in [3] als freier Parameter der Anpassung bestimmt.

Im einfachen geometrischen Ansatz von Gl. (3.1) entspricht (x_F, z_F) der Lage der Fokalebene und ist damit mit der relativen Impulsablage $\Delta p/p_0$ verknüpft. Der Verlauf der Fokalebene kann durch ein Polynom

$$z_F = \sum_{i=0}^n a_i \cdot x_F^i \quad (3.3)$$

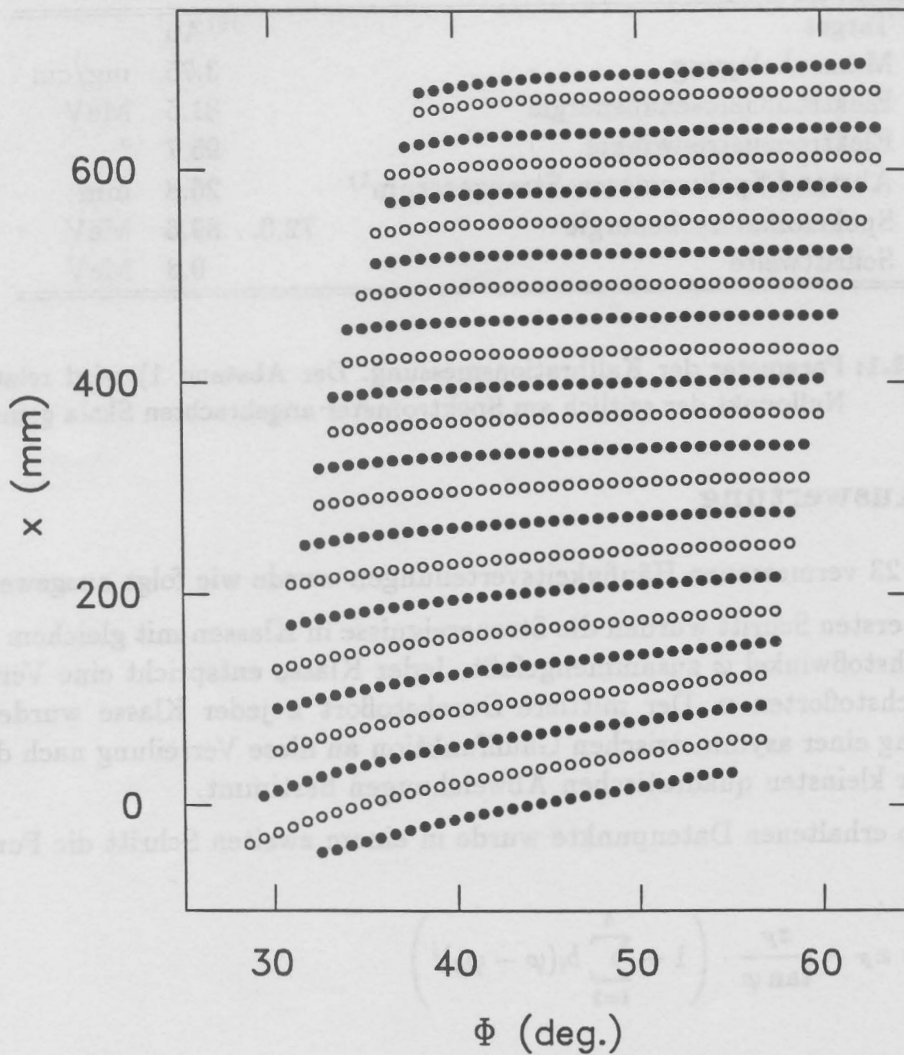


Abb. 3.4: Kurven gleicher Impulsablagen für 23 verschiedene Spektrometersollenergien aufgenommen bei einer Elektroneneinschußenergie von $E_0 = 81.5$ MeV und einem mittleren Elektronenstreuwinkel $\Theta = 95.7^\circ$. Benachbarte Einstellungen sind mit gefüllten bzw. offenen Kreisen gekennzeichnet.

beschrieben werden. RAYTRACE-Rechnungen haben gezeigt, daß mindestens ein Polynom 5. Ordnung notwendig sein sollte [2].

An die experimentellen Datenpunkte wurden jeweils Polynome zweiter Ordnung in Gl. (3.3) angepaßt. Wie in Abb. 3.5 zu sehen ist, streuen die Ergebnisse der

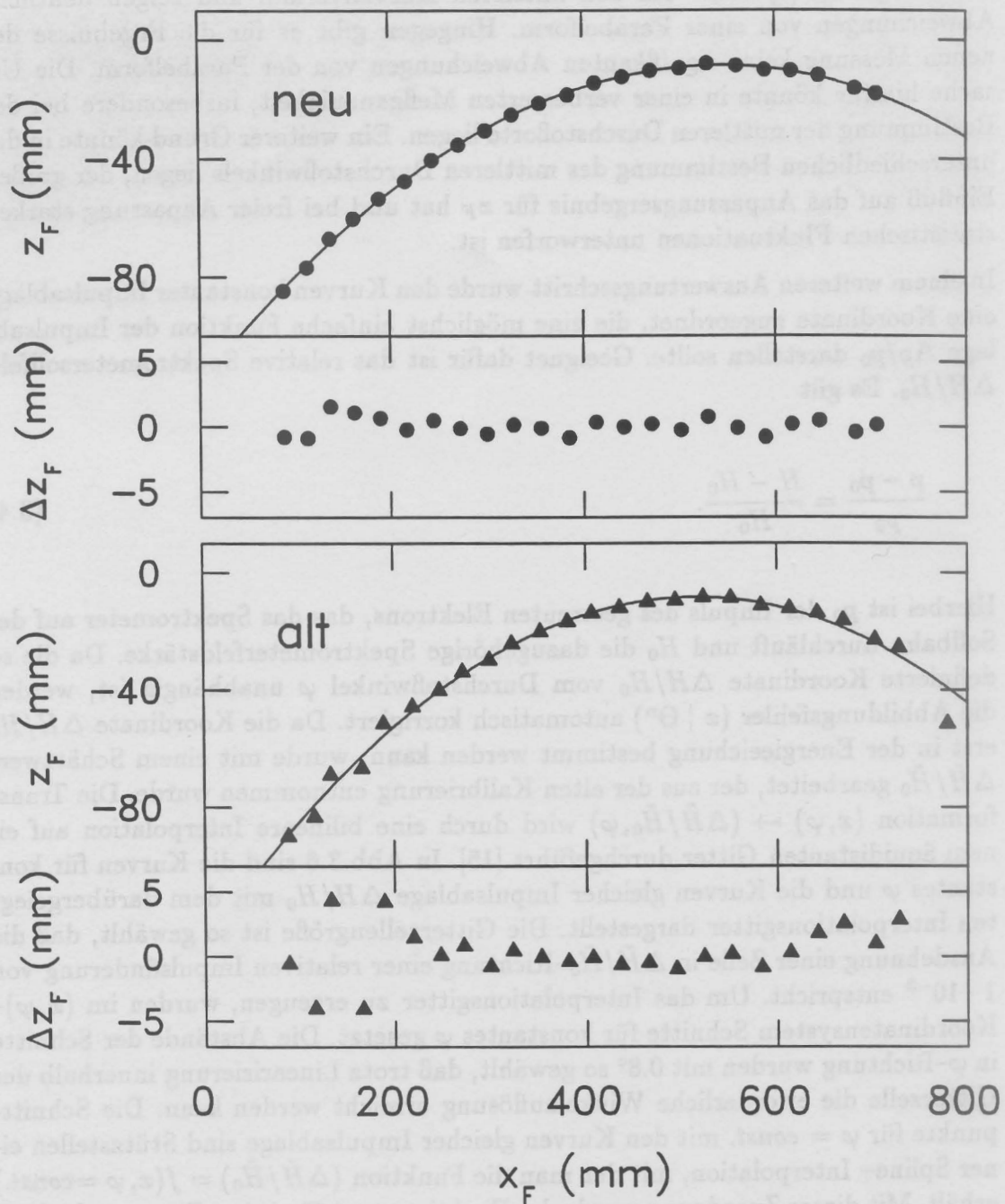


Abb. 3.5: Die obere Abbildung zeigt im oberen Teil die in der neuen Kalibrierung vermessene Fokalebene, der untere Teil beschreibt die Abweichung der Messung von der angepaßten Parabel. In der unteren Abbildung ist die Fokalebene der alten Kalibrierung zu sehen [3], ebenfalls mit den Abweichungen von der Parabelform.

alten Messung [3] stark um den mittleren Kurvenverlauf und zeigen deutliche Abweichungen von einer Parabelform. Hingegen gibt es für die Ergebnisse der neuen Messung keine signifikanten Abweichungen von der Parabelform. Die Ursache hierfür könnte in einer verbesserten Meßgenauigkeit, insbesondere bei der Bestimmung der mittleren Durchstoßorte liegen. Ein weiterer Grund könnte in der unterschiedlichen Bestimmung des mittleren Durchstoßwinkels liegen, der großen Einfluß auf das Anpassungsergebnis für x_F hat und bei freier Anpassung starken statistischen Fluktuationen unterworfen ist.

In einem weiteren Auswertungsschritt wurde den Kurven konstanter Impulsablage eine Koordinate zugeordnet, die eine möglichst einfache Funktion der Impulsablage $\Delta p/p_0$ darstellen sollte. Geeignet dafür ist das relative Spektrometersollfeld $\Delta H/H_0$. Es gilt

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \frac{H - H_0}{H_0}. \quad (3.4)$$

Hierbei ist p_0 der Impuls des gestreuten Elektrons, das das Spektrometer auf der Sollbahn durchläuft und H_0 die dazugehörige Spektrometerfeldstärke. Da die so definierte Koordinate $\Delta H/H_0$ vom Durchstoßwinkel φ unabhängig ist, werden die Abbildungsfehler ($x \mid \Theta^n$) automatisch korrigiert. Da die Koordinate $\Delta H/H_0$ erst in der Energieeichung bestimmt werden kann, wurde mit einem Schätzwert $\Delta \tilde{H}/\tilde{H}_0$ gearbeitet, der aus der alten Kalibrierung entnommen wurde. Die Transformation $(x, \varphi) \mapsto (\Delta \tilde{H}/\tilde{H}_0, \varphi)$ wird durch eine bilineare Interpolation auf einem äquidistanten Gitter durchgeführt [15]. In Abb.3.6 sind die Kurven für konstantes φ und die Kurven gleicher Impulsablage $\Delta H/H_0$ mit dem darübergelegten Interpolationsgitter dargestellt. Die Gitterzellengröße ist so gewählt, daß die Ausdehnung einer Zelle in $\Delta \tilde{H}/\tilde{H}_0$ -Richtung einer relativen Impulsänderung von $1 \cdot 10^{-3}$ entspricht. Um das Interpolationsgitter zu erzeugen, wurden im (x, φ) -Koordinatensystem Schnitte für konstantes φ gesetzt. Die Abstände der Schnitte in φ -Richtung wurden mit 0.8° so gewählt, daß trotz Linearisierung innerhalb der Gitterzelle die erforderliche Winkelauflösung erreicht werden kann. Die Schnittpunkte für $\varphi = \text{const.}$ mit den Kurven gleicher Impulsablage sind Stützstellen einer Spline-Interpolation, mit der man die Funktion $(\Delta \tilde{H}/\tilde{H}_0) = f(x, \varphi = \text{const.})$ erhält. Mit dieser Zuordnung wurde der Funktionswert für jeden Gitterpunkt (i, j) an der Stelle (x_i, φ_j) ausgewertet.

Da sich die Kurven konstanter Impulsablage für zunehmende x -Werte hin zu größeren φ -Werten verschieben (vgl. Abb. 3.4), überdeckt der volle Raumwinkel und Impulsakzeptanzbereich nur einen Teil des rechteckigen Interpolationsgitters. Um Ereignisse, mit Durchstoßorten und Durchstoßwinkeln außerhalb des physikalisch sinnvollen Bereichs zu unterdrücken, wurden die Gitterpunkte, die um mehr als 10% von den extremen gemessenen φ -Werten abweichen als ungültig markiert.

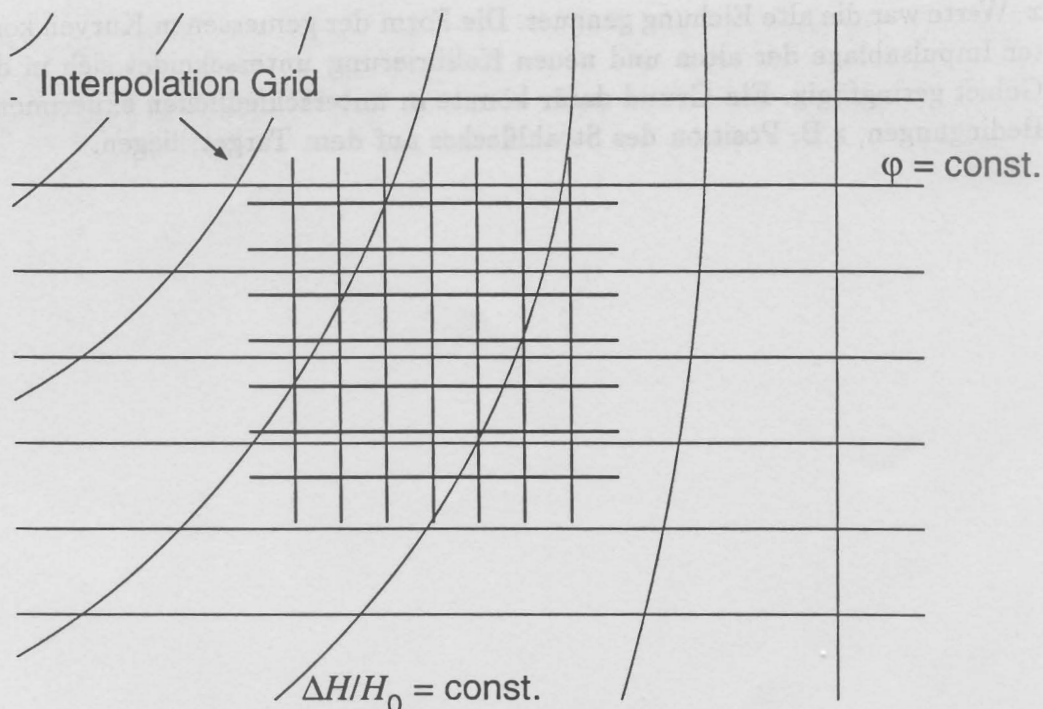


Abb. 3.6: Schematisch gezeichnet sind die Kurven gleicher Impulsablage $\Delta p/p_0$ in der Detektorebene und die Geraden $\varphi = \text{const.}$. Darübergelegt ist das Interpolationsgitter für die Transformation $(x, \varphi) \mapsto (\Delta H/H_0, \varphi)$.

In der Datenanalyse wurde die Transformation von gemessenen Durchstoßkoordinaten (x, φ) nun durch eine bilineare Interpolation auf diesem Gitter ausgeführt. Um an den Grenzen des Akzeptanzbereiches eine gültige Extrapolation zu erhalten, wurde die Randbedingung eingeführt, daß alle Eckpunkte der zugehörigen Gitterzelle als gültig markiert wurden.

Um die neue Kalibrierung mit der vorherigen vergleichen zu können, wurde zudem noch ein Interpolationsgitter erzeugt, in der den Kurven konstanter Impulsablage eine mit der x_{cor} -Variable der alten Kalibrierung vergleichbare Variable zugeordnet wurde. Als Test wurden Daten aus der elastischen Streuung an ^{12}C verwendet, die während einer Messung mit einer Strahlenergie von 103 MeV aufgenommen wurden.

Mit der neuen Kalibrierung konnten die Kurven konstanter Impulsablage sehr gut auf die Fokalebene zurücktransformiert werden. In Abb.3.7 ist im oberen Teilbild die Verteilung der gestreuten Elektronen in der Y-Kammer zu sehen. Die alte Kalibrierung korrigierte, wie im mittleren Teilbild dargestellt wird, die Linienbreite bis auf 3.8 mm. Im unteren Teilbild ist das Ergebnis der neuen Kalibrierung dargestellt. Die Linienbreite beträgt 3.5 mm und ist damit um 8% schmaler geworden. Die neue Eichung konnte also die Form der elastischen Linie für diese Impulsablage etwas besser beschreiben als die alte Kalibrierung; in Bereichen sehr großer

x -Werte war die alte Eichung genauer. Die Form der gemessenen Kurven konstanter Impulsablage der alten und neuen Kalibrierung unterscheidet sich in diesem Gebiet geringfügig. Ein Grund dafür könnte in unterschiedlichen experimentellen Bedingungen, z.B. Position des Strahlfleckes auf dem Target, liegen.



Abb. 2.8: Schräg nach rechts sind die Kurven gleicher Impulsablage $\Delta W/\Delta t$ in der Detektorbahn und die Geraden $\psi = \text{const}$. Der Übergang ist das Interpolationsgesetz für die Transformation $(x, y) \rightarrow (\Delta W/\Delta t, \psi)$.

In der Transformationsanalyse wurde die Transformation von gemessenen Durchlaufzeiten (x, y) nach durch eine bilineare Interpolation auf diesem Gitter ausgeführt. Um an den Grenzen des Akzeptanzbereiches eine gültige Extrapolation zu erhalten, wurde die Randbedingung eingeführt, daß alle Eckpunkte der zugehörigen Gitterstelle als gültig markiert wurden.

Um die neue Kalibrierung mit der vorherigen vergleichen zu können, wurde zudem noch ein Interpolationsgitter erzeugt, in der den Kurven konstanter Impulsablage eine mit der x -Variable der alten Kalibrierung vergleichbare Variable zugeordnet wurde. Als Test wurden Daten aus der elastischen Streuung an ^{16}O verwendet, die während einer Messung mit einer Strahlenergie von 103 MeV aufgenommen wurden.

Mit der neuen Kalibrierung konnten die Kurven konstanter Impulsablage sehr gut auf die Form eines rechteckigen Gitters transformiert werden. In Abb. 2.7 ist im oberen Teilbild die Verteilung der elastischen Rückstreuung in der Y-Kammer zu sehen. Die alte Kalibrierung zeigt, wie im mittleren Teilbild dargestellt wird, die Linienbreite bis auf 3 mm im ersten Teilbild ist das Ergebnis der neuen Kalibrierung dargestellt. Die Linienbreite beträgt 1,5 mm und ist damit um 50% schmaler geworden. Die neue Eichung konnte also die Form der elastischen Streuung für diese Impulsablage besser beschreiben als die alte Kalibrierung, in Bereichen sehr großer

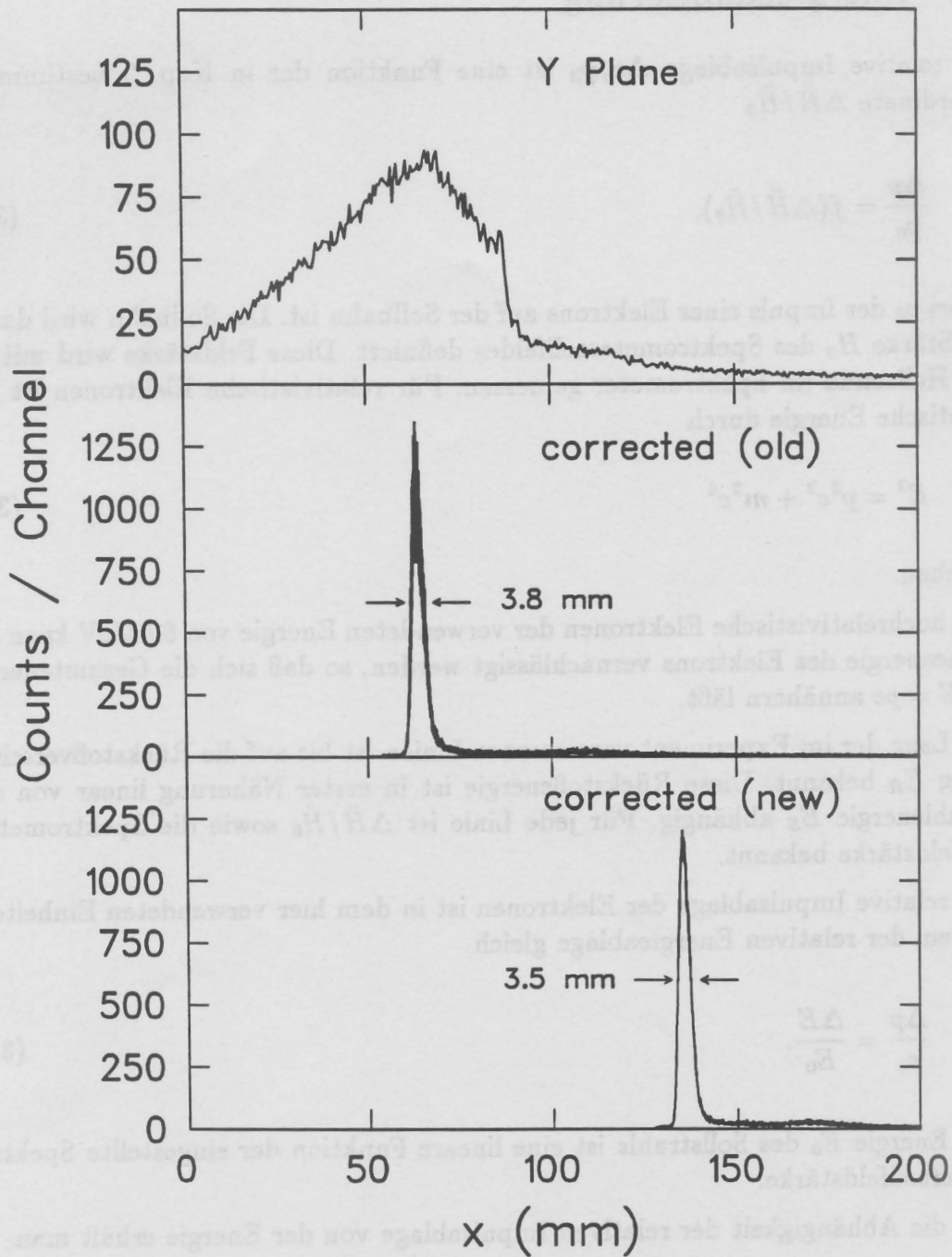


Abb. 3.7: Verteilung von gestreuten Elektronen in der Dispersionskoordinate x . Das obere Teilbild zeigt die Verteilung in der Detektor-Referenzebene. Die mittlere Abbildung zeigt die nach der alten Rekonstruktion ermittelte Verteilung, die untere die Verteilung nach der neuen Rekonstruktion.

Aus den Rohdaten bestimmt man für jede Linie $\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_0$. Zur Energieeichung wurde dann die Funktion $f(\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_0)$ als Polynom in $\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_0$ entwickelt:

$$f(\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_0) = a + (b\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_0) + c(\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_0)^2 + d(\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_0)^3 \quad (3.9)$$

Die Koeffizienten a , b , c und d gewinnt man aus dem Variationsansatz Gl.(3.10).

$$0 \stackrel{!}{=} \frac{\Delta p}{p_0} - \frac{\Delta\tilde{H}}{\tilde{H}_0}. \quad (3.10)$$

Die Energiekalibration wurde mit Kernanregungen genau bekannter Anregungsenergie bei verschiedenen Magnetfeldeinstellungen durchgeführt. Eine Voraussetzung ist, daß die Sollfeldeinstellung des Spektrometers über lange Zeit hinweg wieder reproduzierbar ist. Außerdem muß sichergestellt sein, daß während der Messung die Strahlenergie konstant bleibt. Dies wurde durch das energiedefinierende 40° -System mit einer Genauigkeit von 100 keV erreicht.

Die Messung wurde mit einer Energie von 81.5 MeV durchgeführt. Die elastische Linie wurde wieder durch Verfahren des Spektrometersollfeldes in 1%-Schritten über die Detektorebene verschoben.

Kern	E_x (MeV)	Θ_e	E_R (MeV)	dE_R/dE_S
^1H	0.000	92.9°	6.729	0.159
^1H	0.000	95.7°	7.019	0.166
^{12}C	0.000	94.1°	0.625	0.015
^{12}C	4.4391	94.1°	0.591	0.015
^{12}C	7.6540	94.1°	0.568	0.015
^{197}Au	0.000	94.1°	0.038	0.001

Tabelle 3.2: Tabelle der zur Energiekalibrierung verwendeten Isotope, an denen elastisch gestreute Elektronen gemessen wurden, sowie die Energien der gemessenen angeregten Zustände [16]. Der mittlere Streuwinkel ist mit Θ_e bezeichnet, E_R ist die Rückstoßenergie.

In der Tab.3.2 sind die in dieser Messung berücksichtigten Anregungen aufgeführt. Für jedes Spektrometersollfeld wurde für alle aufgeführten Linien durch Anpassung einer für elastische Elektronenstreuung typischen Linienform [17] an die $\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_0$ Rohdatenspektren der Wert $\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_0$ bestimmt. Wie Abb. 3.8 zeigt, funktioniert das Verfahren prinzipiell. Dargestellt ist im oberen Teilbild das Anregungsenergiespektrum an Polyethylen gestreuter Elektronen. Deutlich zu sehen ist die elastische Linie von ^{12}C .

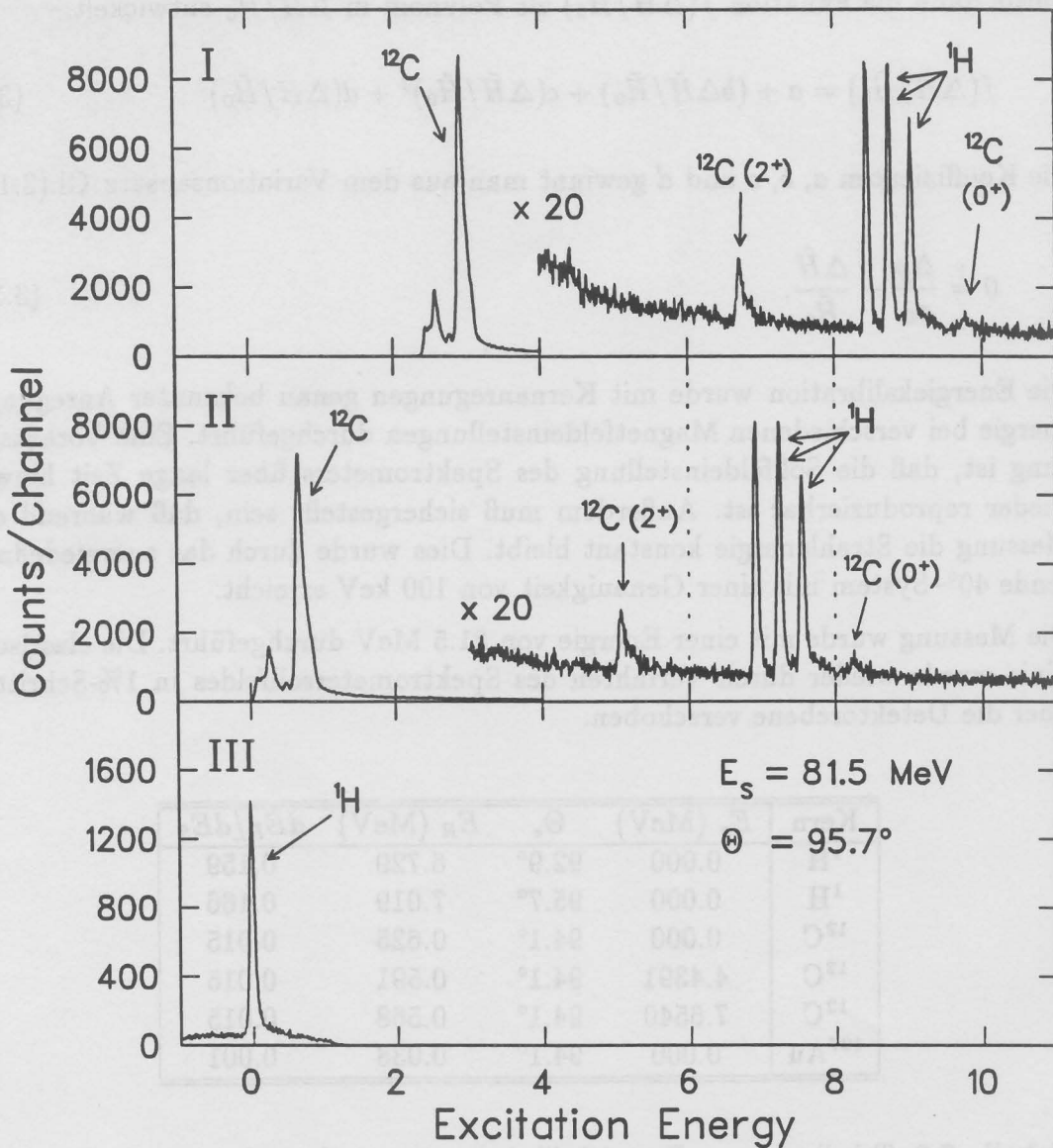


Abb. 3.8: Anregungsenergiespektrum von an Polyethylen elastisch gestreuten Elektronen. Im Teilbild I ist das Spektrum mit der alten Kalibrierung aufgenommen. Teilbild II zeigt das gleiche Spektrum nach der neuen Energiekalibration. Die Linien liegen nun an der Stelle im Anregungsenergiespektrum, an der sie erwartet werden. Im Teilbild III sind im Ausschnitt die drei Wasserstofflinien aus Teilbild II nach der Rückstoßkorrektur zu sehen.

Bei noch niedrigeren Anregungsenergien ist eine breite elastische Linie zu erkennen. Diese stammt von elastisch an Molybdän gestreuten Elektronen. Zur Ableitung der auf der Polyethylenfolie aufgesammelten Ladung wurde das Target mit Kohlenstoffspray überzogen, in dem Molybdän in natürlicher Zusammensetzung enthalten ist. In zwanzigfacher Vergrößerung folgen bei höheren Anregungsenergien die ersten angeregten Zustände von ^{12}C . In diesem Experiment waren der 2^+ -Zustand bei 4.438 MeV und der 0^+ -Zustand bei 7.654 MeV zu sehen. Zwischen diesen beiden angeregten Zuständen liegen die rückstoßverschobenen elastischen Linien von ^1H . Da in der Messung eine Schlitzblende verwendet wurde, sieht man drei elastische Wasserstofflinien. Sie gehören zu den Streuwinkeln 92.85° , 95.7° und 98.55° , die zu unterschiedlichen Rückstoßverschiebungen führen. Bei den Kohlenstofflinien führt dieser Effekt zu einer Verbreiterung der Linie. Im Teilbild I wurde die Energiekalibration aus [3] verwendet, im Teilbild II die Kalibration dieser Arbeit. Die Linien liegen, wie im Teilbild II gezeigt, bis auf 50 keV an den vorhergesagten Stellen und sind nur noch durch die Rückstoßenergie verschoben. In Teilbild I dagegen sind alle Linien global verschoben, die relativen Lagen der Linien zueinander sind jedoch korrekt. Nach der Rückstoßkorrektur liegen die Linien der elastisch gestreuten Elektronen exakt übereinander, wie im unteren Teil am Beispiel der drei Wasserstofflinien gezeigt wird.

4.3 Entkopplung der Koordinaten

Im Experiment können die Elektronen aus einem Gebiet auf dem Target, das der Streufläche entspricht, in den Detektoren an einer Stelle abgebildet, die kleiner ist als das Aufnahmegerät des Detektors. Dabei kann man die folgende Diskussion auf Streifen beschränkt werden, die aus dem Ursprung des in Kap. 2 definierten Koordinatensystems (1) kommen. In Abweichung von der in Kap. 2 vorgestellten Notation wird ψ im folgenden als $\Delta\theta$ und θ als $\Delta\varphi$ bezeichnet. Diese Notation stammt daher, daß der RAYTRAC-Formalismus für lineare Spektrometer entwickelt wurde, das GOLA-Spektrometer jedoch nicht.

Der vertikale Streuwinkel erhält man aus dem Durchstoßwinkel α und dem Durchstoßwinkel β . Der horizontale Streuwinkel kann durch Messung der nichtspazierten Koordinaten y bestimmt werden. Die y -Koordinate ist für einen festen Streuwinkel θ jedoch stark abhängig vom Durchstoßwinkel α und der Durchstoßkoordinate x . In Abb. 4.1 sind im (x, y) -Raum die Orte für Streuwinkel

4 Winkelrekonstruktion

4.1 Motivation

Bei hohen Einschußenergien oder großen Streuwinkeln kommt es zu einer Verbreiterung ΔE_R der gemessenen Linien durch den vom Targetkern aufgenommenen Rückstoß:

$$\Delta E_R = \frac{1}{2Mc^2} \cdot [2E_0(E_0 - E_x) \cdot \sin \Theta] \cdot \Delta \Theta \quad (4.1)$$

In der Elektronenstreuung kann die reduzierte Masse M von Target und Projektil durch die Masse des Targetkernes ersetzt werden. So ergibt sich z.B. für eine Messung an ^{12}C bei einer Strahlenergie von $E_0 = 80$ MeV und einem Streuwinkel von $\Theta = 90^\circ$ eine Rückstoßverbreiterung von $E_R = 0.1$ MeV. Um in diesem Fall eine Auflösung von $\Delta E/E \leq 1 \cdot 10^{-4}$ zu erreichen, muß die Bestimmung des Streuwinkels mit einer Genauigkeit von besser als 0.5° erfolgen.

Nicht nur zur Erhöhung der Energieauflösung ist eine Streuwinkelrekonstruktion wünschenswert. Besonders in Koinzidenzexperimenten an leichten Kernen [18] ist eine präzise Kenntnis des Elektronenstreuwinkels zur Bestimmung der Impulsübertragsrichtung erforderlich, relativ zu der die Winkelverteilung der koinzident nachgewiesenen Teilchen vermessen wird. Ein weiterer Grund für die Notwendigkeit einer Winkelrekonstruktion ist die Abhängigkeit der Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers vom Durchstoßort x , also auch von der relativen Impulsablage $\Delta p/p_0$.

4.2 Entkopplung der Koordinaten

Im Experiment kommen die Elektronen aus einem Gebiet auf dem Target, das der Strahlfleckgröße entspricht. Dieser Strahlfleck wird in den Drahtkammern auf eine Fläche abgebildet, die kleiner ist als das Auflösungsvermögen des Detektors [2]. Daher kann man die folgende Diskussion auf Strahlen beschränkt werden, die aus dem Ursprung des in Kap.2 definierten Koordinatensystems (1) kommen. In Abweichung von der in Kap.2 vorgestellten Notation wird Φ im folgenden als $\Delta \Theta$ und Θ als $\Delta \Phi$ bezeichnet. Diese Notation stammt daher, daß der RAYTRACE-Formalismus für liegende Spektrometer entwickelt wurde, das QCLAM Spektrometer jedoch steht.

Den vertikalen Streuwinkel erhält man aus dem Durchstoßort x und dem Durchstoßwinkel φ . Der horizontale Streuwinkel kann durch Messung der nichtdispersiven Ortskoordinate y bestimmt werden. Die y -Koordinate ist für einen festen Streuwinkel Θ jedoch stark abhängig vom Durchstoßwinkel φ und der Durchstoßkoordinate x . In Abb. 4.1 sind im (x, y, φ) -Raum die Orte für Streuereignisse

gleicher Impulsablage dargestellt. Die Krümmung der Fläche in (x, φ) , die den in Kap. 3 gezeigten Kurven konstanter Impulsablage entspricht, ist der Deutlichkeit halber verstärkt worden.

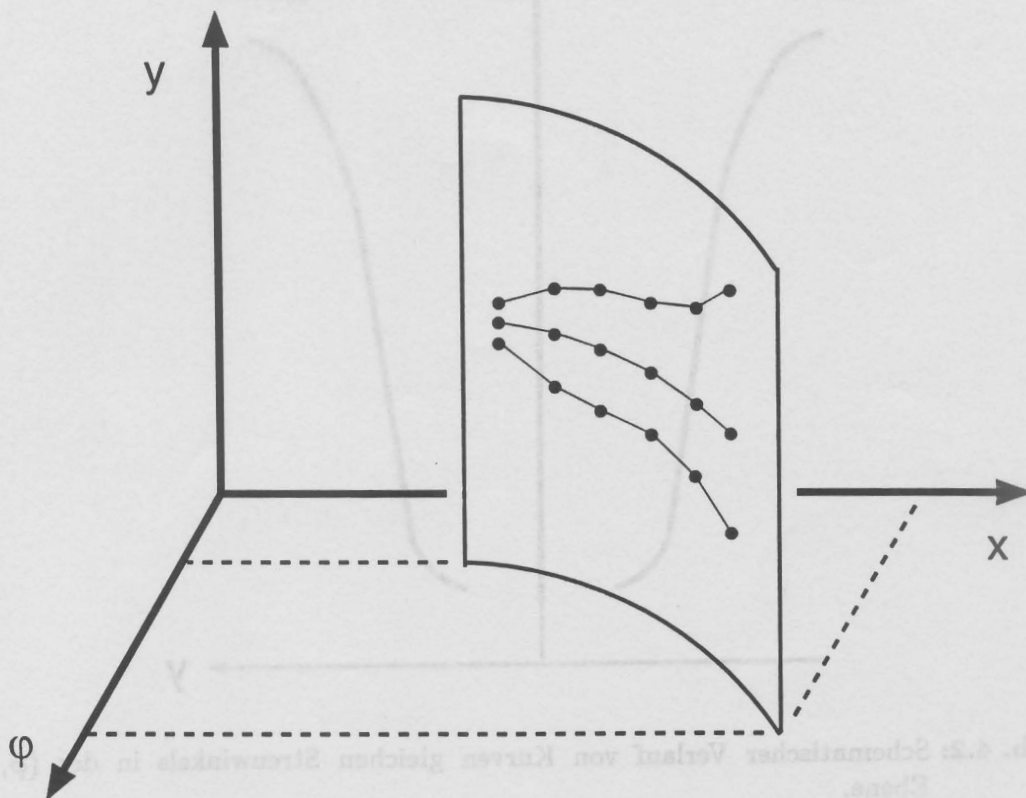


Abb. 4.1: Lage einer Lochblendenmessung im (x, φ, y) -Raum. Die Projektion auf die (x, φ) -Ebene ergibt eine Kurve konstanter Impulsablage.

Wie RAYTRACE-Rechnungen zeigen [3], haben die Kurven gleicher Streuwinkel in der $\varphi - y$ -Ebene schematisch den in Abb. 4.2 gezeigten Verlauf.

4.3 Messung definierter Streuwinkel

Die Entkopplung der Koordinaten φ, y und x erfolgt analog zu der in Kap. 3 vorgestellten Methode. Um in der Fokalebene Punkte mit definierten Streuwinkeln zu erhalten, wurde mit einer Lochblende eine Messung der elastischen Elektronenstreuung an ^{197}Au zur Winkelrekonstruktion durchgeführt. Eine Darstellung der verwendeten Lochblende zeigt Abb. 4.3. Die Löcher der Blende waren so angeordnet, daß der maximale Raumwinkel des Spektrometers (35 msr) überdeckt werden konnte. Die Anordnung der Löcher wurde so gewählt, daß eine möglichst große

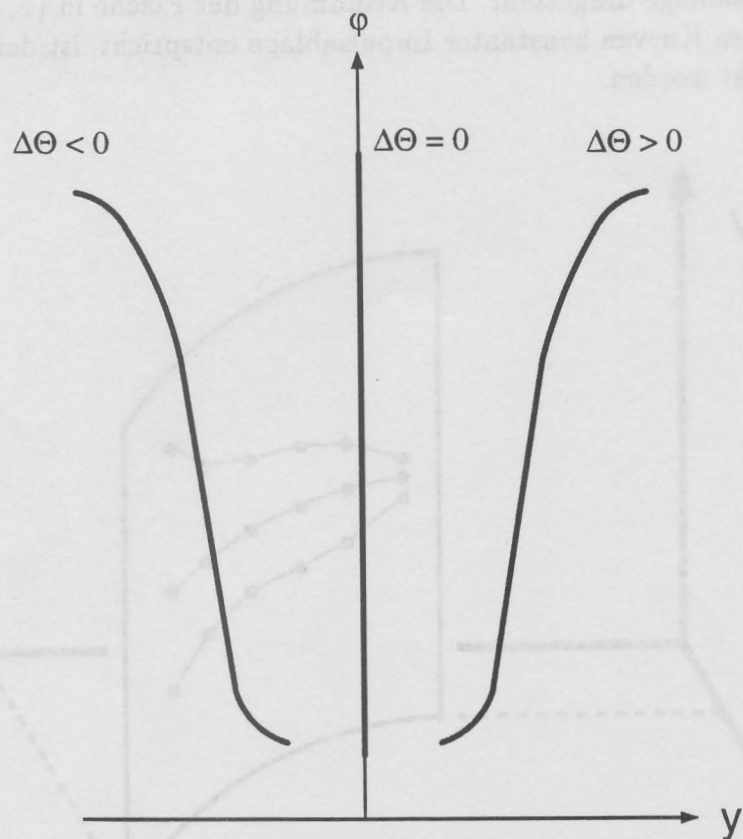


Abb. 4.2: Schematischer Verlauf von Kurven gleichen Streuwinkels in der (φ, y) -Ebene.

Anzahl von Stützstellen genutzt werden konnte und gleichzeitig die Abbildung der Löcher noch klar zu trennen waren. Der Lochdurchmesser betrug 1.1 mm, das zentrale Loch hatte zur Definition des Sollstrahles einen Durchmesser von 1.5 mm. Die Bohrungen müssen wegen des geringen Abstandes des Targets von der Blende von 158 mm radial gebohrt werden.

Während der Messung wurde wieder die elastische Linie durch Änderung der Spektrometersollfeldeinstellung in einem Energiebereich von 72 MeV bis 89.6 MeV über die Fokalebene geschoben. Für jede der 23 Einstellungen wurden die Koordinaten φ und y aller gemessenen Löcher als Funktion der relativen Streuwinkel $\Delta\Theta$ und $\Delta\Phi$ aufgenommen. Ein Beispiel einer gemessenen Verteilung in der (φ, y) -Ebene für eine bestimmte Spektrometerfeldeinstellung ist in Abb. 4.4 dargestellt.

Bei gleichem $\Delta\Theta$ nimmt der Abstand $(\varphi - \varphi_0)$ mit wachsendem $(y - y_0)$ zu. Dies wurde in der Anpassung durch Gl. (4.2) beschrieben

$$\Delta\Phi(\varphi, x = \text{const.}) = \alpha(\varphi - \varphi_0). \quad (4.2)$$

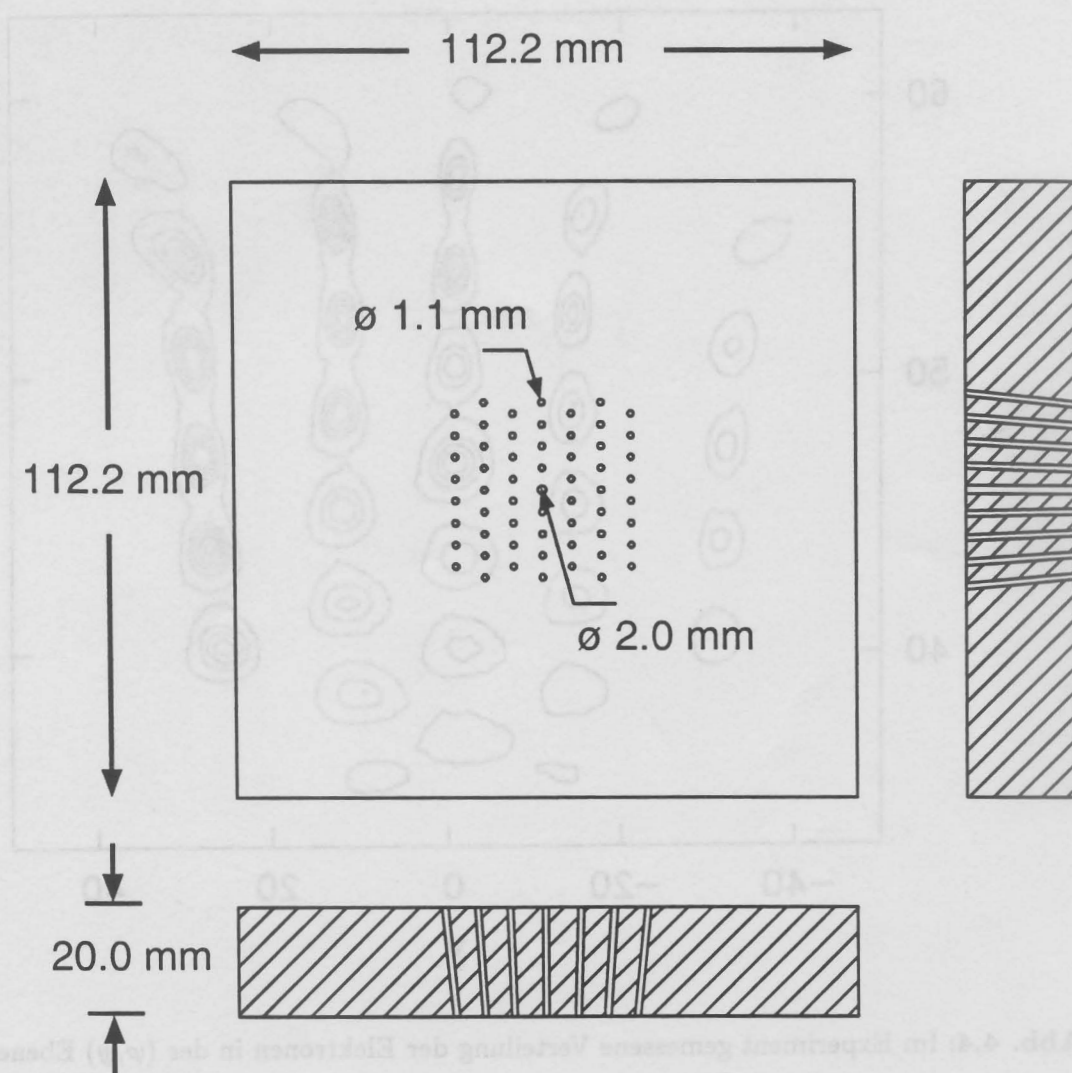


Abb. 4.3: In der Messung verwendete Lochblende. Die Löcher haben einen Durchmesser von 1.1 mm, der Durchmesser des zentralen Loches beträgt 1.5 mm.

Die Form der in Abb. 4.2 gezeigten Kurven konstanten Streuwinkels Θ konnten durch das in Gl. (4.3) definierte Polynom ungerader Ordnung beschrieben werden,

$$\Delta\Theta(\varphi, y, x = \text{const.}) = \beta(y - y_0) + \delta(y - y_0)^3 + \gamma(\varphi - \varphi_0)(y - y_0) + \epsilon(\varphi - \varphi_0)^3(y - y_0). \quad (4.3)$$

Die Variationsparameter sind dabei neben φ_0 und y_0 die Koeffizienten $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ und ϵ . Diese Parameter wurden für jede Einstellung konstanter Impulsablage nach

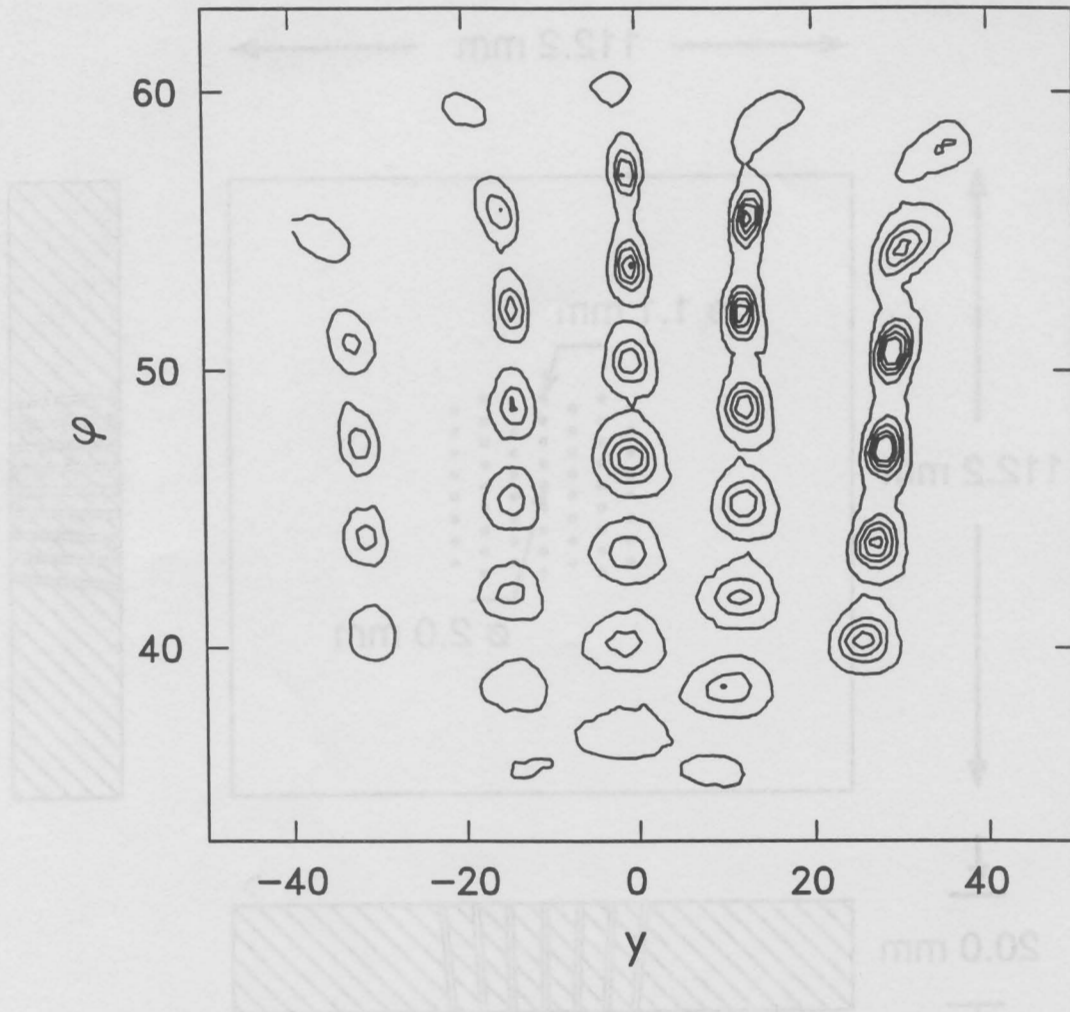


Abb. 4.4: Im Experiment gemessene Verteilung der Elektronen in der (φ, y) Ebene.

der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung aus den aufgenommenen Daten bestimmt.

Die Parameter sind noch Funktionen der relativen Impulsablage $\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_0$. Diese Abhängigkeit konnte darüberhinaus für alle Parameter sehr gut durch Polynome 2. Ordnung in der Impulsablage beschrieben werden.

Die Streuwinkelrekonstruktion von $\Delta\Theta$ und $\Delta\Phi$ erfolgte aus den gemessenen Werten für x , φ und y durch lineare Interpolation in einem dreidimensionalen Gitter. Die Gitterpunkte (i, j, k) wurden mit den Werten der Modellfunktionen aus den Gln. (4.2) und (4.3) besetzt.

4.4 Ergebnis

Das Ergebnis der Winkelrekonstruktion ist in Abb. 4.5 für die in Abb. 4.4 gezeigte Verteilung dargestellt. Die Orientierung des Bildes in der Detektorebene ist dabei zur Lochblende um 180° gedreht. Die Lage des mittleren Loches wird richtig auf die Koordinaten $(\Theta, \Phi) = (0, 0)$ abgebildet, die Abstände der senkrechten Lochreihen sind äquidistant. Die zunehmende Breite der Löcher bei kleineren Φ ist durch den geringeren Abstand der Löcher in y an den Orten kleinerer φ -Winkel bei konstanter Auflösung δy begründet. Würde man den Raumwinkel des Spektrometers homogen ausgeleuchtet, so wäre die runde Begrenzung der Raumwinkelakzeptanz deutlich zu erkennen.

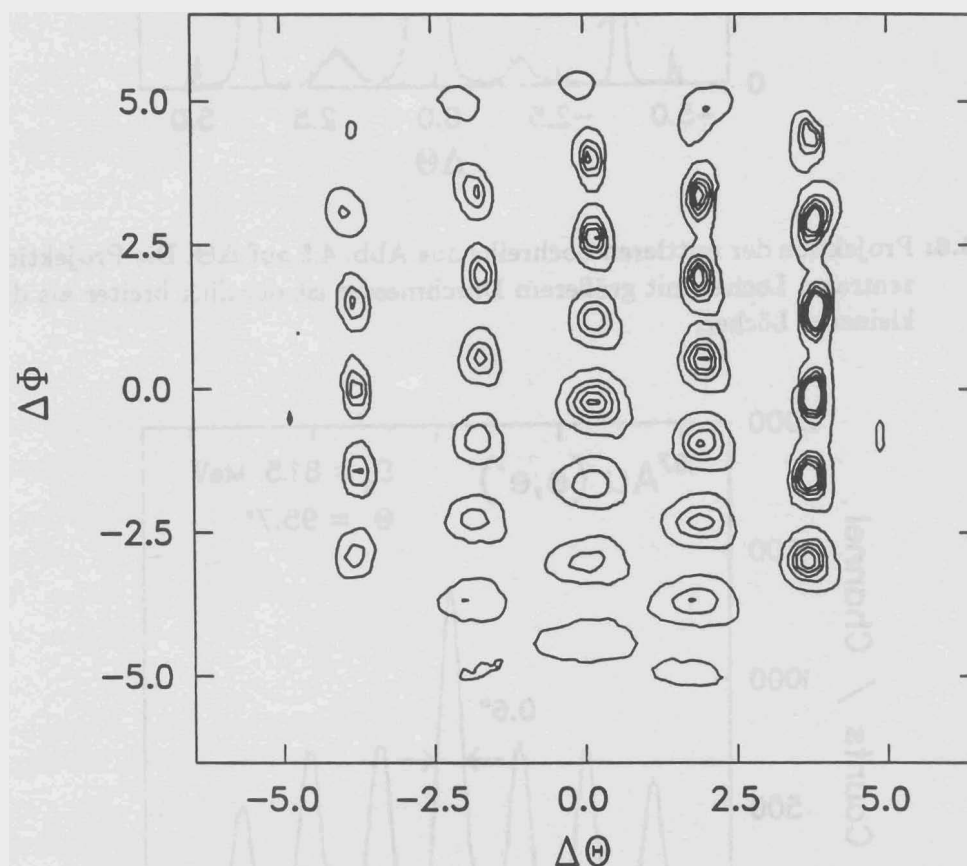


Abb. 4.5: Elektronenverteilung aus Abb. 4.4 nach der Winkelrekonstruktion in den Koordinaten $(\Delta\Theta, \Delta\Phi)$.

Eine Projektion der Verteilung aus Abb. 4.5 auf die Θ -Achse zeigt Abb. 4.6. Die erreichte Winkelauflösung beträgt $\delta\Theta = 0.7^\circ$. Die unterschiedliche Höhe der Maxima wird durch die Zunahme des Wirkungsquerschnittes hin zu den Vorwärtswinkeln und den unterschiedlichen Raumwinkel in Φ -Richtung verursacht.

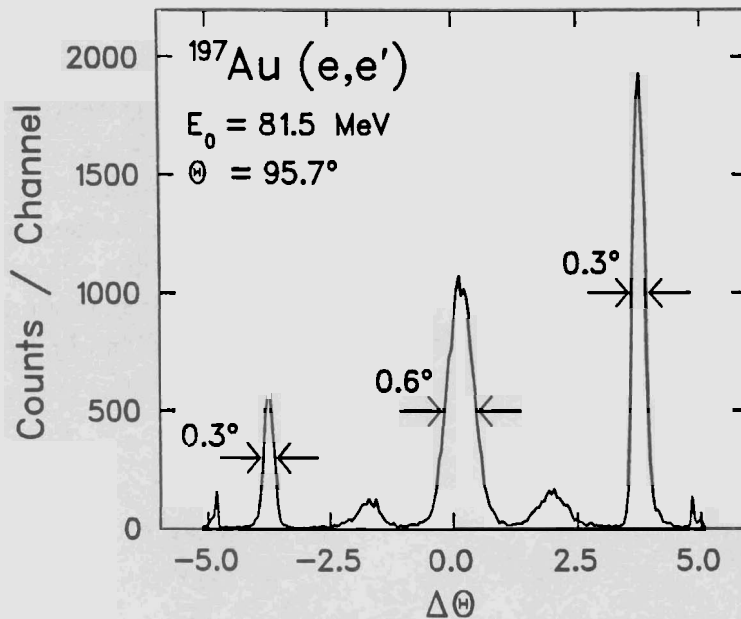


Abb. 4.6: Projektion der mittleren Lochreihe aus Abb. 4.5 auf $\Delta\Theta$. Die Projektion des zentralen Loches mit größerem Durchmesser ist deutlich breiter als die der kleineren Löcher.

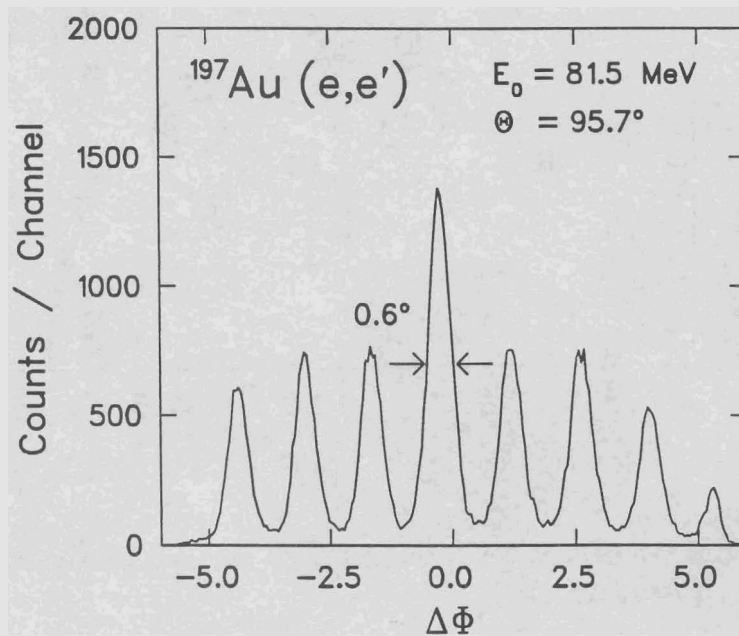


Abb. 4.7: Projektion der mittleren Spalte auf die $\Delta\Phi$ Achse. Wie in Abb. 4.6 ist das zentrale Loch an der größeren Breite zu erkennen.

Abbildung 4.7 zeigt die Projektion der mittleren Reihe aus Abb. 4.5 auf Φ . An der größeren Breite der Projektion des mittleren Loches ist deutlich zu erkennen, daß die Winkelauflösung durch den geometrischen Öffnungswinkel der Löcher begrenzt wird. Der geometrische Öffnungswinkel für das mittlere Loch betrug 0.5° , die Breite einer an die Verteilung angepaßten Gaußfunktion 0.6° . Für die anderen Löcher betrug der geometrische Öffnungswinkel 0.4° und die resultierende Breite der Verteilung 0.5° .

Mit der in diesem Kapitel vorgestellten Winkelrekonstruktion ist es möglich, in der Datenanalyse zur genauen Bestimmung des Raumwinkels Schnitte in Θ und Φ zu setzen. Die Analyse aller in dieser Messung aufgenommenen Spektren wird es auch ermöglichen, die Abhängigkeit der Raumwinkelakzeptanz von x zu bestimmen.

5 Korrektur der Elektronenflugzeiten im Spektrometer

Seit Anfang 1997 steht eine Neutronendetektor-Flugzeitanordnung für (e,e'n) Experimente am S-DALINAC zur Verfügung. In diesen Experimenten werden neben dem gestreuten Elektron Neutronen aus dem Zerfall des hoch angeregten Targetkerns nachgewiesen. Die kinetische Energie dieser Neutronen wird über die Neutronenflugzeit bestimmt. Diese wird experimentell aus dem Zeitsignal des Szintillators des Elektronenspektrometers und aus dem Zeitsignal eines der Neutronendetektoren abgeleitet. Um eine hohe Energieauflösung zu erreichen, ist eine genaue Kenntnis der Elektronenflugzeiten Δt_e im Spektrometer notwendig. Die Elektronengeschwindigkeit ist zwar in sehr guter Näherung gleich der Lichtgeschwindigkeit, die Elektronenflugzeit hängt jedoch von der Elektronentrajektorie ab und ist eine Funktion des Durchstoßortes und Durchstoßwinkel in der Detektorebene. Abbildung 5.1 veranschaulicht dies schematisch mit verschiedenen Elektronenbahnen.

Durch den Ansatz

$$\Delta t = b_1 + b_2 \cdot x_2 + b_3 \cdot \varphi + b_4 \cdot \varphi^2 + b_5 \cdot x_2 \varphi \quad (5.1)$$

konnten die Elektronenflugzeiten beschrieben werden. Die Koeffizienten b_i wurden aus den Daten des ersten (e,e'n) Experimentes im Rahmen von [8] bestimmt.

Die Elektronenflugzeiten lassen sich jedoch genauer durch die Zeitmessung des Szintillatorsignals relativ zum Zeitsignal der Elektronenkanone bei gepulstem Strahlbetrieb vermessen. Eine solche Messung wurde im Rahmen dieser Arbeit mit der 10 MHz Pulsung des Beschleunigers durchgeführt, die für den Betrieb des Freie-Elektronen-Lasers entwickelt wurde.

Da sich die Elektronenbahnen mit unterschiedlichem relativem horizontalem Streuwinkel $\Delta\Phi$ nur gering in der Bahnlänge unterscheiden, ist die Elektronenflugzeit nicht von der y Koordinate in der Detektorebene abhängig. Die Elektronenflugzeiten für gegebene Durchstoßorte x_2 und Durchstoßwinkel φ konnten aus der Schlitzblendenmessung (vgl. Kap. 3) bestimmt werden. Die Flugzeit wurde als Funktion des Durchstoßortes in der X2-Kammer aufgenommen, da diese dem zeitbestimmenden Szintillator am nächsten angeordnet ist (siehe Abb. 2.1).

Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 5.2 dargestellt. Im oberen Teilbild ist die Häufigkeitsverteilung der gestreuten Elektronen als Funktion der Elektronenflugzeit bei konstanten Durchstoßwinkel und für drei verschiedene Durchstoßorte aufgetragen. Durch die Zeitauflösung des Triggersystems haben die einzelnen Zeitsignale eine Auflösung von $\Delta t = 1.2$ ns. Durch Variation des Durchstoßortes ändert sich die mittlere Elektronenflugzeit. Im unteren Teilbild ist die gleiche Verteilung

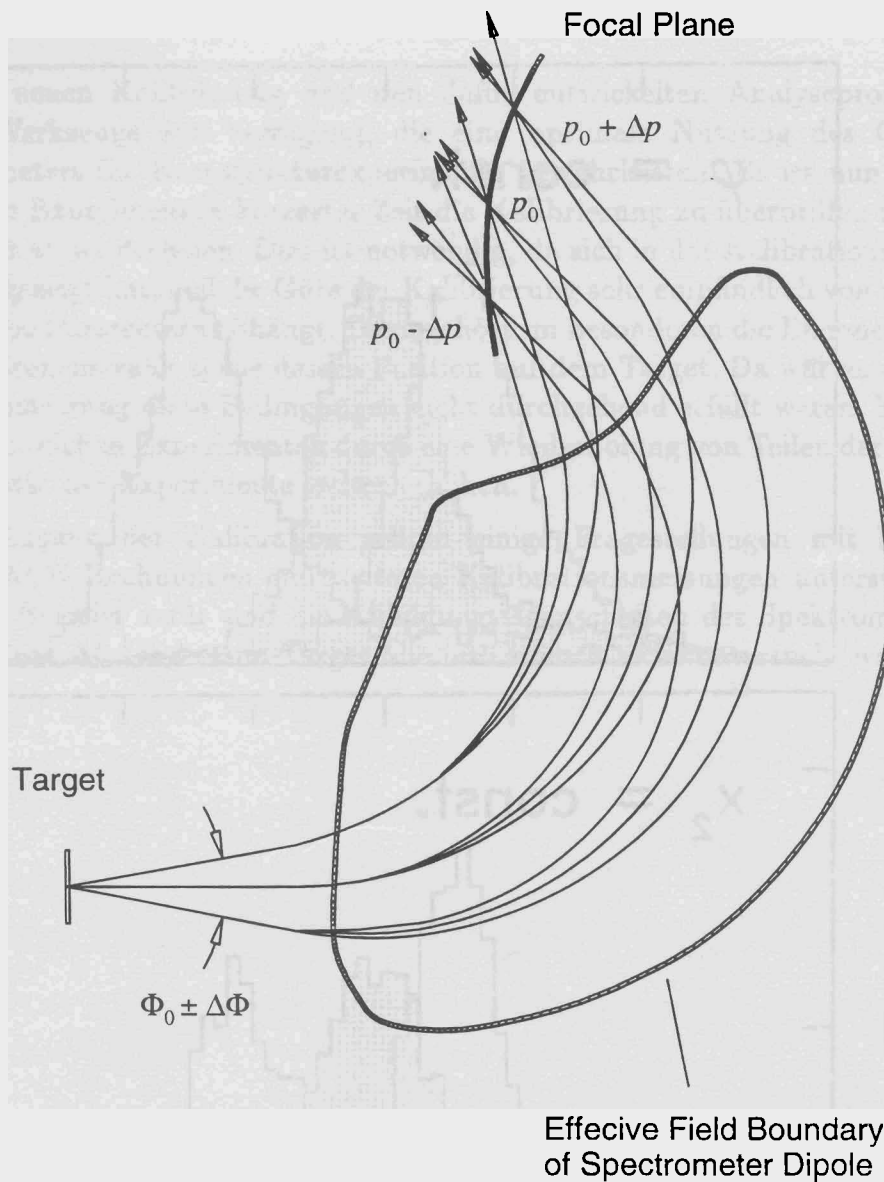


Abb. 5.1: RAYTRACE-Simulation von Elektronenbahnen durch den Spektrometerelektrodenpaar für Elektronen mit unterschiedlichen relativen Impulsablagen $\Delta p/p_0$ und verschiedenen Streuwinkeln $\Delta\Phi$.

für unterschiedliche Durchstoßwinkel φ bei etwa konstantem Durchstoßort dargestellt. Auch hier zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Flugzeit von φ . Nur bei Berücksichtigung der relativen Elektronenflugzeiten in Abhängigkeit von den Trajektorien läßt sich die volle Zeitauflösung des Spektrometers für die Flugzeit-spektroskopie nutzen.

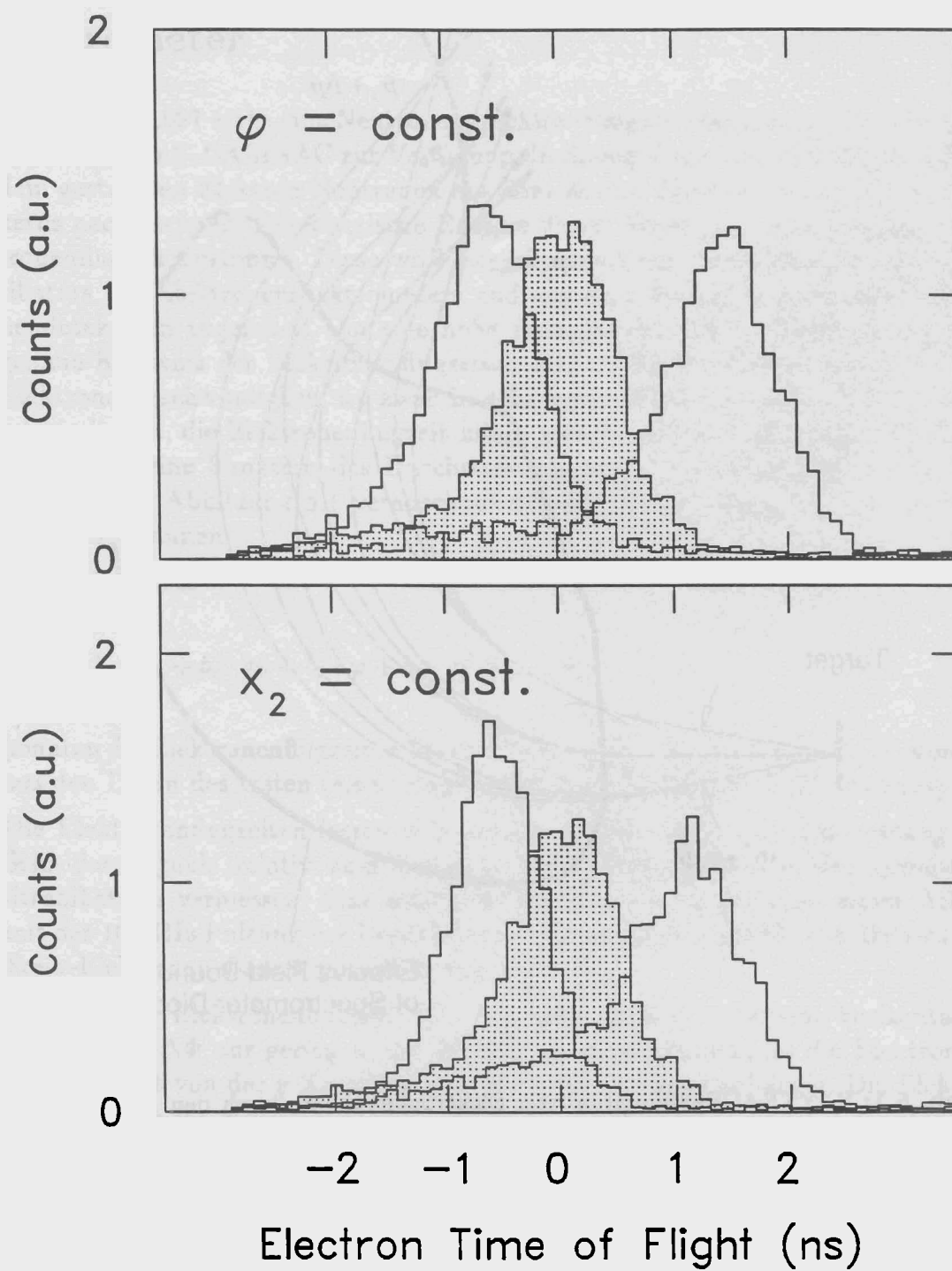


Abb. 5.2: Die Abbildung zeigt gemessene Elektronenflugzeiten: a) als Funktion des Durchstoßortes x_2 und b) als Funktion des Durchstoßwinkels φ in der X_2 -Kammer.

6 Schlußbemerkung

Mit der neuen Kalibrierung und den dafür entwickelten Analyseprogrammen stehen Werkzeuge zur Verfügung, die eine optimale Nutzung des QCLAM-Spektrometers für Kernstrukturexperimente gewährleisten. Es ist nun möglich, vor jedem Experiment in kürzester Zeit die Kalibrierung zu überprüfen und gegebenenfalls zu wiederholen. Dies ist notwendig, da sich in der Kalibrationsmessung deutlich gezeigt hat, daß die Güte der Kalibrierung sehr empfindlich von den experimentellen Parametern abhängt. Dazu gehört im besonderen die Energiestabilität des Elektronenstrahls sowie dessen Position auf dem Target. Da während der Kalibrationsmessung diese Bedingungen nicht durchgehend erfüllt waren, kann man bei empfindlichen Experimenten durch eine Wiederholung von Teilen der Messung die Qualität der Experimente weiter erhöhen.

Zur Ergänzung der Kalibration sollten einige Fragestellungen mit Hilfe von RAYTRACE-Rechnungen und weiteren Kalibrationsmessungen untersucht werden. Ein Beispiel dafür sind die Abbildungseigenschaften des Spektrometers für verschiedene Abstände zum Target, die bisher noch nicht untersucht wurden.

Literatur

- [1] J. Auerhammer, H. Genz, H.-D. Gräf, R. Hahn, P. Hoffmann-Stascheck, C. Lüttge, U. Nething, K. Rühl, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, O. Titze, J. Töpfer and H. Weise, Nucl. Phys. **A553** (1993) 841c.
- [2] M. Knirsch, Dissertation 1991, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt, D 17
- [3] K.-D. Hummel, Dissertation 1992, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt, D 17
- [4] C. Lüttge, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, D.I. Sober, S.K. Matthews and B.A. Brown, Phys. Rev. **C53** (1996) 127
- [5] F. Neumeyer, Dissertation 1998, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, D 17
- [6] H. Diesener Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994
- [7] P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, S. Strauch, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2924
- [8] S. Strauch, Dissertation 1998, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, D 17
- [9] J. Horn, Dissertation 1997, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt, D 17
- [10] R. Kaempf, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1991), unveröffentlicht
- [11] K.L. Brown, A First- and Second-Order Matrix Theory for the Design of Beam Transport Systems and Charged Particle Spectrometers, SLAC Report No. 75 Rev.2 UC-28 (1971)
- [12] S. Kowalski and H.A. Enge, RAYTRACE User's Guide, Laboratory for Nuclear Science and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass. (1986)
- [13] U. Kleinhans, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1989), unveröffentlicht
- [14] E. Heid, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1992), unveröffentlicht
- [15] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, Numerical Recipes, Cambridge University Press, New York (1986)

- [16] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A506** (1990) 1
- [17] S. Strauch, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1993), unveröffentlicht
- [18] A. Stiller, Dissertation, Institut für Kernphysik, TU Darmstadt, in Vorbereitung

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt an erster Stelle meiner Familie, die mir das Studium der Physik ermöglicht hat und die mir auch in den anstrengenden Phasen der Arbeit stets hilfreich zur Seite stand.

Herrn Prof. Dr. Dr. h. c. mult. Achim Richter danke ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für die interessante Aufgabenstellung dieser Arbeit. Er förderte meine Teilnahme an der DPG-Schule für Physik über „Elementare Kernanregungen“ und ermöglichte mir an der CERN Summer School 1998 teilzunehmen.

Für die stete Hilfe und Diskussionsbereitschaft besonders in der Schlußphase der Arbeit möchte ich Herrn Dr. Peter von Neumann-Cosel herzlich danken.

Herrn Dr. Gerhard Schrieder danke ich für seine Unterstützung bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente.

Ich danke allen Mitgliedern der Spektrometergruppe für ihre Bereitschaft, mir stets mit Rat und Tat zu helfen. Besonders danke ich Herrn Dipl.-Phys. Bodo Reitz für die Hilfe im experimentellen Teil dieser Arbeit sowie für die geduldige und ausführliche Beantwortung meiner vielen Fragen. Herrn Dr. Steffen Strauch danke ich für die Unterstützung bei der Auswertung der Daten.

Der Beschleunigermannschaft danke ich für ihren großen Einsatz bei diesem Experiment, der – wie sollte es anders sein – meist an sonnigen Wochenenden besonders nötig war.

Den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt möchte ich für die Anfertigung der für das Experiment benötigten Materialien danken. Der Dank gilt besonders Herrn Poth, der mit großer Sorgfalt und Genauigkeit die Blenden fertigte. Herrn Hammel danke ich für die Beschaffung des für diese Arbeit benötigten Sinustisches, ohne den die Blenden nicht hätten gebaut werden können.

Allen namentlich nicht genannten Mitgliedern der Arbeitsgruppe möchte ich für die schöne Zeit im Institut danken.