

*Institut für Kernphysik*  
*Technische Hochschule Darmstadt*



**Werner Schmidt**

**Messung kinematischer Koinzidenzen  
an Protonen**

**und**

**Entwicklung eines Computerprogramms zur  
Magnetfeldsteuerung am QCLAM-Spektrometer**

**Diplomarbeit**

**November 1992**

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit besteht aus zwei Teilen. Im ersten Teil werden Koinzidenzexperimente behandelt. Es wurde die koinzidente Zählrate der Streuung von Elektronen an Protonen bei einer Energie von 78 MeV gemessen. Dabei wird der Streuprozess allein durch die Kinematik bestimmt. Die Messungen fanden am QCLAM-Spektrometer des S-DALINAC statt. Als Target diente eine Polyethylenfolie ( $(CH_2)_x$ ), da sie einfacher als ein Wasserstofftarget zu handhaben ist. Die gestreuten Elektronen wurden im Detektorsystem des Spektrometers erfaßt. Die Registrierung der aus dem Target emittierten Protonen geschah mit Hilfe eines Halbleiterdetektors, der innerhalb der Streukammer auf einem Goniometer befestigt war. Über die Ausleseelektronik wurden die Koinzidenzbedingung eingestellt und die koinzidenten Spektren aufgenommen. Zusätzlich wurden die theoretisch erwarteten Spektren, unter Berücksichtigung der geometrischen Bedingungen, die bei der Messung vorlagen, errechnet. Beim Vergleich mit den experimentell gemessenen Spektren konnte eine gute Übereinstimmung gezeigt werden.

Im zweiten Teil der Arbeit wird ein Computerprogramm beschrieben, das entwickelt wurde, um damit die Magnetfelder des neuen QCLAM-Spektrometers einzustellen und zu kontrollieren. Dieses Programm wurde in das am Institut benutzte Datenerfassungs- und Analysesystem eingebunden, so daß der Experimentator von seinem Arbeitsplatz aus direkten Zugriff auf die Einstellwerte des Spektrometers hat. Um ein vollständiges Durchmagnetisieren der Magnete zu gewährleisten, sind verschiedene Arten zum Anfahren des Sollwerts vorgesehen. Durch Einbinden eines Datenbanksystems konnte ein hoher Benutzerkomfort erreicht werden, da die gewünschten Größen in physikalischen Einheiten angegeben werden können. Die Umrechnung in geräterrelevante Werte und Kalibrierung wird über das Datenbanksystem durchgeführt.

Mit Hilfe der für den Datentransfer benötigten Lese- und Schreiberoutinen wurde zusätzlich noch über ein kurzes Computerprogramm eine Eichkurve des Magnetfeldes am Dipolmagneten aufgenommen. Anhand dieser kann der für ein gewünschtes Magnetfeld nötige Spulenstrom bestimmt werden. Darüberhinaus war es mit einem weiteren Computerprogramm möglich, Untersuchungen zur Stabilität des Magnetfeldes am Dipolmagneten durchzuführen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Messung kinematischer Koinzidenzen an Protonen</b>	<b>3</b>
2.1	Experimentelle Durchführung . . . . .	3
2.2	Theoretische Grundlagen . . . . .	10
2.2.1	Kinematik . . . . .	10
2.2.2	Wirkungsquerschnitt . . . . .	12
2.3	Geometrie . . . . .	12
2.4	Berechnung der Spektren . . . . .	17
2.5	Vergleich von Experiment und Theorie . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Entwicklung eines Computerprogramms zur Magnetfeldsteuerung am QCLAM-Spektrometer</b>	<b>23</b>
3.1	Motivation . . . . .	23
3.2	Die Datenübertragung . . . . .	25
3.2.1	Übertragungshardware . . . . .	25
3.2.2	Übertragungssoftware . . . . .	25
3.3	Beschreibung der Einstellverfahren . . . . .	26
3.4	Einbindung einer Datenbank zur Datenspeicherung . . . . .	30
3.5	Programmbeschreibung . . . . .	31
3.6	Beschreibung des Programmablaufes . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Eichmessung des Dipolfeldes</b>	<b>35</b>
<b>5</b>	<b>Untersuchungen zur Stabilität des Dipolfeldes</b>	<b>36</b>
<b>6</b>	<b>Schlußbemerkung</b>	<b>39</b>
<b>A</b>	<b>Kurze Bedienungsanleitung zum Programm</b>	<b>40</b>

# 1 Einleitung

Seit 1962 werden am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt elektromagnetische Übergänge in Kernen mit hochauflösender inelastischer Elektronenstreuung untersucht. Zunächst wurden diese Messungen mit dem alten Beschleuniger DALINAC (Darmstadt Linear Accelerator) [1], der eine Maximalenergie von  $E_{max} = 70 \text{ MeV}$  bei einem Tastverhältnis von  $7.5 \times 10^{-4}$  ermöglichte, durchgeführt. Durch diese Experimente, bei denen nur das gestreute Elektron gemessen wurde, konnten die bestehenden Kenntnisse über den Aufbau der Atomkerne enorm erweitert werden. Es sei hier nur auf die Beobachtung einer neuen M1-Mode hingewiesen [2, 3, 4, 5]. Um noch weitergehende Erkenntnisse über die Struktur der Kerne zu erhalten, bedarf es einer neuen Art von Experimenten. Bei diesen werden gleichzeitig (koinzident) mit den gestreuten Elektronen auch Hadronen, die vom Targetkern emittiert werden, registriert. Diese Experimente können aber nur an Dauerstrichbeschleunigern (continuous wave, kurz cw) durchgeführt werden, da ansonsten der Anteil der zufällig koinzidenten Ereignisse den der wahren überdecken würde. Aus diesem Grunde wurde 1982 mit dem Bau des neuen supraleitenden Beschleunigers S-DALINAC (Superconducting Darmstadt Linear Accelerator) [6] begonnen. Dieser Beschleuniger hat als Designwert eine Maximalenergie von  $E_{max} = 130 \text{ MeV}$  bei einer Energieunschärfe von  $\Delta E/E = 1 \times 10^{-4}$ . Bisher wurde eine Energie von  $104 \text{ MeV}$  in gepulsten Betrieb und  $84 \text{ MeV}$  mit einem cw-Strahl erreicht. Der maximale erreichte Strahlstrom beträgt  $10 \mu\text{A}$ , und die Energieauflösung im Elektronenspektrometer ist  $26 \text{ keV}$ .

Erstes Ziel der vorliegenden Arbeit war die Messung des koinzidenten Wirkungsquerschnitts bei der Streuung von Elektronen an Protonen. Hierbei wird neben dem gestreuten Elektron das Rückstoßproton registriert. Dieser Teil ist in Kapitel 2 enthalten. Der erste Abschnitt beschreibt die experimentelle Durchführung und die Analyse der Meßdaten. Weiter werden in Abschnitt 2.2 die theoretischen Grundlagen erörtert. Zunächst wird dort die Kinematik des Streuprozesses beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Streuprozesses wird durch den Wirkungsquerschnitt bestimmt. Dieser wird anschließend erläutert. Für einen Vergleich mit den gemessenen Spektren müssen noch die geometrischen Bedingungen, die bei der Messung vorlagen, berücksichtigt werden. In Abschnitt 2.3 wird eine geometrische Konstruktion vorgestellt, mit deren Hilfe sich die zu erwartenden Spektren berechnen lassen. Daran anschließend werden die Ergebnisse dieser Berechnung angegeben. Im letzten Abschnitt des ersten Teils der Arbeit werden die errechneten Spektren mit den gemessenen verglichen. Hier wird zusätzlich der Energieverlust der Protonen im Targetmaterial selbst in den berechneten Spektren berücksichtigt.

Ziel des zweiten Teils der Arbeit war die Entwicklung eines Computerprogramms, mit dessen Hilfe die Magnetfelder des QCLAM-Spektrometers eingestellt werden. Dieses wird in Kapitel 3 vorgestellt. Nach einer kurzen Motivation wird die Datenübertragung vom Computer auf die Endgeräte beschrieben. Dabei wird zunächst

auf die benutzte Hardware eingegangen. Anschließend werden die für den Datentransfer entwickelten Lese- und Schreiberoutinen erläutert. Der nachfolgende Abschnitt 3.3 beschreibt die verschiedenen im Programm vorgesehenen Möglichkeiten, den Sollwert der Felder einzustellen. Weiterhin wurde ein Datenbanksystem zur Speicherung von Umrechnungs- und Kalibrierungswerten mit eingebunden. Dies wird in Abschnitt 3.4 erläutert. Anschließend folgt eine Beschreibung zur Programmbe-  
nutzung. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels gibt noch einen Überblick über den Programmablauf.

Die Lese- und Schreiberoutinen wurden weiterhin noch dafür verwendet, um eine Eichmessung des Magnetfeldes am Dipol durchzuführen. Das Ergebnis zeigt Kapitel 4. Die zusätzlich durchgeführten Untersuchungen zur Stabilität des Dipol-  
feldes sind im 5. Kapitel beschrieben.

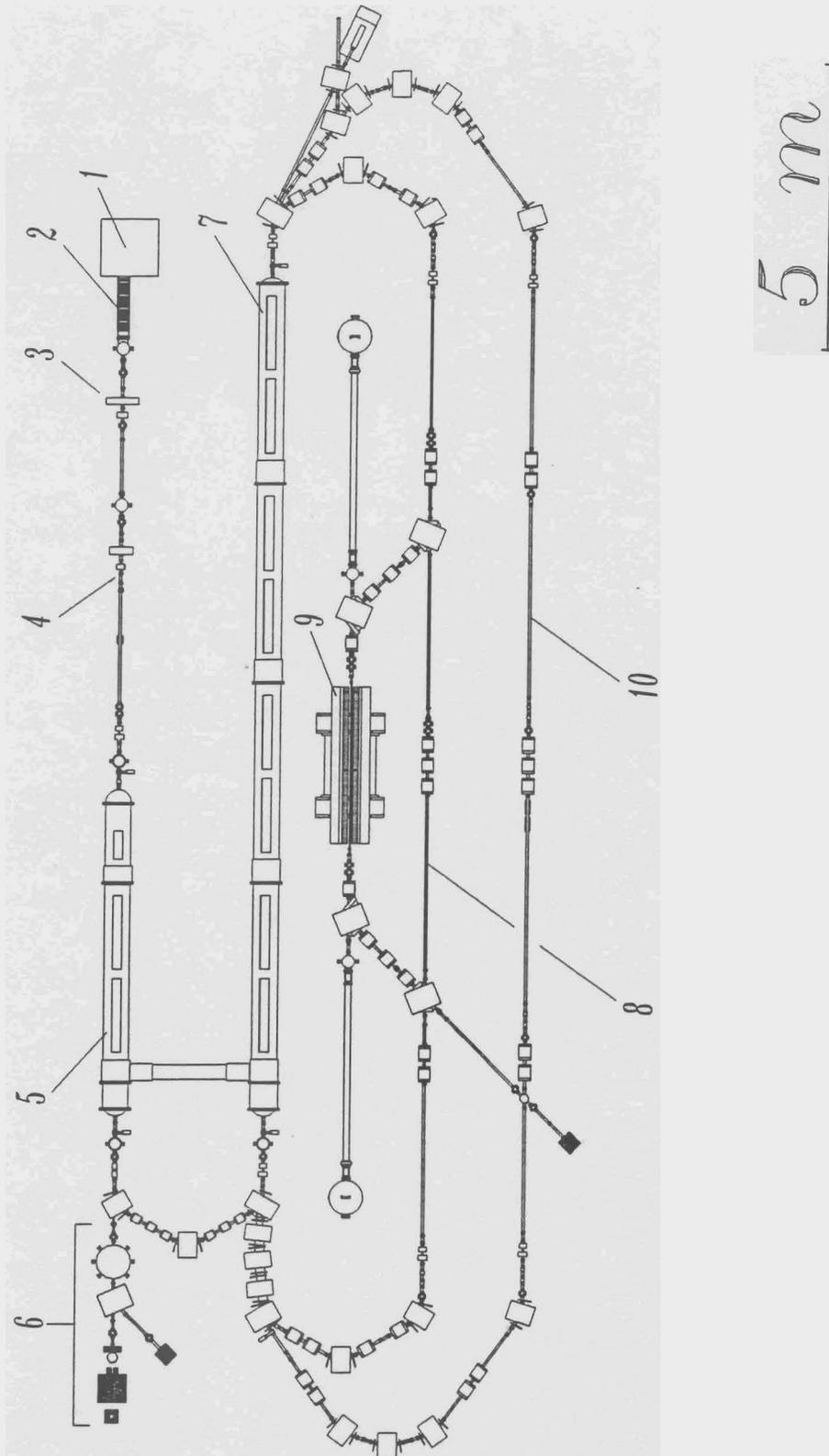
## 2 Messung kinematischer Koinzidenzen an Protonen

### 2.1 Experimentelle Durchführung

Die Messungen zur kinematischen Koinzidenz wurden als Vorbereitung weiterer koinzidenter Messungen am QCLAM-Spektrometer des supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleunigers S-DALINAC [6] durchgeführt. Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des Beschleunigers. Der in der Elektronenkanone (1) erzeugte DC-Strahl wird elektrostatisch auf 270 keV vorbeschleunigt (2). Im anschließenden Chopper-Prebuncher-System (3,4) erhält er die für die Beschleunigung im Hochfrequenzfeld notwendige Mikrostruktur. Dieser cw-Strahl tritt dann in den supraleitenden Injektor (5) ein. Er besteht aus einer 5-zelligen Einfangstruktur und zwei 20-zelligen Beschleunigungsstrukturen. Diese werden mit einer Frequenz von 3 GHz erregt und beschleunigen den Elektronenstrahl auf eine maximale Energie von 10 MeV. Nach dem Injektor kann der Elektronenstrahl für Experimente genutzt werden (6), oder er wird um  $180^\circ$  in den Hauptbeschleuniger (7) umgelenkt. Er ist aus acht 20-zelligen supraleitenden Beschleunigungsstrukturen aufgebaut, die zusammen einen Energiegewinn von 40 MeV ermöglichen. Durch ein- bzw. zweimaliges Rezirkulieren (8,10), bei dem der Strahl erneut in den Hauptbeschleuniger eingeschossen wird, kann eine Endenergie von maximal 90 MeV bzw. 130 MeV erreicht werden. Anschließend wird der Strahl ausgekoppelt und den weiteren Experimentierplätzen zugeführt.

Einer dieser Experimentierplätze ist das neue QCLAM-Spektrometer. Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau zusammen mit der Streukammer (1) und dem Strahlfänger (9). Das Spektrometer wurde am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt im Rahmen einer Dissertation [7] entwickelt, aufgebaut und erprobt. Es besteht aus einem Multipolmagneten (2) mit einem überwiegenden Quadrupolfeldanteil und einem Dipolmagneten (3), der die Form einer aufgeklappten Muschelschale besitzt (Quadrupol Clamshell). Erst durch den Multipol wird der hohe Raumwinkel von 35 msr erreicht. Das Spektrometer hat eine Impulsakzeptanz von 22 % und die Impulsauflösung ist besser als  $10^{-4}$ .

Nach der Extraktion aus dem Hauptbeschleuniger wird der Elektronenstrahl in die Streukammer des QCLAM-Spektrometers gelenkt, in der er auf das Streutarget trifft. Als Targetmaterial wurde eine Polyethylen-Folie  $((CH_2)_x)$  mit der Massenbelegung  $18,4 \text{ mg/cm}^2$  gewählt, da eine solche Folie einen hohen Wasserstoffanteil besitzt und leichter als ein Gastarget zu handhaben ist. Bei der Messung war eine Strahlenergie von  $E_0 = 78 \text{ MeV}$  eingestellt. Damit die Rückstoßprotonen eine Energie von etwa 4 MeV haben, wurde das Spektrometer unter einen Winkel von  $\theta_e = 70^\circ$  zur Strahlrichtung gestellt. Aus der Kinematik errechnet sich der Winkel, unter dem die Rückstoßprotonen aus dem Target emittiert werden, zu  $\theta_p = 53^\circ$ . Unter diesem Winkel war innerhalb der Streukammer ein Halbleiterdetektor aufgebaut.



**Abb. 2.1:** Der supraleitende Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC.  
 1=Elektronenkanone, 2=elektrostatische Vorbeschleunigung, 3=Chopper,  
 4=Prebuncher, 5=supraleitender 10 MeV Injektor, 6=Experimentierplatz,  
 7=supraleitender 40 MeV Hauptbeschleuniger, 8=erste Rezirkulation,  
 9=Freie-Elektronen-Laser, 10=zweite Rezirkulation.

Die gestreuten Elektronen werden im QCLAM-Spektrometer nach dem Impuls separiert und im Detektorsystem (7) registriert. Das Detektorsystem, bestehend aus drei Vieldraht-Driftkammern, einem Čerenkov- und einem Szintillationszähler, wurde im Institut im Rahmen einer Dissertation [8] entwickelt. Die Energie der gestreuten Elektronen ergibt sich aus dem Ort, an dem sie in der Detektorebene registriert werden, da die Ablenkung im Magnetfeld des Spektrometers von der Energie der Elektronen abhängt. Bei der Analyse der Daten auf dem Experimentierrechner werden diese Ortsinformationen umgerechnet in Energien. Die nötigen Umrechnungsfaktoren ergeben sich aus Eichmessungen und geometrischen Korrekturen.

Gleichzeitig werden innerhalb der Streukammer die durch den Impulsübertrag aus dem Target emittierten Protonen mit Hilfe des oben erwähnten Halbleiterdetektors erfaßt. Die Signale des Detektors werden anschließend elektronisch verarbeitet. Die Signalhöhe, die proportional zur im Detektor deponierten Energie ist, wird in einem ADC (Analog-Digital-Converter) zur weiteren elektronischen Verarbeitung digitalisiert. Die Umrechnung in Energie erfolgt dann mit aus Eichmessungen zu entnehmenden Umrechnungsfaktoren. Die Dicke des bei der Messung benutzten Halbleiterdetektors war so groß, daß die Protonen in ihm gestoppt wurden. So konnte die Energie der Protonen gemessen werden.

Wegen der Koinzidenzbedingung wird ein Ereignis nur dann in der weiteren Analyse zum Aufbau der Spektren gewertet, wenn die Signale von Hadronen- und Elektronendetektor innerhalb eines Zeitfensters, also quasi „gleichzeitig“, erfolgen. Man geht dann davon aus, daß beide Teilchen von dem gleichen Streueignis kommen. Diese Ereignisse werden auf den Experimentierrechner zur weiteren Analyse übertragen und auf Magnetband gespeichert. Dies geschieht mit Hilfe des im Institut zur Datenerfassung und Analyse eingesetzten GOOSY-Programmpaketes (GSI Online Offline System [10]). Dabei werden die Daten in Listmodeform abgelegt, so daß sie bei einer späteren Offline-Analyse unter verschiedensten Nebenbedingungen zu Spektren zusammengefaßt werden können. Dies geschieht, genauso wie bei der Online-Analyse, die während der Messung durchgeführt wird, über einen Analyseprozess, der aus den Daten Spektren aufbaut.

Um den Anteil der in den Spektren noch befindlichen zufälligen Koinzidenzereignisse abzuschätzen, betrachtet man das Zeitspektrum der Signale am Halbleiterdetektor. Hierbei wird die Zeitdifferenz zwischen dem Elektronensignal und dem Hadronensignal mit einem TDC (Time-Digital-Converter) digitalisiert. Aus diesen Werten wird dann auf dem Experimentierrechner das Zeitspektrum aufgebaut. Ein solches Spektrum zeigt Abb. 2.3 in halblogarithmischem Maßstab. Das über die Elektronik gesetzte Zeitfenster ist klar zu erkennen. Die wahren Koinzidenzen ergeben die deutlich zu sehende Linie.

Der Anteil der zufälligen Koinzidenzen ergibt sich aus dem Quotienten des Integrals über den Untergrund und dem Integral über das gesamte Spektrum. Im obigen Spektrum sind 29.8 % zufällig koinzidente Ereignisse enthalten. Um den im Energiespektrum enthaltenen Anteil der zufälligen Koinzidenzen noch weiter zu unterdrücken,

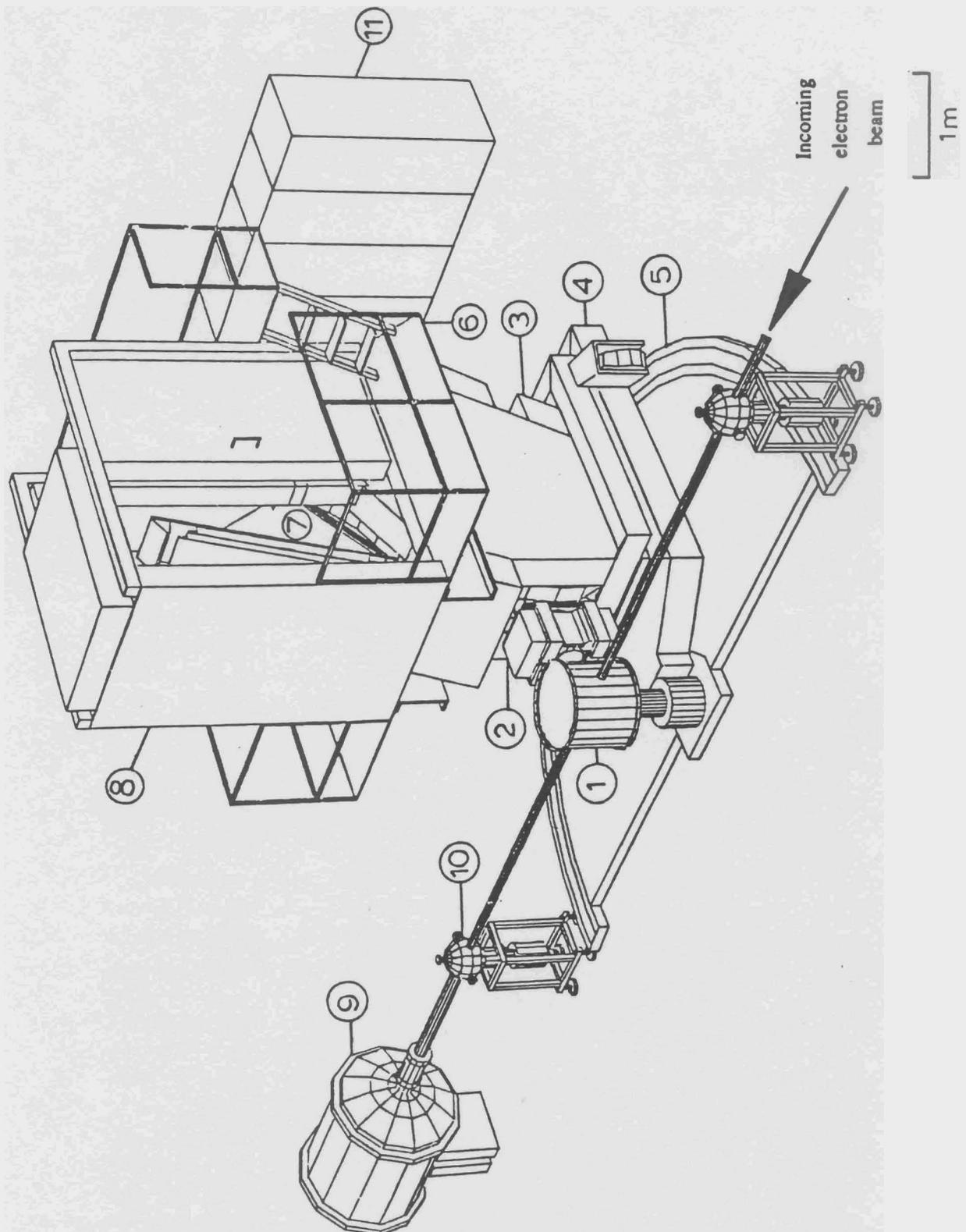
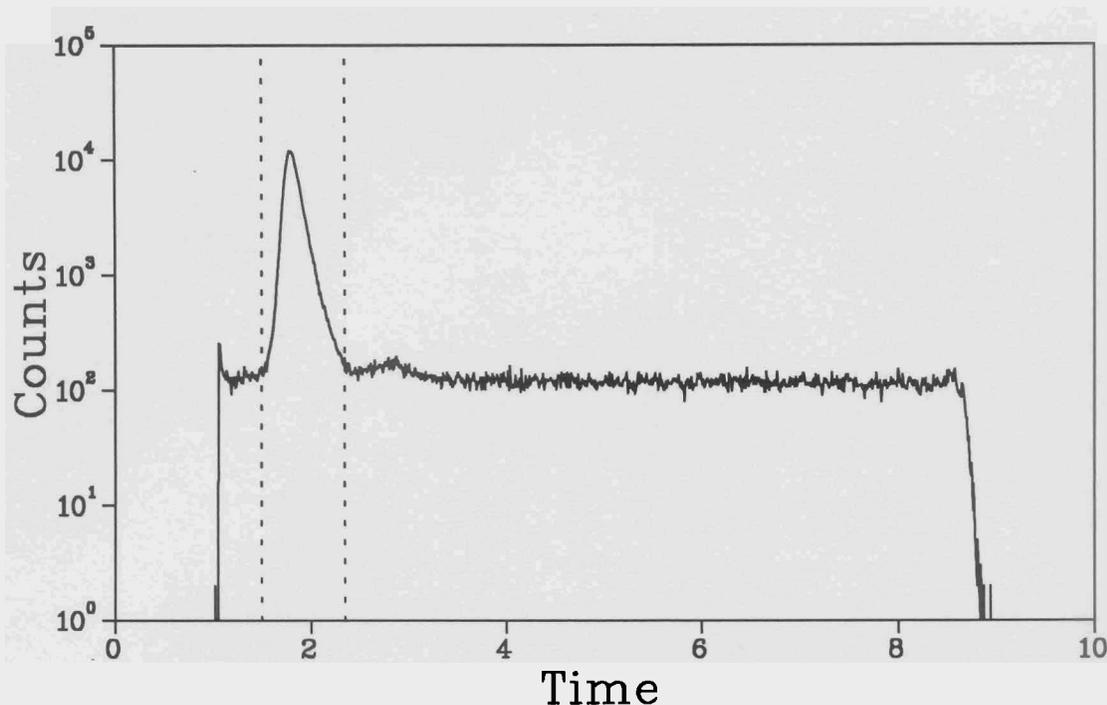


Abb. 2.2: Das QCLAM-Spektrometer. 1=Streukammer, 2=Quadrupolmagnet, 3=Dipolmagnet, 4=Dreh- und Verschiebegerüst, 5=Laufschiene, 6=Arbeitsplattform, 7=Detektorsystem, 8=Bleiabschirmung, 9=Strahlfänger, 10=Vakuumpumpstand, 11=Magnet Power Supply.



**Abb. 2.3:** Gemessenes Zeitspektrum in halblogarithmischer Darstellung. Die gestrichelten Linien zeigen das bei der Offline-Analyse gesetzte Zeitfenster.

kann man bei einer erneuten Analyse der auf Band gespeicherten Meßdaten beim Aufbau der Spektren nur solche Ereignisse werten, die in einem Zeitfenster um die Linie liegen. Dieses verkleinerte Zeitfenster ist in Abb. 2.3 mit eingezeichnet. Man kann dadurch den Anteil der zufälligen Koinzidenzen auf 4.2 % erniedrigen.

Betrachtet man das zugehörige Spektrum der Hadronenzähler, so stellt man fest, daß diese zufällig koinzidenten Ereignisse verstärkt im energetisch niedrigeren Bereich auftreten. Abbildung 2.4 zeigt das Spektrum der Protonen ohne die durch das verkleinerte Zeitfenster gesetzte Bedingung. Zum Vergleich ist in Abb. 2.5 das Protonenspektrum, das sich nach dem Setzen der zusätzlichen Bedingung des verkleinerten Zeitfensters ergibt, dargestellt.

Abbildung 2.6 zeigt das zugehörige Elektronenspektrum. Es sind zwei Linien zu sehen. Die Linie bei der niedrigeren Energie kommt von der elastischen Streuung an den Protonen. Zusammen mit der Protonenenergie ergibt sich wie erwartet gerade wieder die Strahlenergie von 78 MeV. Die obere Linie bei etwa 78 MeV entsteht durch elastische Streuung der Elektronen an den Kohlenstoffkernen der Targetfolie. Dieser Anteil kann bei der Analyse durch Setzen einer Energiebedingung ausgeschlossen werden. Das Fenster für diese Bedingung ist in Abb. 2.6 mit eingezeichnet. Betrachtet man das sich dann ergebende Protonenspektrum (Abb. 2.7), so stellt man fest, daß sich der Verlauf des Spektrums nicht wesentlich ändert. Die durch die Energiebedingung ausgeschlossenen Ereignisse sind deshalb im Protonenspektrum über der Energie gleichmäßig verteilt.

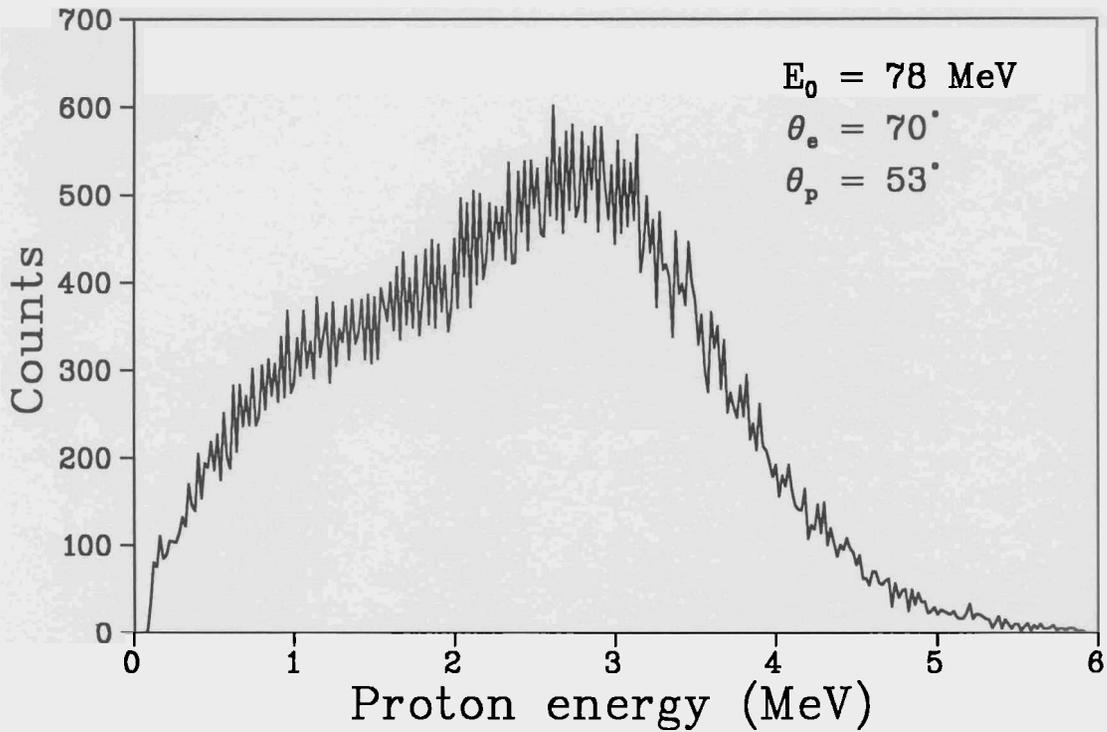


Abb. 2.4: Koinzident gemessenes Protonenspektrum. Als Target wurde eine Polyethylenfolie benutzt.

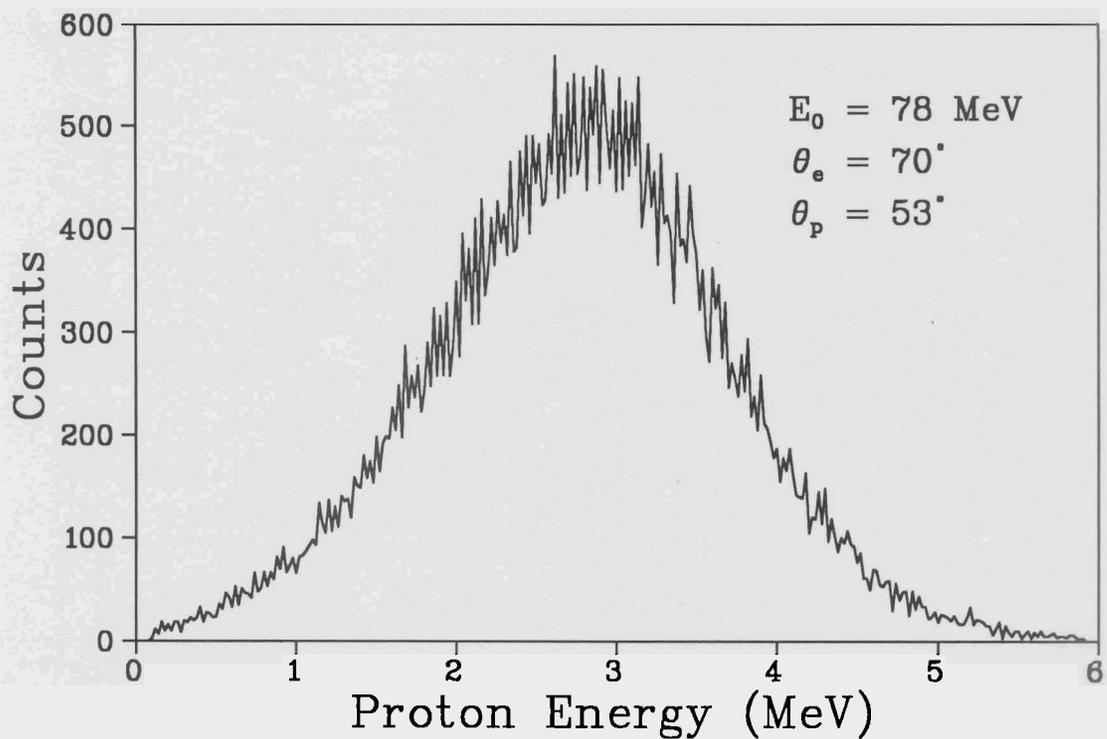


Abb. 2.5: Koinzident gemessenes Protonenspektrum nach dem Setzen des Zeitfensters.

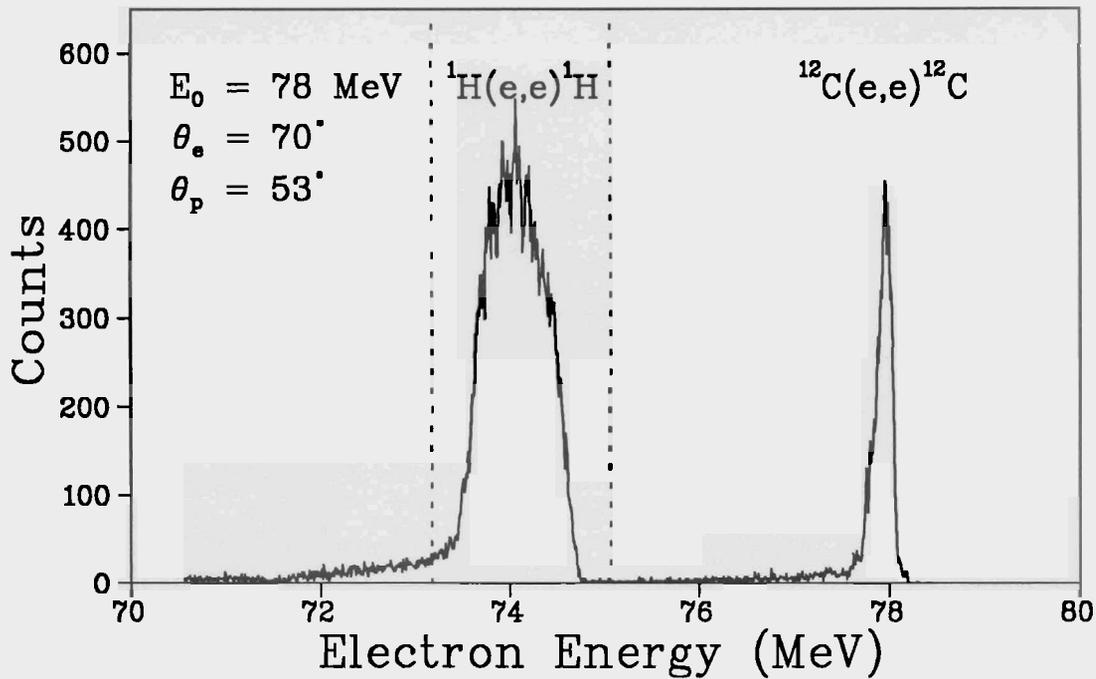


Abb. 2.6: Koinzident gemessenes Elektronenspektrum. Als Target wurde eine Polyethylenfolie benutzt. Die Linie bei 78 MeV entsteht bei der elastischen Streuung der Elektronen an den Kohlenstoffkernen des Targets. Die bei der Analyse benutzte Bedingung ist gestrichelt mit eingezeichnet.

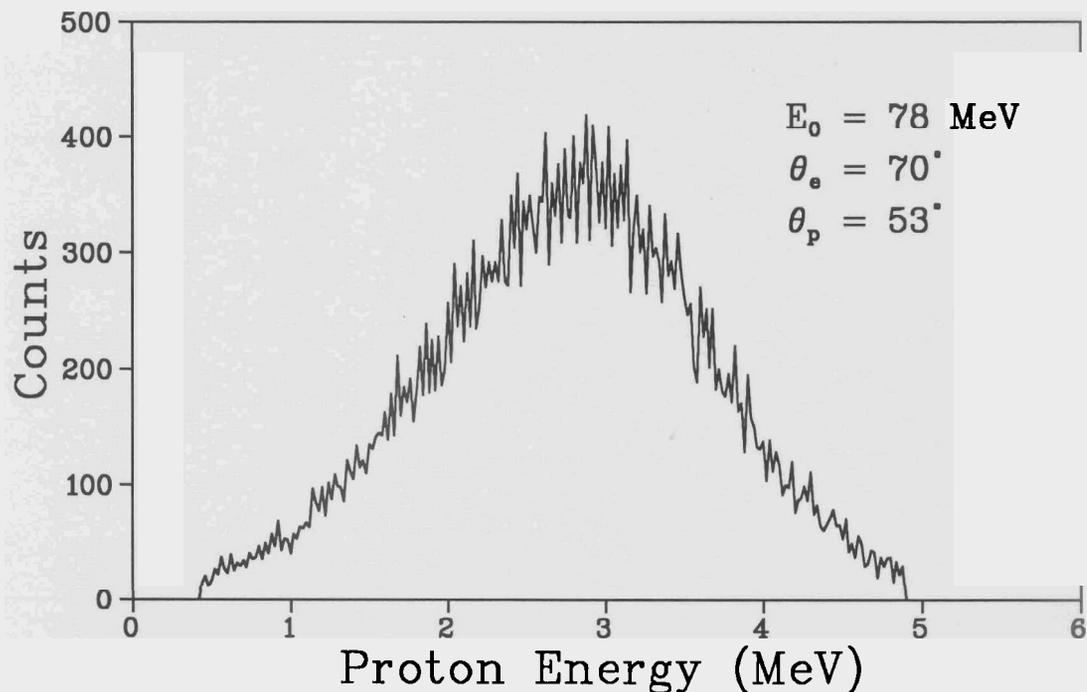


Abb. 2.7: Koinzident gemessenes Protonenspektrum nach der Bereinigung durch Zeit- und Energiefenster.

## 2.2 Theoretische Grundlagen

### 2.2.1 Kinematik

Die Kinematik des Streuprozesses ist in Abb. 2.8 dargestellt. Die einlaufenden Elektronen mit dem Impuls  $p_0$  und der Energie  $E_0$  wechselwirken über den Austausch virtueller Photonen mit einem Wasserstoffkern. Hierbei wird der Impuls  $q'$  auf das Proton übertragen. Durch diesen Impuls erhält das Rückstoßproton eine kinetische Energie von  $T'_p$ . Da bei den hier betrachteten Energien keine Anregungen im Proton erfolgen, verbleibt dem unter einem Streuwinkel von  $\phi_e$  gestreuten Elektron eine Energie von  $E'_e = E_0 - T'_p$ . Über den Impuls- und den Energieerhaltungssatz sind dann sämtliche kinematische Größen bestimmt.

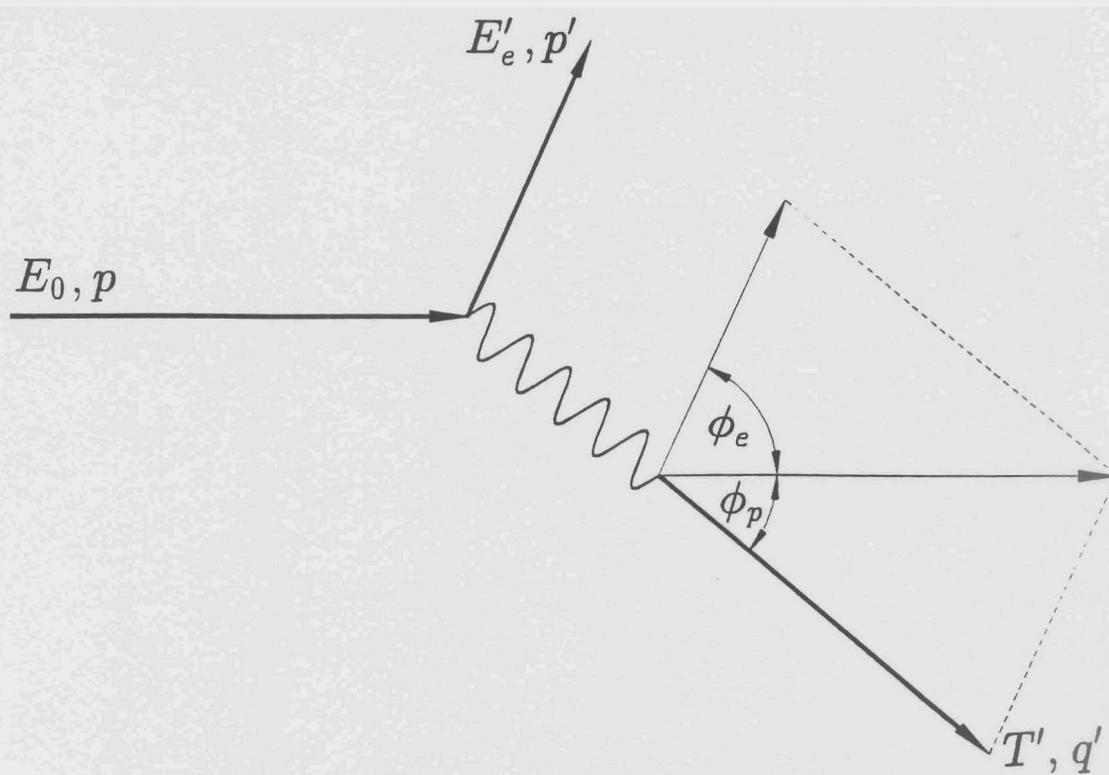


Abb. 2.8: Kinematik beim Stoßprozess.

Um die Form der sich ergebenden Formeln zu vereinfachen, drückt man am einfachsten Masse, Impuls und Energie in den gleichen Einheiten aus. Hierfür bietet sich die Energieeinheit  $MeV$  an [11]. Masse und Impulse werden dann durch  $M = mc^2$  bzw. durch  $P = pc$  und  $Q' = q'c$  bestimmt.

Aus dem Impulserhaltungssatz ergibt sich für den Impulsbetrag:

$$|\vec{Q}'|^2 = |\vec{P}'|^2 + |\vec{P}|^2 - 2|\vec{P}'||\vec{P}| \cos \phi_e . \quad (2.1)$$

Die relativistische Energie-Impuls-Beziehung lautet in den oben eingeführten Einheiten:

$$E^2 = M^2 + P^2 . \quad (2.2)$$

Ersetzt man mit Hilfe dieser Gleichung die Impulse in Gleichung (2.1) und berücksichtigt zusätzlich noch die Energieerhaltung, so kann man eine implizite Gleichung für  $E'_e$  und  $\phi_e$  aufstellen.

$$0 = f(E'_e, \phi_e) = E_0(M_p - E'_e) - E'_e M_p + M_e^2 + \sqrt{(E_e'^2 - M_e^2)(E_0^2 - M_e^2)} \cos \phi_e \quad (2.3)$$

Auflösen nach dem Streuwinkel der Elektronen ergibt:

$$\phi_e = \arccos \left[ \frac{E'_e M_p - E_0(M_p - E'_e) - M_e^2}{\sqrt{(E_e'^2 - M_e^2)(E_0^2 - M_e^2)}} \right] . \quad (2.4)$$

Analog kann man eine implizite Gleichung für Energie  $E'_p$  und Streuwinkel  $\phi_p$  der Protonen aufstellen.

$$0 = f(E'_p, \phi_p) = (E_0 + M_p)(M_p - E'_p) + \sqrt{E_0^2 - M_e^2}(E_p'^2 - M_p^2) \quad (2.5)$$

Durch Auflösen nach  $E'_p$  erhält man:

$$E'_p = \frac{2M_p(E_0^2 - M_e^2) \cos^2 \phi_p}{M_p^2 + M_e^2 + 2M_p E_0 + (E_0^2 - M_e^2) \sin^2 \phi_p} + M_p . \quad (2.6)$$

Für die kinetische Energie der Rückstoßprotonen  $T'$  folgt also:

$$T' = \frac{2M_p(E_0^2 - M_e^2) \cos^2 \phi_p}{M_p^2 + M_e^2 + 2M_p E_0 + (E_0^2 - M_e^2) \sin^2 \phi_p} . \quad (2.7)$$

Es ergibt sich somit ein möglicher Weg, über den sämtliche kinematischen Größen aus der Einschussenergie der Elektronen errechnet werden können. Durch Vorgabe des Streuwinkels der Protonen  $\phi_p$  und Einsetzen in Gleichung (2.7) erhält man die kinetische Energie  $T'$  der Protonen. Die Energie der gestreuten Elektronen  $E'_e$  berechnet sich aus der Energieerhaltung. Über Gleichung (2.4) ergibt sich daraus der Elektronenstreuwinkel  $\phi_e$ .

Auf einem analogen Weg lassen sich durch Vorgabe des Streuwinkels des Elektrons ebenfalls alle kinematischen Größen bestimmen. Die mathematische Form ist hierbei aber ein wenig komplizierter, da sich für  $E'_e$  eine quadratische Gleichung ergibt, bei deren Berechnung eine Fallunterscheidung gemacht werden muß. Deshalb wurde der oben angegebene Weg beschritten.

### 2.2.2 Wirkungsquerschnitt

Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein bestimmter Streuvorgang stattfindet, wird durch den Wirkungsquerschnitt bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines schweren geladenen Teilchens an einem Kern wird klassisch durch den Rutherford-Wirkungsquerschnitt bestimmt. In diesen geht nur die Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem positiv geladenen Kern und dem geladenen Projektil ein.

Bei der Streuung relativistischer Elektronen an Protonen muß aufgrund des Spins der Teilchen der Rutherford-Wirkungsquerschnitt um einen Korrekturterm erweitert werden. Der sich so ergebende Wirkungsquerschnitt wird als Mott-Wirkungsquerschnitt bezeichnet.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{e^2}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\phi_e}{2}}{\sin^4 \frac{\phi_e}{2}} \quad (2.8)$$

Hierbei bedeutet  $e$  die Elementarladung,  $E_0$  die Einschußenergie, und  $\phi_e$  ist der Streuwinkel der Elektronen. Wegen des großen Raumwinkels wird zwischen dem Streuwinkel  $\phi_e$  und dem Winkel  $\theta_e$ , unter dem das Spektrometer steht, unterschieden.

Bei der elastischen Streuung eines relativistischen Elektrons an einem Proton müssen für den Wirkungsquerschnitt noch zwei weitere Korrekturen gemacht werden. Zunächst wird der Rückstoß des Protons berücksichtigt. Der Rückstoßfaktor lautet:

$$f_{rec} = \left(1 + \frac{2E_0 \sin^2 \frac{\phi_e}{2}}{M_{Proton}}\right)^{-1} \quad (2.9)$$

Die zweite Korrektur entsteht aufgrund der Ladungsverteilung im Proton. Dieser als Formfaktor bezeichnete Strukturfaktor kann bei den im Experiment vorliegenden kinematischen Bedingungen in guter Näherung durch eins ersetzt werden.

Somit lautet der Wirkungsquerschnitt im Laborsystem:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} * f_{rec} \quad (2.10)$$

### 2.3 Geometrie

Bei der Berechnung der erwarteten Spektren muß neben der Wahrscheinlichkeit eines durch den Elektronenstreuungswinkel  $\phi_e$  bestimmten Streuprozesses noch die Geometrie der Meßapparatur berücksichtigt werden. Dies ist anschaulich klar, wenn man sich

vor Augen hält, daß das gesamte Streuproblem rotationssymmetrisch um die Strahlachse ist. Jedem Streuwinkel von Proton oder Elektron entspricht je ein Kegel. Von diesem Kegel fällt aber nur ein Teil auf den Detektor. Dieser Teil muß berechnet und mit der Wahrscheinlichkeit eines Streuprozesses, gegeben durch den Mott'schen Wirkungsquerschnitt (2.8), multipliziert werden.

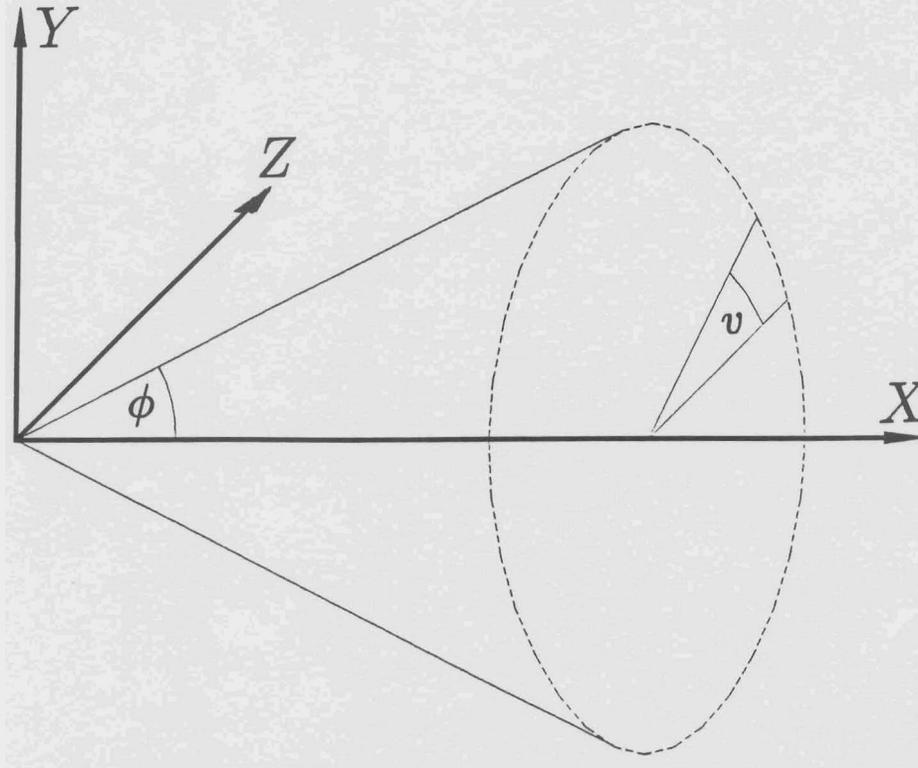


Abb. 2.9: Definition des Streukegels und der Kegelparame-ter.

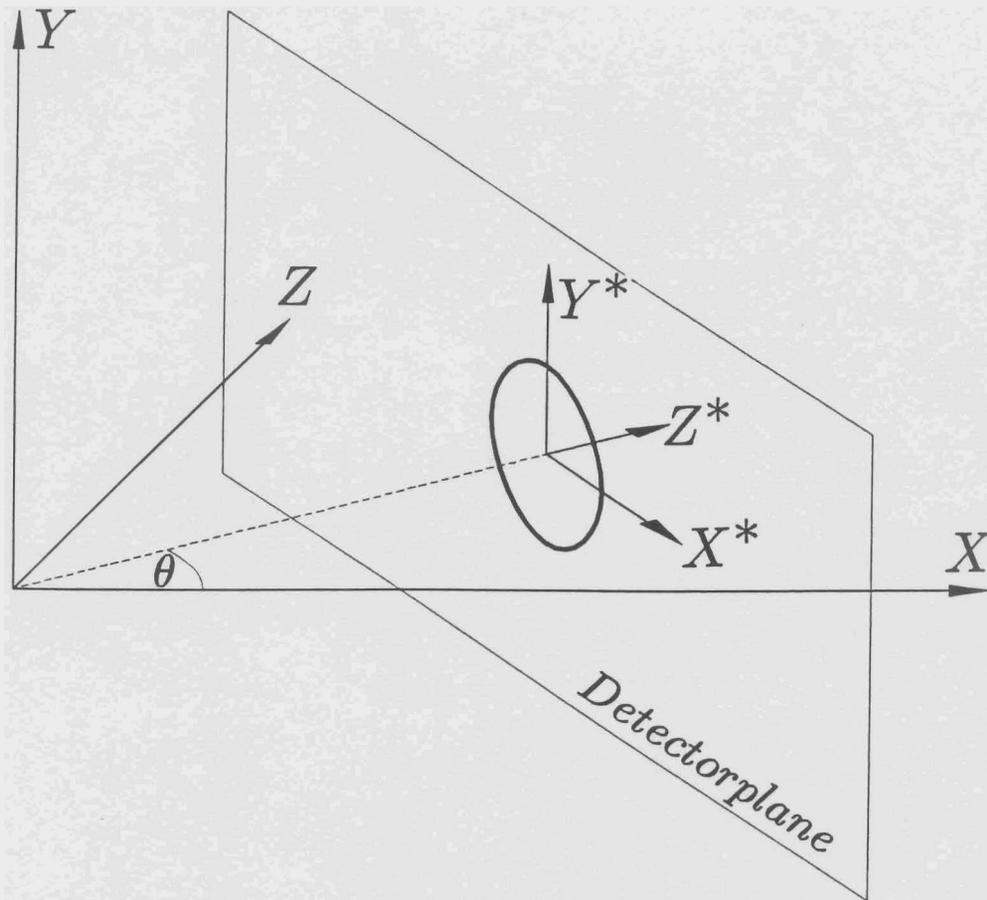
Bei der Berechnung selbst geht man von einem orthogonalen Koordinatensystem mit der X-Achse in Richtung des einfallenden Strahles aus (siehe Abb. 2.9). In diesem Koordinatensystem kann der Streukegel durch folgende Parameterdarstellung angegeben werden:

$$\vec{X} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a u \\ u \sin v \\ u \cos v \end{pmatrix} . \quad (2.11)$$

Der Parameter  $u$  entspricht dem Ort auf der X-Achse und  $v$  bestimmt einen Winkel in einer Ebene parallel zur Y-Z-Ebene. Die Kegelparame-ter  $a$  ist durch den halben Öffnungswinkel  $\phi$ , der gerade dem Streuwinkel der Teilchen entspricht, gegeben. Für  $u = 1$  und  $v = 0$  folgt in der X-Z-Ebene:

$$a = \cot \phi . \quad (2.12)$$

Diese Größe wird also durch den Streuwinkel bestimmt.



**Abb. 2.10:** Definition des neuen Koordinatensystems. Die Detektorebene wird durch die  $X^*$ - und  $Y^*$ -Achse aufgespannt. Der Detektor ist in dieser Ebene durch die durchgezogene Linie dargestellt.

Der Detektor ist unter dem Winkel  $\theta$  senkrecht zu dem auf seinen Mittelpunkt zeigenden Sollstrahl aufgestellt. Da der Detektor selbst eben ist, ergeben sich mit dem Streukegel einfache Kegelschnitte, also Ellipsen, Parabeln oder Hyperbeln, entsprechend den Winkelwerten. Um den Anteil der Teilchen zu bestimmen, die auf den Detektor fallen, muß dieser Kegelschnitt berechnet werden. Hierzu kann man ein Koordinatensystem einführen, dessen Ursprung in der Mitte des Detektors liegt. Dies ist in Abb. 2.10 dargestellt.

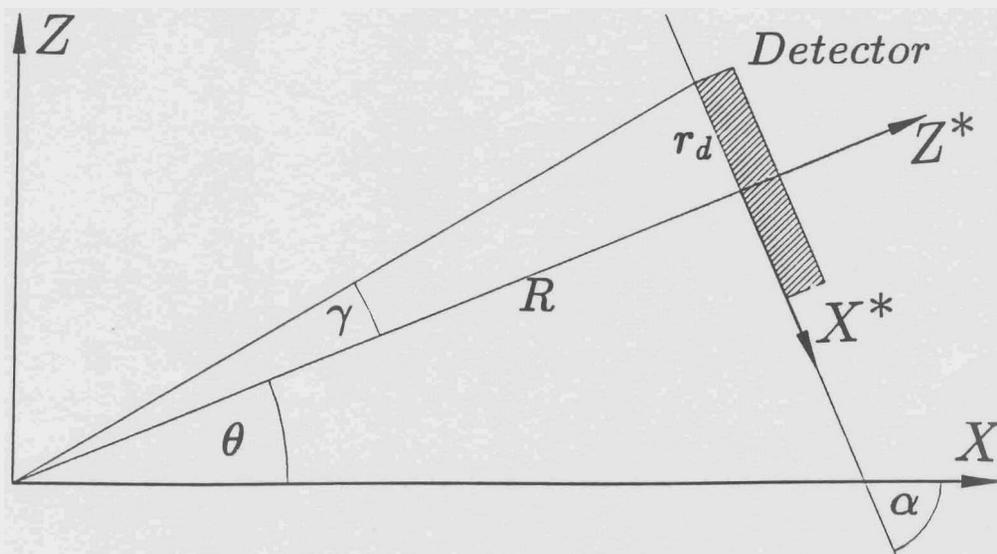
Wählt man die  $Y^*$ -Achse parallel zur alten  $Y$ -Achse und legt die  $X^*$ -Achse in die Ebene des Detektors, so kann man alle Punkte aus den alten Koordinaten durch die neuen ausdrücken. Dies geschieht durch Verschieben des Ursprungs und anschließendes Drehen um die  $Y^*$ -Achse.

$$\vec{X}^* = \begin{pmatrix} x^* \\ y^* \\ z^* \end{pmatrix} = \mathcal{D} \left( \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} - \vec{V} \right) \quad (2.13)$$

Hierbei ist  $\vec{V}$  der Verschiebungsvektor zum Mittelpunkt des Detektors und  $\mathcal{D}$  die Drehmatrix. Als Formel dargestellt lauten sie:

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} R \cos \theta \\ 0 \\ R \sin \theta \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathcal{D} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Die Größe  $R$  gibt dabei den Abstand des Detektors vom Target an. Der Winkel zwischen alter und neuer X-Achse ist mit  $\alpha$  bezeichnet. Er kann aus dem Winkel des Detektors aus der Beziehung  $\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta$  errechnet werden. Die Zusammenhänge sind in der Draufsicht (Abb. 2.11) leicht zu erkennen.



**Abb. 2.11:** Draufsicht auf die Ebene mit  $Y=0$  von Abb. 2.10. Der Detektor ist schraffiert dargestellt.

Die Darstellung der neuen Koordinaten durch die alten lautet dann:

$$\vec{X}^* = \begin{pmatrix} x^* \\ y^* \\ z^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \sin \theta - z \cos \theta \\ y \\ x \cos \theta + z \sin \theta - R \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Setzt man hier die Parameterdarstellung des Kegels (2.11) ein, so erhält man eine Parameterdarstellung des Kegels in den neuen Koordinaten:

$$\vec{X}^* = \begin{pmatrix} u (a \sin \theta - \cos \theta \cos v) \\ u \sin v \\ u (a \cos \theta + \sin \theta \cos v) - R \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Der Kegelschnitt mit der Detektorebene ergibt sich, indem man  $Z^* = 0$  setzt, da die Ebene selbst durch die Achsen  $Y^*$  und  $X^*$  aufgespannt wird. Man erhält dadurch eine Funktion zwischen den Kegelparametern  $u$  und  $v$ . Damit ergibt sich:

$$u = \frac{R}{a \cos v + \sin \theta \cos v} . \quad (2.17)$$

Einsetzen in (2.16) liefert eine Parameterdarstellung des Kegelschnittes:

$$\vec{X}^* = \begin{pmatrix} R \frac{a \sin \theta - \cos \theta \cos v}{a \cos \theta + \sin \theta \cos v} \\ R \frac{\sin v}{a \cos \theta + \sin \theta \cos v} \\ 0 \end{pmatrix} . \quad (2.18)$$

Die Länge des Kegelschnittes in der Detektorebene berechnet sich durch Integration über die Bogenlänge. Das Bogenlängeelement lautet:

$$ds = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial v}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2} . \quad (2.19)$$

Setzt man die Parameterdarstellung (2.18) ein, so folgt:

$$ds = \frac{R}{(a \cos \theta + \sin \theta \cos v)^2} \sqrt{a^2 - a^2 \sin^2 \theta \cos^2 v + \sin^2 \theta + 2a \sin \theta \cos \theta \cos v} . \quad (2.20)$$

Dieses Bogenlängeelement muß nun über die Länge des auf den Detektor fallenden Teils integriert werden. Hierbei kann man ausnutzen, daß der Bogen symmetrisch zur  $X^*$ -Achse ist. Auf dieser gilt für den Parameter  $v = 0$ . Die obere Integrationsgrenze erhält man aus der Bedingung, daß hier der Bogen mit dem Rand des Detektors zusammenfällt. Da der Detektor selbst rund ist, ergibt sich aufgrund der Konstruktion des Koordinatensystems für den Rand des Detektors:  $x^{*2} + y^{*2} = r_d^2$ . Hierbei bezeichnet  $r_d$  den Radius des Detektors. Setzt man in diese Gleichung die Koordinaten des Kegelschnittes aus Gleichung (2.18) ein und löst nach dem Parameter  $v$  auf, so ergibt sich:

$$v_{max} = \arccos \left( \frac{-a \sin \theta \pm \sqrt{1 + a^2}}{\sin \theta \cos \gamma} \right) \quad (2.21)$$

Hierin bezeichnet  $\gamma = \arctan \frac{r_d}{R}$  den halben Öffnungswinkel des Detektors (siehe Abb. 2.11). Für das negative Vorzeichen in Gleichung (2.21) existiert keine physikalische Lösung.

## 2.4 Berechnung der Spektren

Bei der Berechnung der Spektren gibt man die Energie des Teilchens nach dem Stoß vor. Aus dieser erhält man den zugehörigen Streuwinkel, über den dann die Kegelvariable  $a$  bestimmt ist. Damit kann der geometrische Faktor durch numerische Integration des Bogenlängeelementes  $ds$  von  $v = 0$  bis  $v = v_{max}$  errechnet werden. Dabei muß aber noch berücksichtigt werden, daß aufgrund der Koinzidenzbedingung die in Kapitel 2.3 gemachte geometrische Konstruktion sowohl für die Elektronenseite als auch für den Halbleiterzähler auf der Hadronenseite aufgestellt werden muß. Da der Streuprozess selbst in einer Ebene stattfindet, die um die Strahlrichtung um den Winkel  $v$  aus der Horizontalen herausgedreht ist, wird der Maximalwert des Kegelschnittparameters  $v_{max}$  durch den kleineren Wert von Elektronen- oder Hadronenseite gegeben. Das bedeutet, daß entsprechend den Streuwinkelpaaren die Elektronen- oder die Hadronenseite die begrenzende Bedingung für den Parameter  $v$  angibt.

Der sich so ergebende geometrische Faktor muß für die Berechnung der Spektren mit dem vom Streuwinkel der Elektronen abhängigen Wirkungsquerschnitt multipliziert werden. Führt man die oben beschriebenen Berechnungen aus, so ergeben sich die erwarteten Spektren zur kinematischen Koinzidenz.

Einschußenergie der Elektronen	78 MeV
Winkel des QCLAM-Spektrometers $\theta_e$	70°
Öffnungswinkel des Spektrometers $\gamma_e$	100 mrad
Winkel des Hadronenzählers $\theta_p$	53°
Radius des Hadronenzählers $r_d$	9,77 cm
Abstand vom Target $R$	17 cm

Tabelle 2.1: Eingabegrößen für die Berechnung der Spektren.

Tabelle 2.1 zeigt eine Aufstellung der geometrischen Größen, die bei der Messung vorlagen. Ausgehend von diesen Eingabewerten wurden die Spektren berechnet. Das sich so ergebende Elektronenspektrum zeigt die durchgezogene Kurve in Abb. 2.12. Sie ist das Ergebnis der Multiplikation des entsprechenden Wirkungsquerschnittes mit dem geometrischen Faktor. Für die Protonen ergibt sich das in Abb. 2.13 dargestellte Spektrum. Die andeutungsweise erkennbaren Kanten entstehen an den Stellen, an denen die begrenzende Bedingung für den Parameter  $v$  von der Elektronen- auf die Hadronenseite bzw. umgekehrt wechselt. Zum Vergleich ist der Verlauf des Wirkungsquerschnittes gestrichelt mit eingezeichnet. Die Abszissenwerte sind hierbei angepaßt, um den Verlauf in einer Zeichnung darstellen zu können.



Für den direkten Vergleich mit den gemessenen Spektren ist der absolute Wert, in den unter anderem die unbekanntenen Ansprechwahrscheinlichkeiten der Zähler und der Strahlstrom eingehen, unerheblich, da hier nur der Verlauf der Spektren verglichen werden soll.

## 2.5 Vergleich von Experiment und Theorie

Im folgenden werden die experimentellen Daten mit den theoretisch errechneten Werten verglichen. In Abb. 2.14 ist sowohl das gemessene als auch das berechnete Elektronenspektrum dargestellt. Die Abzissenwerte sind aneinander angepaßt, um den direkten Vergleich zu ermöglichen. Die großen Schwankungen im gemessenen Spektrum, die sich aufgrund der Statistik ergeben, sind zwar störend, aber die relativ gute Übereinstimmung der Kurven ist doch deutlich zu erkennen.

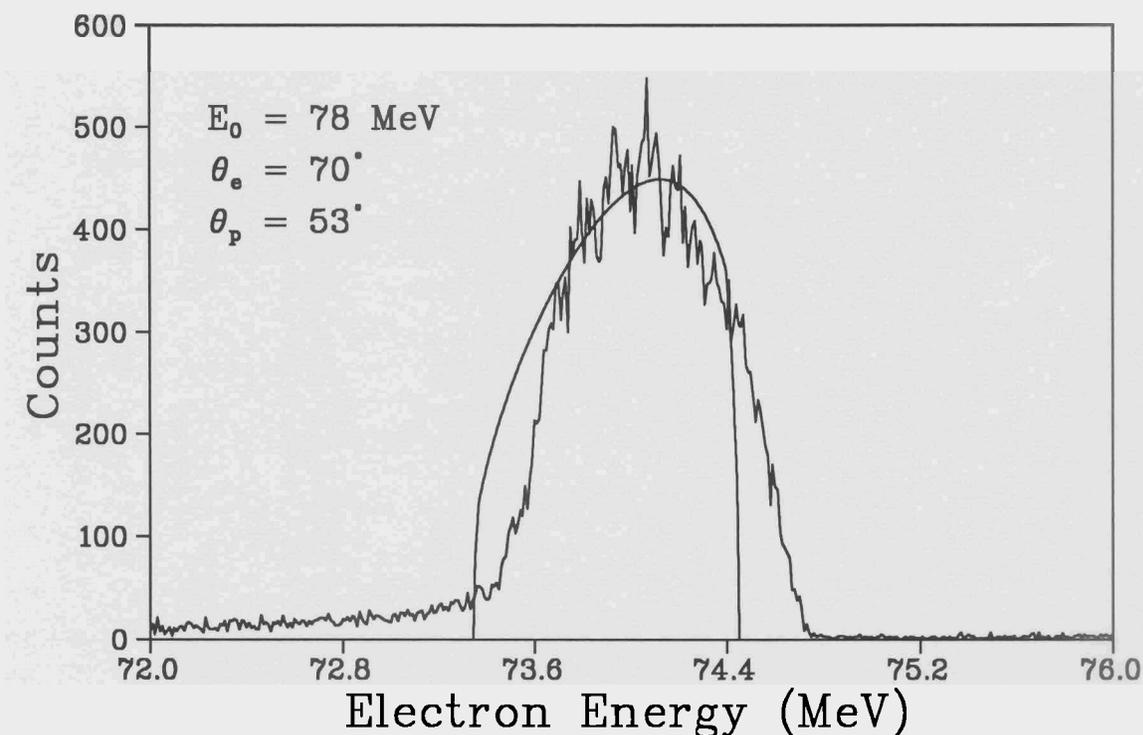


Abb. 2.14: Vergleich von gemessenem Elektronenspektrum mit der Theorie. Die theoretische Kurve wurde an die experimentellen Werte angepaßt.

Betrachtet man dagegen das Protonenspektrum in Abb. 2.15, so fällt auf, daß hier das gemessene Spektrum um etwa 1 MeV zu niedrigeren Energien hin verschoben ist. Desweiteren ist die gemessene Kurve breiter als die berechnete. Die Begründung hierfür liegt in dem Energieverlust, den die Protonen nach dem Streuprozess im Targetmaterial selbst erfahren. Der mittlere Energieverlust ergibt sich aus

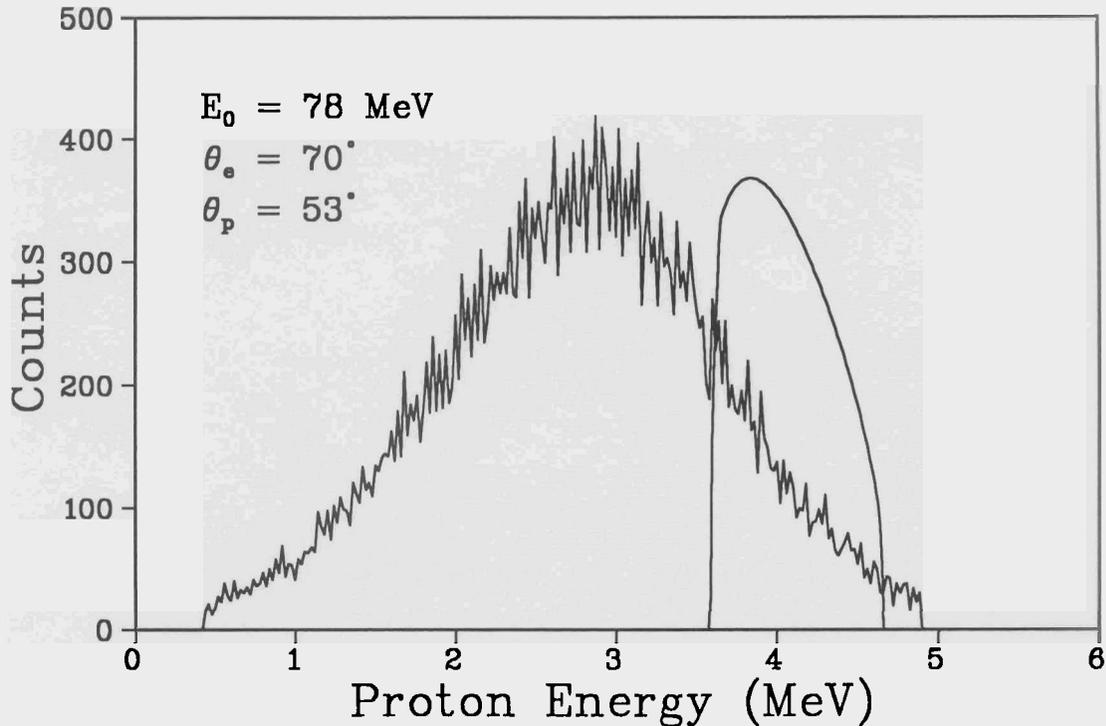


Abb. 2.15: Vergleich des gemessenes Protonenspektrum mit der Theorie.

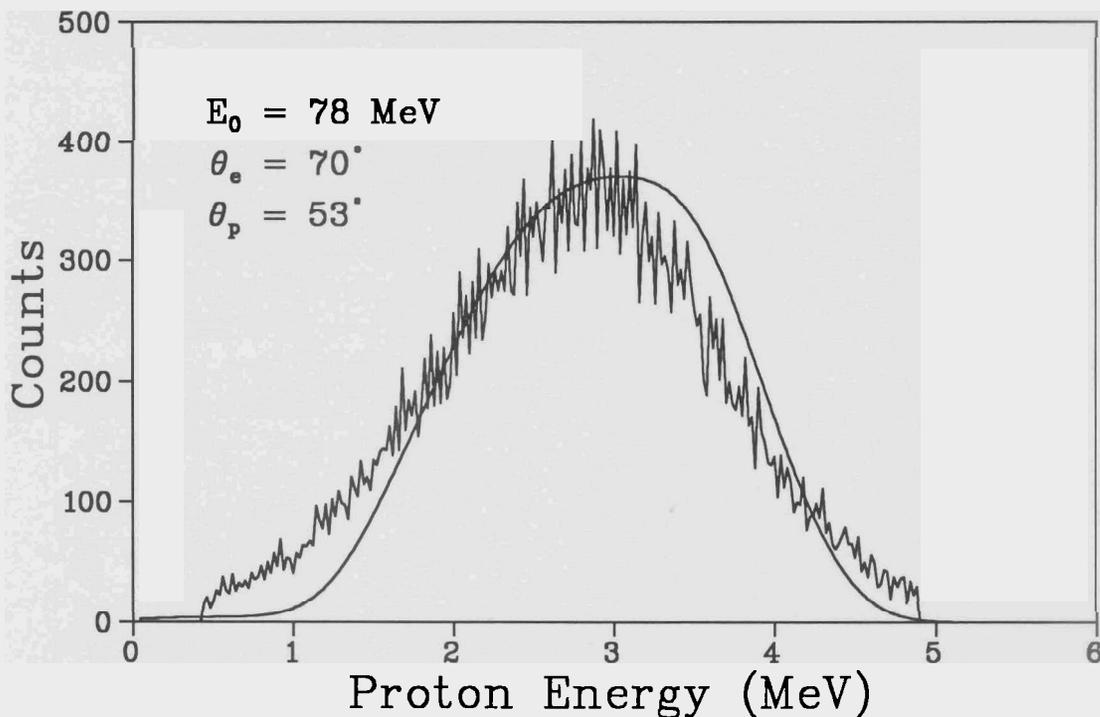
der Bethe-Bloch-Gleichung (siehe z.B. [12]) und wird im folgenden abgeschätzt. Bei der Berechnung muß aber bedacht werden, daß die Protonen aus dem Targetmaterial selbst kommen und daher, je nach Ort des Streuprozesses, verschiedene Materialdicken durchdringen müssen. In den Extremfällen hat ein zu einem bestimmten Streuwinkel gehörendes Proton keinen oder maximalen Energieverlust erfahren. Der maximale mittlere Energieverlust errechnet sich aus der Bethe-Bloch-Beziehung durch Einsetzen der Massenbelegung des Targets von  $\rho \Delta x = 18,4 \text{ mg/cm}^2$  für einen mittleren Energiewert zu etwa 1.9 MeV. Geht man in sehr grober Näherung davon aus, daß die Streuprozesse in der Mitte des Targets stattfinden, so ergäbe das einen mittleren Energieverlust von etwa 0,95 MeV. Dieser Wert deckt sich in etwa mit dem aus Abb. 2.15 abzulesenden Energieverlust.

Für weitergehende Berechnungen, bei denen sich auch die Verbreiterung der Kurve ergibt, muß der Energieverlust explizit für jede Energie berücksichtigt werden. Geht man dabei von einem festen Energiewert  $E_i$  des berechneten Spektrums aus, so ist die im Detektor registrierte Energie gleichverteilt über das Intervall  $[E_i - \Delta_i, E_i]$ , wobei  $\Delta_i$  den maximalen Energieverlust bezeichnet, der vorliegt, wenn das Proton die gesamte Targetdicke durchdringen muß.

Bedenkt man darüberhinaus noch, daß die Bethe-Bloch-Formel nur den mittleren Energieverlust angibt und der exakte Energieverlust noch statistisch verteilt ist, so muß man die Energiewerte noch mit der entsprechenden Verteilung falten. Die mathematische Darstellung dieser Verteilung hängt vom Wert des Parameters  $\kappa$  ab.

Dieser ist definiert als Quotient aus dem mittleren Energieverlust und dem maximalen Energieverlust beim Stoß an nur einem Elektron des Materials (siehe [12]). Für Werte von  $\kappa \geq 10$  wird nach [13] die Verteilungsfunktion durch eine Gaußverteilung beschreiben. Im anderen Extremfall ( $\kappa \leq 0,01$ ), also für extrem dünne Materialdicken, ist eine Landau-Verteilung anzunehmen. Für den dazwischenliegenden Bereich geht man von einer Vavilov-Verteilung aus. Je nach Wert des Parameters  $\kappa$  wurde das berechnete Protonen-Spektrum mit der entsprechenden Verteilung gefaltet.

Für direkte Vergleiche mit den gemessenen Spektren ist weiterhin zu bedenken, daß die benutzten Detektoren nur eine endliche Energieauflösung haben. Um diese Meßungenauigkeiten im Spektrum zu berücksichtigen, muß es also noch mit der Responsefunktion der Meßgeräte gefaltet werden. Für den Hadronendetektor kann dabei in guter Näherung von einer Gaußverteilung ausgegangen werden. Testmessungen mit einer radioaktiven Quelle ergaben für den benutzten Halbleiterdetektor eine Halbwertsbreite von 20 keV. Bei der Messung muß man aber wegen des Pile-up, der sich aufgrund des Elektronenuntergrundes ergibt, einen Wert von etwa 250 keV annehmen. Das mit allen Korrekturen versehene Protonenspektrum ist in Abb. 2.16 dargestellt. Im Vergleich zu Abb. 2.15 werden jetzt die experimentellen Daten von den berechneten Werten sehr befriedigend beschrieben.



**Abb. 2.16:** Vergleich des gemessenen Protonenspektrum mit der Theorie (ausgezogene Line) unter Berücksichtigung des Energieverlusts der Protonen im Targetmaterial.

Für die Auflösung des Spektrometers kann die Responsefunktion nicht so einfach angegeben werden. Dies ist für den Vergleich mit der Messung auch nicht nötig, da die gemessenen Spektren bei der Analyse mit Hilfe der aus Eichmessungen entnommenen Korrekturfaktoren von Messungenauigkeiten weitgehend bereinigt werden.

# 3 Entwicklung eines Computerprogramms zur Magnetfeldsteuerung am QCLAM-Spektrometer

## 3.1 Motivation

Seit dem Sommer 1991 steht am neuen supraleitenden Elektronenbeschleuniger S-DALINAC [6] das QCLAM-Spektrometer [7] für Koinzidenz- und Einarmmessungen zur Verfügung. Dieses Spektrometer ist in Abb. 2.2 dargestellt und ist in Kapitel 2.1 beschrieben. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Computerprogramm entwickelt, mit dem die Steuerung und Kontrolle der Magnetfelder des QCLAM-Spektrometers durchgeführt werden soll. Das Einstellen geschieht über die Vorgabe des Erregerstromes der Magnetspulen mit Hilfe eines Steuergerätes, über das auch der aktuelle Spulenstrom ausgelesen werden kann. Zusätzlich wird am Dipolmagneten das Magnetfeld über eine fest installierte Hallsonde gemessen und ausgelesen. Es war das Ziel, dem Experimentator einen möglichst einfachen und schnellen Zugriff auf alle Spektrometerparameter zu ermöglichen. Hierzu wurde das hier entwickelte Programm in das am Institut eingesetzte Datenerfassungs- und Analyse-System GOOSY (GSI Online Offline System) [10] integriert.

Das GOOSY-System wurde im Rahmen einer Dissertation [15] auf dem Datenerfassungsrechner, einer  $\mu$ VAX mit dem Betriebssystem VMS, installiert. Es wird deshalb hier nur kurz erläutert. Das System besteht aus mehreren Prozessen, die als Komponenten bezeichnet werden. Den gesamten Komplex der GOOSY-Prozesse bezeichnet man als GOOSY-Umgebung oder Environment. In dieser Umgebung laufen die GOOSY-Komponenten in Unterprozessen ab. Diese verschiedenen Komponenten erfüllen jede für sich verschiedene Aufgaben bei der Datenerfassung und -analyse. Der Supervisor-Prozeß (SVR) [10] übergibt dabei die vom Experimentator am Terminal eingegebenen Befehle an die entsprechenden Komponenten, die diese dann ausführen. Die Ausführung eines Befehls beeinträchtigt dabei nicht die Eingabe weiterer Befehle, da die Durchführung des Kommandos in dem zu der entsprechenden Komponente gehörendem Unterprozeß geschieht, so daß der SVR-Prozeß sofort wieder aktiv ist. GOOSY-Komponenten, die nicht mit der Ausführung eines Kommandos beschäftigt sind, befinden sich im inaktiven Zustand und verbrauchen daher keine Prozessorzeit. Weitere wichtige GOOSY-Komponenten sind: der Transport-Manager (TRM) [16], der Analyse-Prozeß (ANL) [17], der Display-Manager (DSP) [18] und der Database-Manager (DBM) [19], die hier aber nicht benötigt werden.

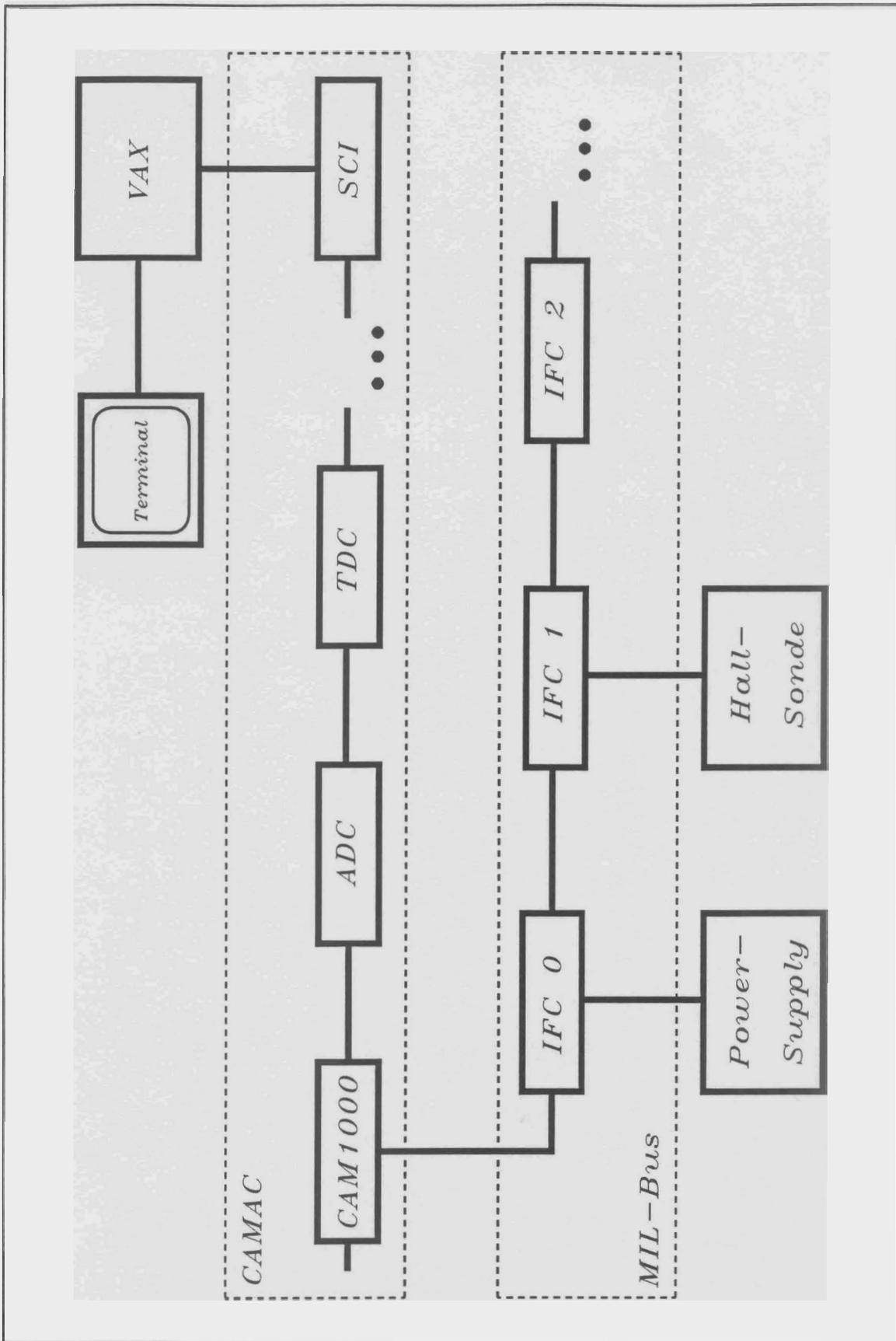


Abb. 3.1: Blockschaltbild der Übertragungshardware.

## 3.2 Die Datenübertragung

### 3.2.1 Übertragungshardware

Das Blockschaltbild der Übertragungshardware zeigt Abb. 3.1. Sowohl das Power-Supply der Netzgeräte am QCLAM-Spektrometer [20] als auch das Steuergerät für die Hallsonde [21] können von Hand vor Ort bedient werden. Daneben besteht zusätzlich die Möglichkeit, Befehle über eine serielle Schnittstelle auf die Endgeräte zu übertragen. Über diese Schnittstelle lassen sich auch die Betriebszustandsdaten auslesen. Dies geschieht mit Hilfe eines Prozeßrechners, an dessen Gerätebus über einen speziellen Controller (System-Crate-Interface) [22] ein CAMAC-Crate [23] angeschlossen ist.

Ein solches CAMAC-Crate (für Computer Automated Measurement and Control) besteht aus einem normierten Überrahmen, in dem verschiedene Module über einen internen Datenbus verbunden sind. Die Module erfüllen verschiedenste Aufgaben bei der Experimentsteuerung und Datenerfassung. Sie werden über eine Befehlssequenz, die als CAMAC-CNAF (für Crate, Station-Number, Subaddress, Functioncode) bezeichnet wird, angesprochen. Ein solcher CNAF besteht, wie die ausgeschriebene Form schon andeutet, aus Adressierungsinformationen für die Module in CAMAC-System (Crate, Station-Number), einer internen Adressierung im Modul selbst (Subaddress), einem kodierten Befehl für das Modul (Functioncode) und den Daten, die übertragen werden sollen.

Eines dieser Module koppelt das CAMAC-System an einen Datenbus an, der auf Basis des MIL-Standards [24] arbeitet, und als MIL-Bus bezeichnet wird. Dieses CAMAC-Modul wurde an der GSI entwickelt und hat die Bezeichnung CAM1000 [25]. Eine weitere Entwicklung der GSI sind die Interfacekarten (IFC) [26], über die die Endgeräte an den MIL-Bus angeschlossen sind. In einer solchen IFC-Karte sind zwei Datenspeichereinheiten integriert, die in Form eines FIFO (für First In, First Out) aufgebaut sind. Hier werden jeweils beim Senden bzw. Empfangen die Daten zwischengespeichert.

### 3.2.2 Übertragungssoftware

Über den zuvor beschriebenen Zugriffsweg werden die Befehle von dem Datenerfassungsrechner zum Power-Supply bzw. zum Steuergerät der Hallsonde übertragen. Ein Befehl besteht aus einer Zeichenfolge, die von dem Endgerät zur Kontrolle noch einmal als Antwort zurückgesendet wird. Aufgrund des komplizierten Zugriffsweges über mehrere Systeme und Interfacekarten sind für jedes Zeichen eines Befehles mehrere CAMAC-CNAFs nötig. Im ersten Schritt wird dem CAM1000-Modul im CAMAC-Crate das Zeichen über die Datenleitungen des CAMAC übergeben. Danach beim zweiten CNAF bekommt der CAM1000 den Befehl, die Daten über den

MIL-Bus an das Endgerät weiterzuschicken. Die in der CAMAC-Norm vorgesehene Kodierung der Unteradressen wird hierbei für die Adressierung auf dem MIL-Bus benutzt. Da die Endgeräte jedes empfangene Zeichen zur Kontrolle wieder zurücksenden, muß dieses Echo auch wieder ausgelesen werden. Hierfür sind wiederum zwei CNAFs nötig. Im ersten dieser CNAFs bekommt der CAM1000 den Befehl, einen Buchstaben aus den FIFO der IFC-Karte auszulesen. Dieser wird dann im zweiten CNAF auf den Datenerfassungsrechner übertragen. Nachdem das komplette Echo des Kommandos ausgelesen wurde, wird dieses Echo zur Kontrolle der Datenübertragung mit dem gesendeten Kommando verglichen. Zusätzlich muß bei der Übertragung der Befehle berücksichtigt werden, daß sich eventuell noch andere Daten in den FIFOs befinden, die einen korrekten Datentransfer stören würden. Damit eine fehlerfreie Übertragung sichergestellt ist, wird von dem Programmteil, der den Transfer durchführt, jeweils vor der Übertragung der Kommandos überprüft, ob die FIFOs der IFC-Karte geleert sind.

### 3.3 Beschreibung der Einstellverfahren

Die Magnetfelder des Spektrometers werden über den Erregerstrom der Spulen eingestellt. Aufgrund der großen Polschuhmassen beim Dipolmagneten ist es nicht möglich, einfach einen Wert für den Spulenstrom vorzugeben. Damit der Polschuh vollständig durchmagnetisiert wird, ist vielmehr ein Verfahren erforderlich, bei dem der gewünschte Erregerstrom über mehrere Zwischenwerte eingestellt wird. Es ist naheliegend, sich hierbei dem Sollstrom oszillierend zu nähern. Für die Durchführung dieses Oszillations- oder auch Cyclevorganges sind im Programm verschiedene Möglichkeiten implementiert. Diese werden durch den Parameter WAY\_OF\_RAMPING unterschieden.

Bei dem ersten Weg (WAY\_OF\_RAMPING = 1), der sich speziell für den Dipolmagneten in der Testphase bewährt hat, ist in jedem Schritt der einzustellende Stromwert durch einem Satz von vier Parametern bestimmt. Zunächst wird durch den Parameter NUMBER\_OF\_STEPS die Anzahl der beim Cyclen einzustellenden Werte festgelegt. Zwei weitere Parameter bestimmen den im jeweiligen Schritt zu stellenden Wert. Durch OVERSHOT wird eine relative Zahl vorgegeben, die angibt, um wieviel Prozent der zu stellende Wert vom Sollstrom abweichen soll. Der Parameter FRACTION\_RATE legt fest, um welchen Bruchteil der OVERSHOT-Parameter bei jedem Schritt erniedrigt wird. Zusammen mit der Forderung des Oszillierens um den Sollwert ergibt sich damit der im jeweiligen Schritt zu setzende Stromwert aus der Formel:

$$I_l = I_{soll} * \left( 1 + \left( \frac{-1}{FRACTION\_RATE} \right)^l * \frac{OVERSHOT}{100} \right). \quad (3.1)$$

Die Variable  $l$  ist der Laufindex für die Nummer des aktuellen Schrittes und variiert

zwischen 0 und NUMBER\_OF\_STEPS. Anschliessend wird dann der gewünschte Sollstrom eingestellt. Tabelle 3.1 zeigt eine Aufstellung aller Cycleparameter.

<u>Parametername</u>	<u>Beschreibung</u>	<u>Mögliche Werte</u>
WAY_OF_RAMPING	Cyclemodus	0/1/2/3
NUMBER_OF_STEPS	Anzahl der Cycleschritte	0 ... 10
OVERSHOT	Cycleparameter	Angabe in %
FRACTION_RATE	Cycleparameter	$\geq 1$
WAIT_TIME	Wartezeit nach jeden Schritt	Angabe in s
SLOPE	Rampenwert	in A/s

Tabelle 3.1: Aufstellung der Cycle-Parameter.

Über den vierten Parameter (WAIT\_TIME) wird eine Zeitspanne vorgegeben, die nach dem Erreichen des im jeweiligen Schritt eingestellten Erregerstroms gewartet werden soll, bevor der nächste Schritt begonnen wird. Diese ist nötig, um eine möglichst homogene Ausrichtung der Weißschen Bezirke zu erreichen. Der Verlauf des Spulenstromes über der Zeit ist in Abb. 3.2 dargestellt. Nach sechs Schritten mit je 300 Sekunden ist diesem Beispiel der Sollwert erreicht.

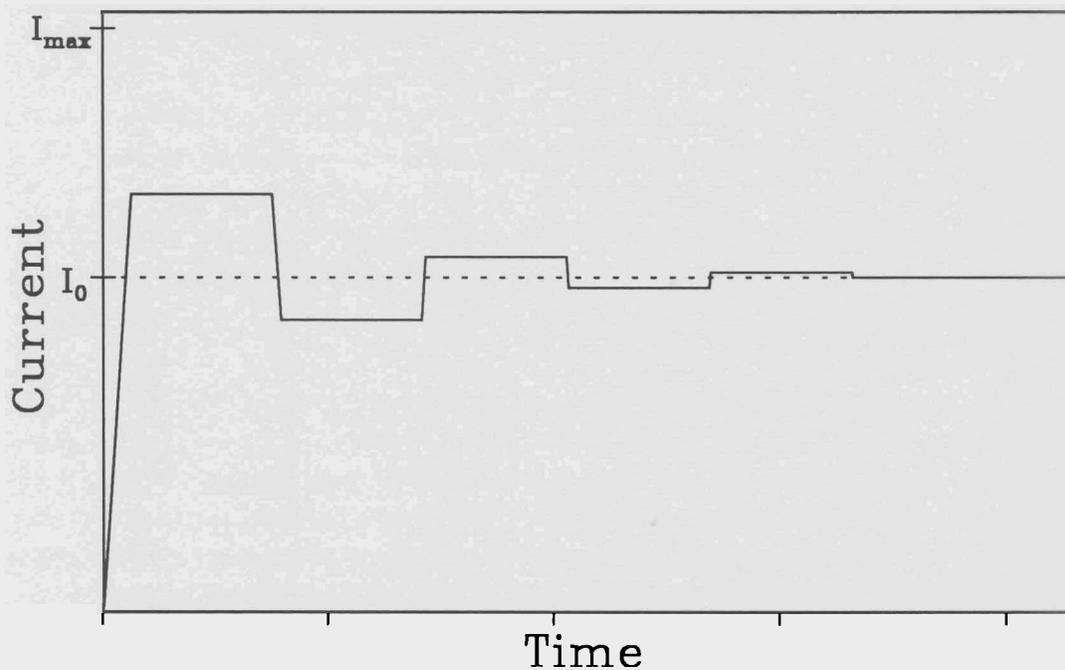


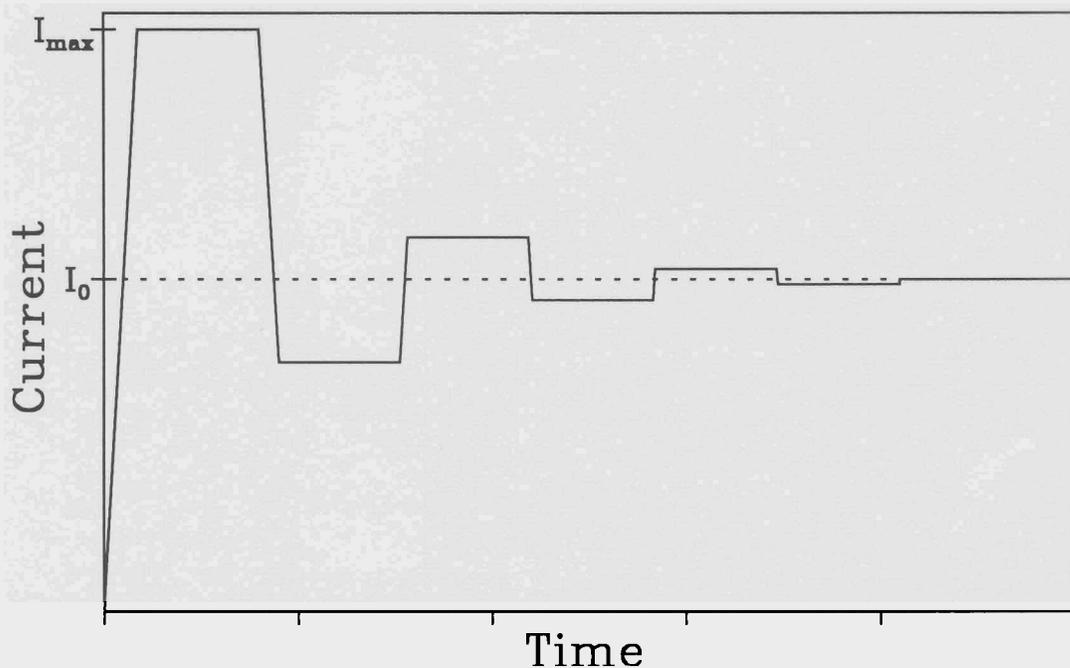
Abb. 3.2: Verlauf des Erregerstromes der Magnete für den Einstellparameter WAY\_OF\_RAMPING=1, dargestellt für die Parameter NUMBER\_OF\_STEPS=5 und WAIT\_TIME=300 s.

Über die Parameterwahl WAY\_OF\_RAMPING = 2 wird der Sollstrom über einen etwas modifizierten Rampenweg eingestellt. Der oben beschriebene Parametersatz

bleibt erhalten und behält seine Bedeutung bei, allerdings wird nun in einem ersten Schritt der Erregerstrom auf den maximalen Wert eingestellt. Die in den nächsten Schritten einzustellenden Werte ergeben sich, ähnlich wie oben, aus Formel (3.2).

$$I_l = I_{soll} * \left(1 - \left(\frac{-1}{FRACTION\_RATE}\right)^l * \frac{OVERSHOT}{100}\right) \quad (3.2)$$

Der Laufindex  $l$  läuft hierbei von 0 bis `NUMBER_OF_STEPS - 1`. Auch hier wird nach jedem Schritt die Zeit `WAIT_TIME` gewartet. Abbildung 3.3 zeigt wieder den Spulenstrom als Funktion der Zeit für diesen Modus.



**Abb. 3.3:** Verlauf des Erregerstromes der Magnete für den Einstellparameter `WAY_OF_RAMPING=2`. Die Parameterwerte sind in diesem Beispiel `NUMBER_OF_STEPS=5` und `WAIT_TIME=300 s`

Bei der dritten vorgesehenen Möglichkeit zum Einstellen des Erregerstromes wird dieser direkt, ohne um den Sollstrom zu oszillieren, eingestellt. Hierdurch wird die langwierige Cycle-Procedure umgangen. Es hat sich in der Testphase gezeigt, daß es für den Quadrupolmagneten genügt, den Erregerstrom direkt vorzugeben. Aber auch für den Dipolmagneten ist es sinnvoll, den Erregerstrom bei kleinen Änderungen von etwa 10% direkt einzustellen. Man erreicht diesen Einstellmodus entweder durch Ändern des Parameters `WAY_OF_RAMPING` auf 0 oder durch die Eingabe des Qualifiers `/DIRECT` bei der Kommandoingabe (siehe Bedienungsanleitung in Anhang A).

Für Tests des Detektorsystems, das aus 3 Viel-Draht-Driftkammern [8], einem Szintillationszähler und einem Čerenkovdetektor [9] besteht, ist noch ein weiterer Modus

zum Einstellen des Feldes für den Dipol vorgesehen. Hierbei oszilliert der Spulenstrom zwischen zwei festen Werten  $I_1$  und  $I_2$ . Diese werden durch die Qualifiers /LMAX= und /LMIN= vorgegeben. Werden diese Werte nicht explizit angegeben, so werden für /LMAX und /LMIN Standardwerte bzw. die zuletzt eingegebenen Werte angenommen. Abbildung 3.4 zeigt den Verlauf des Spulenstroms über der Zeit. Mit Hilfe dieses Rampenvorganges kann man z.B. überprüfen, ob die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems ortsabhängig ist. Dieser Modus kann nur durch explizites Abbrechen des Cycle-Vorganges gestoppt werden. Dies geschieht über die Eingabe von COMMAND=CANCEL für den Dipol. Um Probleme für den normalen Meßbetrieb zu vermeiden, wird dieser Wert für den Parameter WAY\_OF\_RAMPING *nicht* gespeichert, sondern *muß* jedesmal explizit mit angegeben werden.

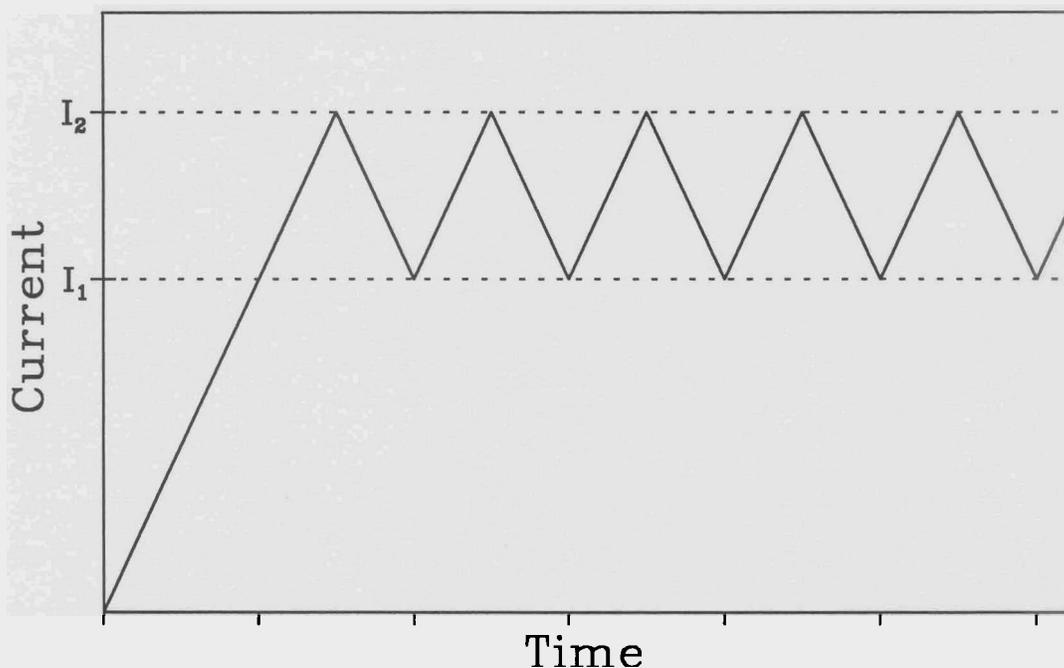


Abb. 3.4: Verlauf des Erregerstromes der Magnete für den Einstellparameter WAY\_OF\_RAMPING=3

Über einen weiteren Parameter kann zusätzlich die Stromanstiegszeit vorgegeben werden. Dieser Parameter wird mit SLOPE bezeichnet und in A/s angegeben. Da dieser Parameterwert ein Einstellwert für das Power-Supply ist, sollte bedacht werden, daß dieser Wert so lange gültig ist, bis er explizit geändert wird.

Die folgende Tabelle 3.2 zeigt einen Parametersatz für den Dipol, der sich während der Testphase im Betrieb bewährt hat. Dies sind auch die Parameterwerte, die für die Eichmessung und die Kontrollmessungen zur Feldstabilität des Dipols benutzt wurden.

Parametername	Wert
WAY_OF_RAMPING	1
OVERSHOT	25 %
FRACTION_RATE	2
WAIT_TIME	300 s
SLOPE	25 A/s

Tabelle 3.2: Standardparameter für Dipol. Dieser Parametersatz wurde auch bei den Magnetfelduntersuchungen des Dipolmagneten benutzt.

### 3.4 Einbindung einer Datenbank zur Datenspeicherung

Neben der schon erwähnten Einbindung des Programms in die GOOSY-Umgebung werden sämtliche Adressierungs-, Kalibrierungs- und Betriebszustandsdaten in einer Datenbank gespeichert. Als Datenbanksystem wurde die auf dem Datenerfassungsrechner installierte DATATRIEV-Software [27, 28, 29] gewählt. Innerhalb dieses Datenbanksystems werden die Daten über eine Strukturdefinition beschrieben. Diese Struktur wird auf eine im Programm benutzte Datenstruktur abgebildet. Über zur DATATRIEV-Software gehörende Routinen werden die Daten zwischen dem Programm und der Datenbank transferiert.

Zusätzlich zur Speicherung der Daten besteht innerhalb des DATATRIEV-Systems noch die Möglichkeit, Elemente der Datenstruktur aus anderen Einträgen mit Hilfe von Tabellen zu berechnen. Hierdurch ist es möglich, die von dem Experimentator in für ihn üblichen Einheiten angegebenen Größen innerhalb des Datenbanksystems in die von den Endgeräten benötigte Form umzurechnen. Dadurch wird ein hoher Benutzerkomfort erreicht, da z.B. der Erregerstrom der Spulen direkt in Ampere angegeben wird und nicht vom Benutzer auf das 16 Bit breite Datenformat des Power-Supply umgerechnet werden muß.

Der für das Programm benutzte Datensatz, im DATATRIEV DOMAIN genannt, enthält Informationen bezüglich des Gerätes, des Zugriffsweges über CAMAC und MIL-Bus, der Kalibrierung der verschiedenen Größen, des aktuellen Betriebszustandes und die Einstellparameter für die Feldeinstellung am Magneten. Darüberhinaus sind Grenzwerte gespeichert, die von den entsprechenden Größen nicht über- bzw. unterschritten werden dürfen. Sowohl der Dipol als auch der Quadrupol werden jeweils durch einen solchen Datensatz beschrieben.

### 3.5 Programmbeschreibung

Um mit Hilfe des QCLAM-Programmes die Magnetfelder des Spektrometers zu bedienen, muß zunächst eine GOOSY-Umgebung aufgebaut werden (siehe GOOSY-Manual [10]). In dieser Umgebung wird durch Eingabe des Befehls

```
CREATE PROCESS GOO$ROOT:[MWDC.QCLAM]QCLAM $QCL
```

der QCLAM-Prozeß gestartet. Die Befehlseingabe erfolgt aus dem GOOSY-System heraus in einer Kommandozeile. Eine solche Zeile besteht aus einem Schlüsselwort, über das der SVR-Prozeß erkennt, an welche Komponente der Umgebung der Befehl übergeben werden muß. Dieses Schlüsselwort lautet für das QCLAM-Programm einfach QCLAM. Der Rest der Kommandozeile ist programmspezifisch. Er besteht aus Parameternamen, denen über ein Gleichheitszeichen ('=') eine Größe zugeordnet wird.

Für das QCLAM-Programm sind verschiedene Parameter vorgesehen. Der erste dieser Parameter hat den Namen DEST (für Destination) und gibt an, ob sich die nachfolgenden Werte auf den Dipol (DEST=D), den Quadrupol (DEST=Q) oder auf beide (DEST=ALL) beziehen. Dieser Parameter *muß* immer angegeben werden.

Die weiteren Parameter sind optional. Sie gliedern sich in drei Gruppen. Die erste besteht nur aus dem Parameter COMMAND. Hier können spezielle Kommandos zur Kontrolle des Magnetfeldes angegeben werden. Tabelle 3.3 zeigt eine Aufstellung der vorgesehenen Kommandos inklusive der möglichen alternativen Bezeichnungen (Alias).

In der zweiten Gruppe der Parameter wird der zu setzende Wert für den Spulenstrom vorgegeben. Es sind hier drei verschiedene Parameter zum Setzen des Stromes vorgesehen. Diese schließen sich gegenseitig aus. Der Erregerstrom kann direkt durch die Angabe des Wertes vorgegeben werden (Parameter I0). Alternativ kann man indirekt über den zu stellenden Wert des Feldes (Parameter H0) bzw. über die einzustellende Energie (Parameter E0) Werte vorgeben, aus denen dann der Strom errechnet wird. Die gesamte Umrechnung in die für die Endgeräte benötigte Form wird innerhalb des DATATRIEV-Systems (siehe Kap. 3.4) durchgeführt. Hierbei wird ausgenutzt, daß sowohl die Energie als auch das Magnetfeld linear mit dem Erregerstrom der Spulen ansteigt. Der Skalierungsfaktor für die Energie ergibt sich aus den Nominal-einstellungen (siehe [7]), nach denen eine Energie von 200 MeV einem Nominalstrom von 280 Ampere am Dipolmagneten und 225 Ampere am Quadrupolmagneten entspricht. Die Vorgabe des gewünschten Magnetfeldes durch den Parameter H0 ist nur für den Dipolmagneten sinnvoll, da für den Quadrupolmagneten das Feld nicht direkt ausgelesen werden kann. Der benötigte Skalierungsfaktor zwischen Dipolfeld und Spulenstrom ergibt sich aus der gemessenen Eichkurve (siehe Kap. 4).

<u>Kommandoname/Alias</u>	<u>Bedeutung</u>
ON	Anschalten von AC- und DC-Power
OFF	Ausschalten von AC- und DC-Power
END/STOP	Stellt den Stromwert zurück auf Null
SHOW/SH	Auslesen der Endgerätewerte und Anzeigen der Ergebnisse
SETTING/SE	Ausgabe der im DATATRIEV gespeicherten Werte inclusive der Einstellparameter.
CHECK/TEST	Überprüfen des Status des Endgerätes
CANCEL/CAN/C	Canceln des Cyclevorganges
MESSAGE/MES/M	Anzeigen der Cycleinformationen aus dem Messagebuffer
RESET	Zurücksetzen aller Flags
FLAG/EF	Lesen der Flags

Tabelle 3.3: Aufstellung der möglichen direkten Kommandos.

Bei der Vorgabe der Spulenströme über die Sollenergie hat sich in der Testphase gezeigt, daß sich die Abbildungseigenschaften des Spektrometers verbessern, wenn am Quadrupol ein etwas größerer Erregerstrom als der aus dem Nominalwert errechnete Sollstrom eingestellt wird. Aus diesem Grunde kann zusätzlich zu dem Parameter E0 noch ein Faktor mit angegeben werden, um den der Quadrupolstrom erhöht werden soll. Dieser Faktor wird durch den Qualifiers /SCALE=*Wert* angegeben. Er wird nicht in der Datenbank gespeichert und hat, falls er nicht explizit gesetzt wird, einen Standardwert bzw. den zuletzt eingegebenen Wert. Man kann also die Stromwerte  $I_{Dipol}$  und  $I_{Quadrupol}$  getrennt vorgeben, oder man geht von den Größen E0 und /SCALE aus, die dann die Erregerströme der Magnetspulen bestimmen. Eine Aufstellung der Parameternamen mit deren Bedeutung ist in Tabelle 3.4 zu sehen.

<u>Parametername</u>	<u>Beschreibung</u>	<u>Mögliche Werte</u>
I0	Spulenstrom	in Ampere
H0	Magnetfeld	in Gauß
E0	Energie	in MeV
/SCALE=	Skalierungsfaktor zwischen Dipol und Quadrupol-Feld	

Tabelle 3.4: Aufstellung der vorgesehenen Einstellparameter.

In der dritten Gruppe kann man die schon in Kapitel 3.3 angegebenen Parameter für das Setzen des Erregerstroms der Spulen zusammenfassen. Eine Aufstellung dieser Parameter mit deren Bedeutung ist bereits dort in Tabelle 3.1 gegeben worden. Die

zu ihnen gehörigen Werte sind in der relationalen Datenbank gespeichert. Ändert man einen dieser Werte, so wird dieser neue Wert auch in der Datenbank abgelegt und ist bis zur nächsten Änderung gültig.

### 3.6 Beschreibung des Programmablaufes

Nach der Kommandoübergabe an das Programm wird zunächst überprüft, welche der Parameter in dem Befehl enthalten sind. Für jeden angegebenen Parameter wird eine Eintragung in eine Liste gemacht, die in Form einer Warteschlange, auch Queue genannt, aufgestellt wird. Nach dieser Liste, der Argument-Queue, werden später alle angegebenen Parameter in die Datenbank eingetragen und entsprechende Befehle an die Endgeräte aufgebaut. Hierdurch können in jeder Kommandozeile mehrere Parameter gleichzeitig angegeben werden. Eine Ausnahme bildet dabei der DEST-Parameter. Über diesen wird festgelegt, ob sich die anderen Parameter auf den Dipol- und/oder den Quadrupolmagneten beziehen. Für jedes Endgerät wird wiederum eine Eintragung in eine Liste, die Work-Queue, gemacht, anhand derer dann bei der Abarbeitung die für den Zugriff nötigen Adressierungsgrößen aus der Datenbank entnommen werden.

Die weiteren Zugriffe auf die Datenbank ergeben sich aus den Eintragungen der Argument-Queue. Zunächst wird die Zulässigkeit der Daten durch einen Vergleich mit den im DATATRIEV gespeicherten Grenzwerten überprüft. Falls der Wert innerhalb der vorgesehen Grenzen liegt, wird er als Sollwert in die Datenbank eingetragen. Anschließend werden alle für die weitere Durchführung des Befehls nötigen Größen in der richtig kalibrierten Form aus dem DATATRIEV entnommen. Wenn die Magnetfelder des Spektrometers geändert werden sollen, werden aus den Cycle-Parametern die zu stellenden Erregerströme für jeden Schritt des Cyclens berechnet und in einer Struktur gespeichert. Diese wird an eine Routine übergeben, mit der die Werte nacheinander eingestellt werden. Die Organisation dieser Routine nutzt eine im GOOSY-Paket enthaltene Prozedur. Dabei werden Routinen in eine Warteschlange gestellt, anhand derer sie dann ausgeführt werden. Es ist hierbei möglich, zusätzlich noch eine Zeit mit anzugeben, nach der diese Routine aktiv werden soll. Hierüber wird auch das Warten zwischen den Schritten beim Cyclen realisiert. Der Vorteil dieser Art der Befehlsdurchführung liegt darin, daß in dieser Warteschlange beliebig viele Einträge stehen können, die dann nacheinander bearbeitet werden. Das heißt, daß ein Kommando weder die Eingabe noch die Ausführung weiterer Einträge behindert.

Nachdem alle Befehle abgeschlossen sind, werden in dem letzten Teil des Programms noch die am Power-Supply eingestellten Größen ausgelesen. Für den Dipolmagneten wird zusätzlich der Wert des Magnetfeldes mit Hilfe der Hallsonde ermittelt. Um nicht noch einmal den kompletten Zugriffsweg aus dem DATATRIEV auslesen zu müssen, wurde vorausgesetzt, daß die Adresse der Hallsonde auf dem MIL-Bus

direkt über der des Power-Supplys liegt. Die ausgelesenen Betriebswerte werden in die Datenbank eingetragen und am Bildschirm ausgegeben. Man kann diesen Programmteil aber auch jederzeit direkt aufrufen, z.B. wenn man die aktuell eingestellten Werte wissen möchte. Dies erreicht man, indem man in der Kommandozeile den Parameter `COMMAND=SHOW` angibt. Setzt man für den `COMMAND`-Parameter `SETTINGS` ein, so werden die zuletzt gespeicherten Werte aus der Datenbank ausgelesen und inclusive der Cycleparameter ausgegeben.

## 4 Eichmessung des Dipolfeldes

Mit Hilfe der in Kapitel 3 beschriebenen Routinen zum Datentransfer war es möglich, eine Eichmessung des Magnetfeldes am Dipol des Spektrometers durchzuführen. Diese Eichung ist nötig, da der Feldwert nur über den Erregerstrom der Magnetspulen eingestellt werden kann. Bei der Messung selbst muß aber wiederum bedacht werden, daß es nicht hinreichend ist, nur einen Stromwert vorzugeben und den dazu gehörigen Feldwert auszulesen. Um den Magneten vollständig durchzumagnetisieren, ist es nötig, die oben beschriebene Cycle-Prozedur durchzuführen. Als Cycle-Parameter wurden die in Tabelle 3.2 angegebenen Standardparameter benutzt.

Beim Aufnehmen der Eichkurve ist der Sollstrom der Magnetspulen des Dipolmagneten entsprechend der Cycle-Prozedur eingestellt worden. Danach wurde der Wert des Magnetfeldes mit Hilfe der Hall-Sonde gemessen und ausgelesen. Um für den nächsten Meßpunkt wieder vergleichbare Voraussetzungen zu haben, wurde anschließend der Erregerstrom zurück auf Null gestellt und 30 Minuten gewartet. Die Abb. 4.1 zeigt das Ergebnis der so aufgenommenen Eichkurve. Man erkennt, daß das Magnetfeld linear mit dem Spulenstrom ansteigt. Aus der linearen Regression der Daten folgt die Steigung der Geraden zu  $(35,33 \pm 0.03) * 10^{-4}$  T/A und der Ordinatenwert, das Restmagnetfeld, beträgt  $18,54 * 10^{-4}$  T.

Mit Hilfe der Eichung wird der für ein gewünschtes Magnetfeld nötige Spulenstrom des Dipolmagneten errechnet. Die dann eingestellte Energie ergibt sich über die in Kapitel 3 angegebenen Nominalwerte.

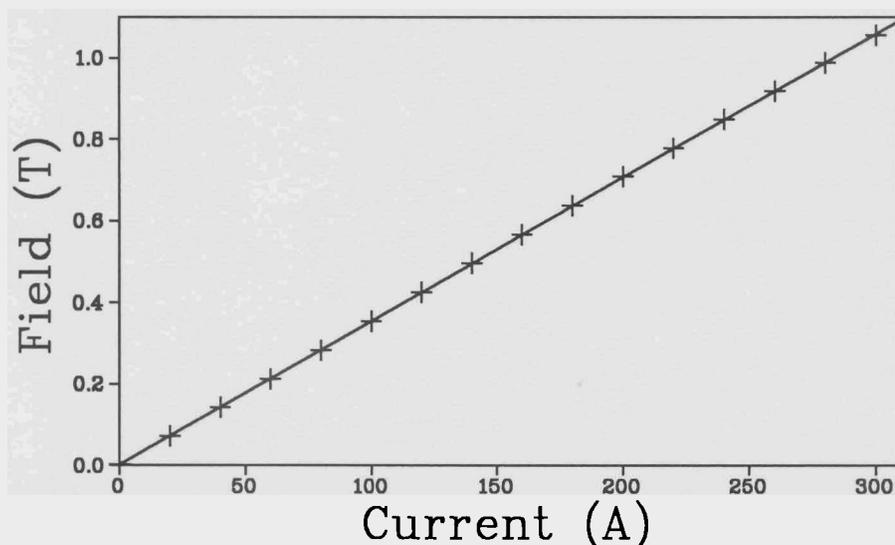


Abb. 4.1: Eichkurve für das Magnetfeld des Dipols. Die Werte für die Spulenströme wurden mit den Standardparametern aus Tabelle 3.2 eingestellt. Die Steigung der Ausgleichsgeraden beträgt  $(35,33 \pm 0.03) * 10^{-4}$  T/A

## 5 Untersuchungen zur Stabilität des Dipolfeldes

Bei kernphysikalischen Messungen, bei denen die Energie der Teilchen über das Magnetfeld eines Spektrometers bestimmt werden soll, ist es erforderlich, daß das ablenkende Feld über die Dauer der Messung stabil ist. Aus diesem Grunde wurde das Dipolfeld auf seine Stabilität hin untersucht. Hierbei wurde auf verschiedene Fragestellungen eingegangen. Zunächst war es von Interesse, wie der Verlauf des Feldes über der Zeit ist, wenn man einfach einen Wert für den Erregerstrom vorgibt. Abbildung 5.1 zeigt ein Beispiel einer solchen Messung. Es ist das mit der Hallsonde gemessene magnetische Feld in Tesla über der Zeit in Sekunden aufgetragen. Der zeitliche Abstand der Meßpunkte beträgt 3 Sekunden. Nach etwa 700 Sekunden schwankt das Magnetfeld um weniger als  $\pm 5 \cdot 10^{-6}$  Tesla. Dies ist gerade die Auflösung der Hallsonde. Rechnet man diesen Wert in die entsprechende Elektronenenergie um, so ergibt sich ein Wert von  $\pm 1.0$  keV.

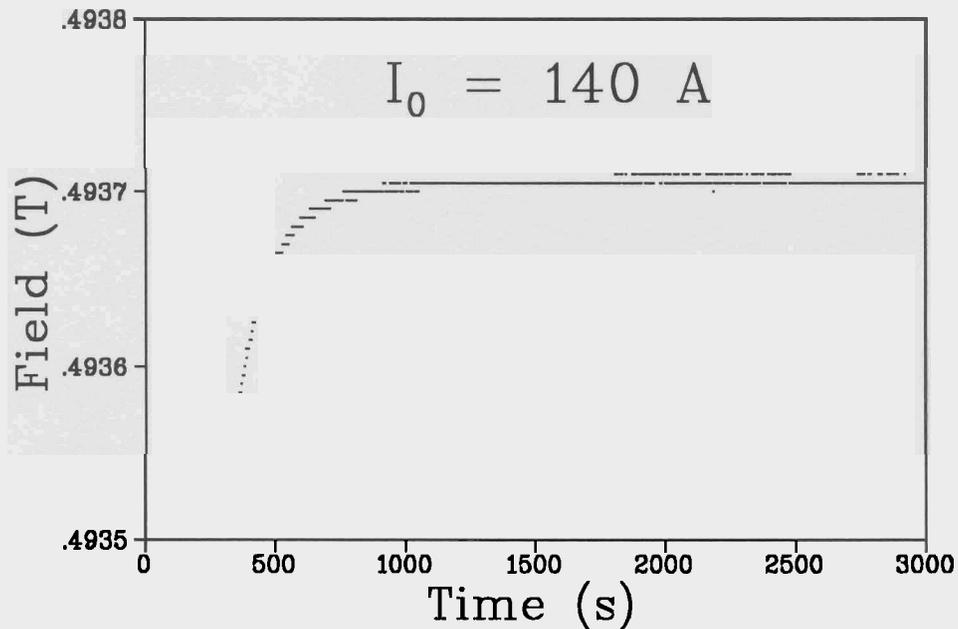


Abb. 5.1: Verlauf des Magnetfeldes über der Zeit. Es wurde ein Spulenstrom von 140 A mit Hilfe der Standardparameter eingestellt und das Magnetfeld eine Stunde lang protokolliert. Der Abstand der Meßpunkte beträgt 3 s.

Ein weiterer untersuchter Aspekt ist die Veränderung des Dipolfeldes bei kleinen Änderungen des Spulenstromes. Als Beispiel ist in Abb. 5.2 das Feld beim Übergang von 70 Ampere zu 80 Ampere über der Zeit dargestellt. Hierbei wurden zunächst die 70 Ampere mit den Standardparametern aus Tabelle 3.2 über die in Kapitel 3.3 beschriebene Prozedur eingestellt. Anschließend wurde der Spulenstrom direkt auf 80 Ampere erhöht. Es zeigt sich, daß das Feld nach etwa 500 Sekunden praktisch stabil

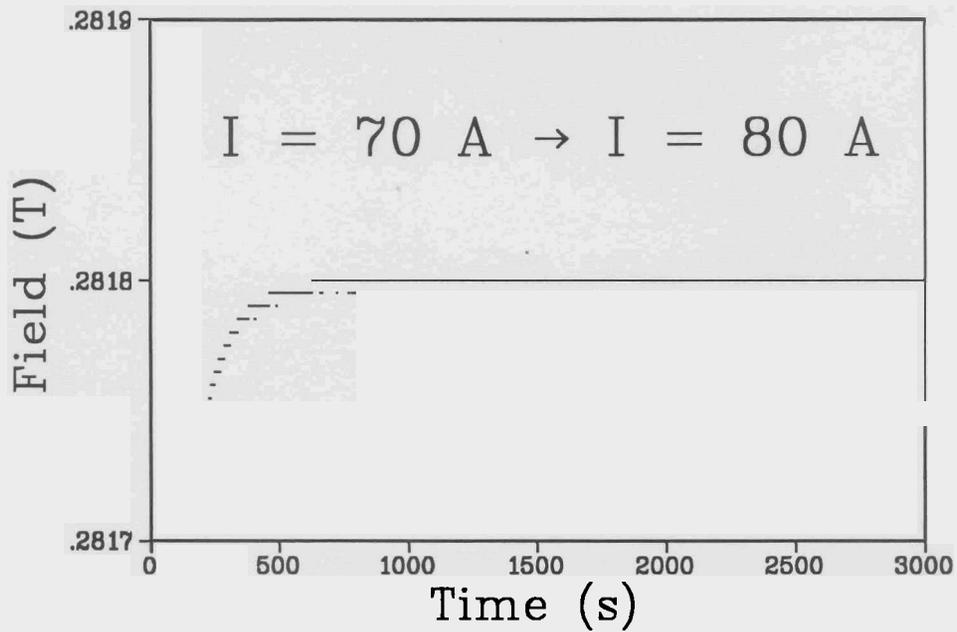


Abb. 5.2: Verlauf des Magnetfeldes bei einer Änderung des Erregerstromes von 70 A auf 80 A.

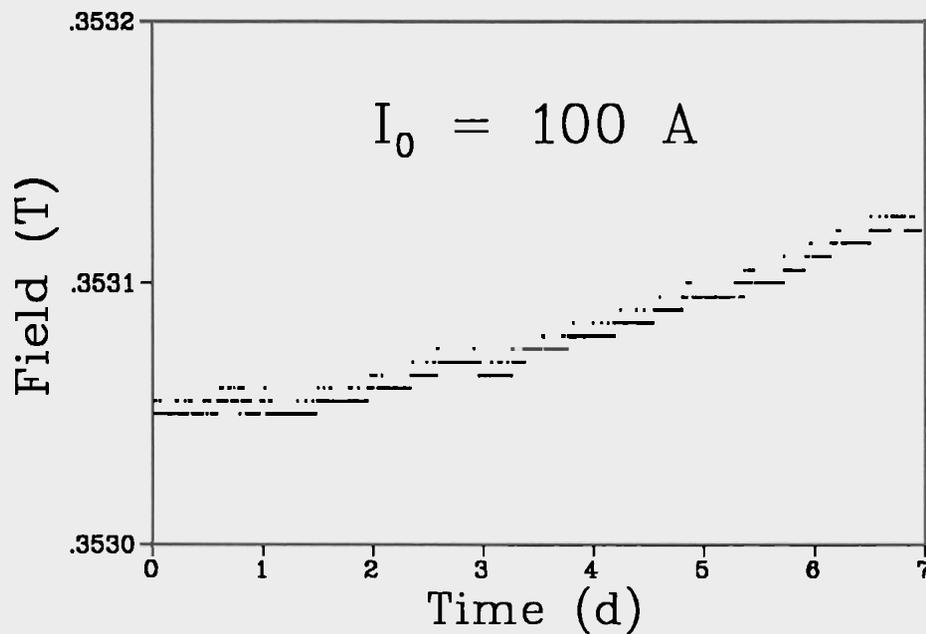


Abb. 5.3: Ergebnis der Langzeitmessung des Dipolfeldes. Das Magnetfeld am Dipolmagneten wurde über den Verlauf einer Woche aufgenommen.

ist. Es ist also möglich, das Magnetfeld des Dipols ein wenig zu ändern, ohne dabei die langdauernde Cycle-Prozedur durchlaufen zu müssen. Man kann demnach kurz vor der Messung das Magnetfeld noch ein wenig ändern, um so die Eigenschaften des Spektrometers voll auszunutzen.

Für Messungen von Streuprozessen mit niedriger Zählrate muß man, um in den Spektren die Statistik zu verbessern, die Meßzeiten erhöhen und so manchmal auch über mehrere Tage messen. Während dieser Zeit muß das Feld des Dipolmagneten konstant bleiben. Deshalb wurde die Langzeitstabilität des Dipolfeldes untersucht. Dazu wurde ein Sollwert von 100 A für den Erregerstrom der Magnetspulen des Dipolmagneten über die Cycle-Prozedur mit den in Tabelle 3.2 angegebenen Standardparametern fest eingestellt. Anschließend wurde alle 15 Minuten der Wert des Magnetfeldes über die Hallsonde ausgelesen. Abbildung 5.3 zeigt den so erhaltenen Verlauf des Magnetfeldes über die Zeitdauer von einer Woche. Es fällt auf, daß das Feld in dieser Zeit um fast  $10^{-4}$  Tesla zunimmt. In Energie umgerechnet entspricht dies etwa 20 keV. Dieser Effekt wurde nicht weiter untersucht. Da der Erregerstrom konstant war, hat das Ansteigen des Magnetfeldes vermutlich thermische Ursachen.

## 6 Schlußbemerkung

Das zur Magnetfeldeinstellung entwickelte Programm ist seit etwa einem Jahr ohne größere Beanstandung in Betrieb. Alle Experimentatoren, die Elektronenstreuxperimente am QCALM durchführen, benutzen die hiermit gegebene Möglichkeit, die Magnetfelder für den Dipol- und Quadrupolmagneten problemlos und reproduzierbar einzustellen. Die Durchführung von Testmessungen und kernphysikalischen Untersuchungen sind dadurch sehr erleichtert worden.

Bei den kernphysikalischen Messungen wurden erstmals kinematische Koinzidenzen mit der neuen Elektronenstreuanordnung studiert, um diese Apperatur mit zunächst einfachen Untersuchungen zu testen. Dabei wurden die Rückstoßprotonen aus einem Polyethylentarget mit einem Halbleiterdetektor und die gestreuten Elektronen mit dem QCLAM-Spektrometer nachgewiesen. Dabei wurden sowohl die Koinzidenzspektren als auch die Einzelspektren separat aufgenommen. Der Verlauf der Protonenspektren konnte durch berücksichtigen des Energieverlusts der Protonen quantitativ beschrieben werden. Damit wurde gezeigt, daß die neue Elektronenstreuanordnung am S-DALINAC jetzt für die Durchführung von echten Koinzidenzexperimenten zur Verfügung steht, bei denen der Targetkern so hoch angeregt wird, daß Hadronen emittiert werden, die dann zusammen mit den gestreuten Elektronen nachgewiesen werden. Für Einarmexperimente war das Spektrometer bis jetzt 500 Stunden erfolgreich im Einsatz.

## A Kurze Bedienungsanleitung zum Programm

Das Programm kann vom GOOSY heraus bedient werden. Dies hat den Vorteil, daß in einer Kommandozeile alle zu stellenden Werte eingegeben werden können.

### Aufruf

Das Programm wird im GOOSY durch den Befehl:

```
CREATE PROCESS [MWDC.QCLAM]QCLAM.EXE $QCL
```

gestartet. Anschliessend kann der Prozeß aktiviert werden durch:

```
QCLAM {Parameterliste}/{Qualifiers}
```

### Parameter

<u>Parametername</u>	<u>Beschreibung</u>	<u>Mögliche Werte</u>
DEST	Zielgerät	Dipol/Quadrupol
COMMAND	Befehl	siehe folgende Aufstellung
I0	Spulenstrom	in Ampere
H0	Magnetfeld	in Gauß
E0	Energie	in MeV
SLOPE	Rampenwert	in A/s
WAY_OF_RAMPING	Cyclemodus	0/1/2/3
NUMBER_OF_STEPS	Anzahl der Cycleschritte	0 ... 10
OVERSHOT	Cycleparameter	Angabe in %
FRACTION_RATE	Cycleparameter	≥ 1
WAIT_TIME	Wartezeit nach jeden Schritt	Angabe in s

Für den Parameter DEST können neben den obigen Werten auch die kürzeren Formen QCLAM\_D oder nur D für den Dipol bzw. QCLAM\_Q oder nur Q für den Quadrupol angegeben werden. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, durch Setzen von DEST=ALL, DEST=BOTH oder DEST=FULL die weiteren Parameter sowohl für den Dipol als auch für den Quadrupol vorzugeben.

Die Werte der Parameter werden in der Datenbank abgespeichert und wenn nötig auch kalibriert. Eine Ausnahme besteht hierbei nur bei der Eingabe von WAY\_OF\_RAMPING = 3. Um Fehler bei der Bedienung zu vermeiden, muß dieser Parameterwert in diesem Modus immer mit angegeben werden.

## Qualifiers

<u>Qualifiernamen</u>	<u>Beschreibung</u>
/DIRECT	Zum direkten Setzen der Stromwerte ohne Ändern der Cycleparameter
/SCALE=	Skalierungsfaktor zwischen Dipol und Quadrupol-Feld
/I_MAX=	Maximaler Spulenstrom bei WAY_OF_RAMING=3
/I_MIN=	Minimaler Spulenstrom bei WAY_OF_RAMING=3

Dem Qualifier /DIRECT kann kein Wert zugewiesen werden, da durch diesen keine Programmgröße beschrieben wird. Er hat nur die Aufgabe, den Cycleprozess zu umgehen. Für die anderen Qualifiers muß wie bei den Parametern ein Wert angegeben werden. Ansonsten wird der zuletzt eingegebene Wert bzw. ein Defaultwert eingesetzt.

## Kommandos für den Parameter COMMAND

<u>Kommandoname bzw. Alias</u>	<u>Bedeutung</u>
ON	Anschalten von AC- und DC-Power
OFF	Ausschalten von AC- und DC-Power
END/STOP	Stellt den Stromwert zurück auf Null
SHOW/SH	Auslesen der Endgerätewerte und Anzeigen der Ergebnisse
SETTING/SE	Ausgabe der im DATATRIEV gespeicherten Werte inclusive der Einstellparameter.
CHECK/TEST	Überprüfen des Status des Endgerätes
CANCEL/CAN/C	Canceln des Cyclevorganges
MESSAGE/MES/M	Anzeigen der Cycleinformationen aus dem Messagebuffer
RESET	Zurücksetzen aller Flags
FLAG/EF	Lesen der Flags

## Beispiele

```
GOOSY> QCLAM DEST=DIPOL COMMAND=ON I0=100
GOOSY> QCLAM DEST=QUADRUPOLE COMMAND=SH
```

Die Parameternamen können auch weggelassen werden, solange die Werte in der oben angegebenen Reihenfolge eingegeben werden.

```
GOOSY> QCLAM D C
Bedeutet: GOOSY> QCALM DEST=D COMMAND=CANCEL
```

## Literatur

- [1] H.-D. Gräf, H. Miska, E. Spamer, O. Titze and Th. Walcher, Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) 9;  
Th. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer and H. Theissen, Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) 17;  
D. Schüll, J. Foh, H.-D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze and Th. Walcher, Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) 29;  
J. Foh, R. Frey, R. Schneider, A. Schwierczinski, H. Theissen and O. Titze, Nucl. Instr. Meth. **153** (1978) 43
- [2] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A.E.L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo and O. Scholten, Phys. Lett. **137B** (1984) 27
- [3] Richter A., Phys. Bl. **42** (1986) 313
- [4] Richter A., Nucl. Phys. **A507** (1990) 129
- [5] Richter A., Nucl. Phys. **A522** (1991) 139
- [6] J. Auerhammer, H. Genz, H.-D. Gräf, V. Huck, C. Lüttge, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, K. Rühl, A. Stascheck, F. Thomas, O. Titze, J. Töpfer and H. Weise, Proceedings of the 5th Workshop of RF Superconductivity, (1991) 110, DESY-M-92-01, Editor D. Proch
- [7] M. Knirsch, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1992)
- [8] K.D. Hummel, Dissertation D17, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1992)
- [9] R. Kämpf, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt (1991), unveröffentlicht
- [10] H.G. Essel et al. *GOOSY Manual*, Version 1.2, GSI, Darmstadt, (1988)
- [11] A. Michalowicz *Kinematics of Nuclear Reactions*, ILIFFE BOOKS LTD, London, (1967)
- [12] W.R. Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin, (1987)
- [13] B. Schorr *Programs for the Landau and the Vavilov Distributions*, Computer Physics Communication **7**, 215 (1974)
- [14] L.C. Northcliffe, R.F. Schilling *Range And Stopping Power Tables For Heavy Ions*, Nuclear Data Tables, **A7**, (1970)
- [15] G. Herbert, Dissertation, Institut für Kernphysik, TH Darmstadt, in Vorbereitung

- [16] H.G. Essel, *GOOSY Transport Manager*, Version 1.0, GSI, Darmstadt, (1988)
- [17] H.G. Essel, *GOOSY Data Acquisition and Analysis*, Version 1.0, GSI, Darmstadt, (1988)
- [18] W. Spreng, *GOOSY Display*, Version 1.0, GSI, Darmstadt, (1988)
- [19] H.G. Essel and M. Richter, *GOOSY Data Base Manager*, Version 1.0, GSI, Darmstadt, (1988)
- [20] Gerätebeschreibung Power Supply B-MC 20D, Bruker, Karlsruhe
- [21] Gerätebeschreibung Field Controller B-H 15, Bruker, Karlsruhe
- [22] *System Crate Interface User's Manual*, Creative Electronic Systems S.A., Petit-Lancy, (1985)
- [23] Commission of the European Communities, *CAMAC Updated Specifications*, Vol.1, Brüssel, (1983)
- [24] MIL/STD-1553B, Aircraft Internal Time Division Command-Response Multiplex Data Bus, US Department of Defence, Washington, (1978)
- [25] *CAM1000 User Manual And Technical Description*, GSI, Darmstadt, (1987)
- [26] *IFC-V24-20ma-Converter, Hardware-Dokumentation*, GSI, Darmstadt, (1988)
- [27] *VAX-DATATRIEVE Reference Manual*, Version 4.1, Digital Equipment Corporation Maynard, (1987)
- [28] *VAX-DATATRIEVE Users Guide*, Version 4.1, Digital Equipment Corporation Maynard, (1987)
- [29] *VAX-DATATRIEVE Guide To Programming and Customizing*, Version 4.1, Digital Equipment Corporation Maynard, (1987)