

Interner Bericht

DESY F 33 - 70/2

Mai 1970

DESY-Bibliothek

25. JUNI 1970

Polarisation der Rückstoßprotonen
bei der ρ^0 -Photoproduktion

von

Albrecht Giese

Polarisation der Rückstoßprotonen
bei der ρ^0 -Photoproduktion

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Albrecht Giese
Hamburg 1970

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Aufgaben behandelt:

1. Es wurde untersucht, wie weit sich der Versuchsaufbau der DESY-Gruppe F 33 für die Messung der Polarisation von Protonen verwenden läßt. Dazu wurde ein Block von Programmen für die Auswertung eines solchen Experimentes entwickelt.

Der Versuchsaufbau ist imstande, die Polarisation von Protonen im Energieintervall 116 - 210 MeV zu messen. Wurde die Messung an N Protonen durchgeführt, ist der Betrag der statistischen Unsicherheit im Endergebnis $\Delta P = 25/\sqrt{N}$.

2. Die Polarisation des Rückstoßprotons in der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ wurde in 2 Richtungen senkrecht zur Protonen-Bewegungsrichtung bestimmt. Sie betrug $0,10 \pm 0,13$ in der Richtung parallel zur Pionen-Zerfallsebene und $0,08 \pm 0,13$ in der Senkrechten zu dieser Richtung. Sie ist damit in Übereinstimmung mit der Theorie mit dem Wert 0 verträglich.

3. Es wurde die Möglichkeit zu Verbesserungen im Aufbau des Protonenzählers festgestellt. Zwei Änderungen werden vorgeschlagen, die die Rate an analysierfähigen Ereignissen um 47 % erhöhen würden. Damit würde der statistische Fehler um 18 % verringert auf $\Delta P = 21/\sqrt{N}$.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	5
2. Das Experiment	6
2.1 Der experimentelle Aufbau	6
2.1.1 Gesamter Aufbau	6
2.1.2 Die Funkenkammern	6
2.1.3 Auslese der Funkenkammern	8
2.1.4 Aufbau der Teleskope	9
2.1.5 Datenübertragung	9
2.1.6 On-Line-Rechenbetrieb	11
2.2 Messung der Polarisierung	11
2.2.1 Asymmetrische Streuung	13
2.2.2 Analysierkraft	13
2.2.3 Maximum-Likelihood-Methode	14
3. Die Auswertung	18
3.1 Erster Abschnitt der Auswertung	18
3.1.1 Die geometrischen Rahmenprogramme	18
3.1.2 Anwendung des Protonen- Spurprogramms PROKNI	21
3.1.3 Die Kinematik-Programme	22
3.1.4 Ergebnis des 1. Teils der Auswertung	24
3.2 Zweiter Abschnitt der Auswertung	24
3.2.1 Berücksichtigung des Untergrundes	24
3.2.2 Auswahl der Analysierkraft-Kurven	30
3.2.3 Die Programme	34
3.2.4 Ergebnis	38
3.3 Monte-Carlo-Programm für Proton-Spuren	38

	Seite
4. Fehleruntersuchung	42
4.1 Statistischer Fehler	42
4.2 Systematische Fehler	44
4.2.1 Asymmetrie-Fehler	45
4.2.2 Meßungenauigkeiten	54
4.2.3 Untergrund-Fehler	57
4.2.4 Unsicherheit der Analysierkraft	58
4.3 Aufstellung aller Fehler	58
4.4 Endergebnis einschließlich aller Fehler	59
5. Vorschläge zur Verbesserung des Versuchsaufbaus	60
5.1 Optimalisierung der Absorberdicken	60
5.2 Beidseitige Auslese an allen Funkenkammern	65
<u>Anhang</u>	
Das Knickspur- und Reichweiteprogramm PROKNI	68
Literaturverzeichnis	

Verzeichnis der Abbildungen

	Seite
1 Versuchsaufbau	7
2 Schnitt durch eine Funkenkammer	8
3 Schnitte durch das Protonteleoskop	10
4 Rekonstruktion eines Funkenkammerbildes	12
5 Am Atomkern gestreutes Teilchen	14
6 Blockdiagramm der gesamten Auswertung	19
7 Blockdiagramm des Programmblocks 1	20
8 Erfäßbarkeit kleiner Winkel	23
9 ΔK -Verteilung der Zwischenband-Ereignisse	25
10 ΔK -Verteilung für alle Teilchen mit dem Reichweiteindex 32	28
11 Verteilung der Ereignisse im ΔK -Peak und im Untergrund über dem Polarwinkel	29
12 Kurven der maximalen Analysierkraft	32
13 Kurven der relativen Analysierkraft	33
14 Blockdiagramm des Programmblocks 2	35
15 Likelihoodfunktion	39
16 Skizze der Verteilung der Ereignisse über dem projizierten Knickwinkel	47
17 Polare Winkelverteilung	48
18 Winkelverteilung gerader Spuren	49
19 Wirkungsgrad der Funkenkammern nach Absorbern	51
20 Skizze zur asymmetrischen Spurverteilung	52
21 Skizze zur asymmetrischen Spurverteilung	53
22 Skizze zur Knickmessung	55
23 Verteilung aller Knickspuren mit $ \Delta K < 25$ MeV gegen die Reichweite	61
24 Dichteverteilung der Absorber	63
25 Energiespektrum der Protonen	66
26 Blockdiagramm des Programms PROKNI	69

1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit wertet Daten aus, die im Rahmen eines Experimentes der Gruppe F 33 bei DESY aufgenommen wurden. In diesem Experiment wurde die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ mit polarisierten Photonen zwischen 2,0 und 2,5 GeV untersucht (Cr 68).

Die bisher durchgeführten Experimente über Rho-Erzeugung dieses Energiebereiches haben ein diffraktives Verhalten dieses Erzeugungsprozesses gezeigt (siehe z.B. Aa 68, Ca 66, La 68, Pi 67, Ti 68).

Das Verhalten der Spins der Reaktionspartner in einem diffraktiven Prozeß wird in einer Arbeit von G. Kramer behandelt (Kr 67). Für die T-Matrix dieser Reaktion wird folgende Gleichung angegeben:

$$\langle m_\rho m_p, |T| m_\gamma m_p \rangle = A(E, \theta) \delta_{m_\rho m_\gamma} \delta_{m_p m_p} \quad (1)$$

$m_\gamma, m_p, m_p', m_\rho$ sind die Projektionen der Spins auf eine bestimmte Richtung, E und θ Energie und Streuwinkel im Schwerpunktsystem. Nach dieser Gleichung geht der Spin des Photons vollständig auf das Rho-Meson über, während der Spin des Rückstoßprotons erhalten bleibt.

Die erste Angabe wurde durch das eingangs genannte Experiment bestätigt. In dieser Arbeit soll untersucht werden, ob im Gegensatz zu der einfachen Theorie (Kr 67) doch ein Spin auf das Proton übertragen wird.

Außerdem werden in dieser Arbeit die bezüglich einer Polarisationsmessung wichtigen Eigenschaften der verwendeten Apparatur untersucht.

2. Das Experiment

2.1 Der experimentelle Aufbau

Der Aufbau dieses Experimentes wird genau von G. Löffler (LÖ 70) beschrieben. Aus diesem Grunde wird die Apparatur hier nur im Überblick skizziert. Nur die für diese Arbeit wichtigen Einzelheiten sollen näher erläutert werden.

2.1.1 Gesamter Aufbau

Der Elektronenstrahl des Synchrotrons trifft innerhalb des Synchrotron-Ringes auf ein Diamanttarget und erzeugt dort durch kohärente Bremsstrahlung polarisierte Photonen. Die Photonen erreichen ein Flüssig-Wasserstoff-Target, in welchem die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ stattfindet. Die makroskopisch meßbaren Reaktionsprodukte π^+ , π^- , p werden mit Hilfe von Teleskopen aus digitalen Funkenkammern registriert (Abb. 1).

Vor allen Teleskopen und hinter den Pion-Teleskopen befinden sich Szintillationszähler, die in einer Koinzidenzschaltung die Funkenkammern triggern, wenn geladene Teilchen den festgelegten Akzeptanzbereich durchlaufen.

2.1.2 Die Funkenkammern

Die Funkenkammern wurden von der Gruppe F 33 für dieses Experiment selbst entwickelt und hergestellt. Anstelle gespannter Drähte wurden Elektrodenfolien verwendet (Abb. 2). Diese bestehen aus 0,2 mm glasfaserverstärktem Epoxydharz mit 35 μ starken und 0,4 mm breiten Kupferbahnen. Ihr Mittenabstand beträgt 1 mm.

In jeder Funkenkammer stehen sich zwei Elektrodenfolien im Abstand von 6 mm so gegenüber, daß die Leiterbahnen der beiden Folien rechtwinklig zueinander verlaufen.

Das Kammervolumen wird durchströmt von einem Gemisch aus 3/4 Neon und 1/4 Helium, dem 1,5 % Alkohol zugesetzt sind.

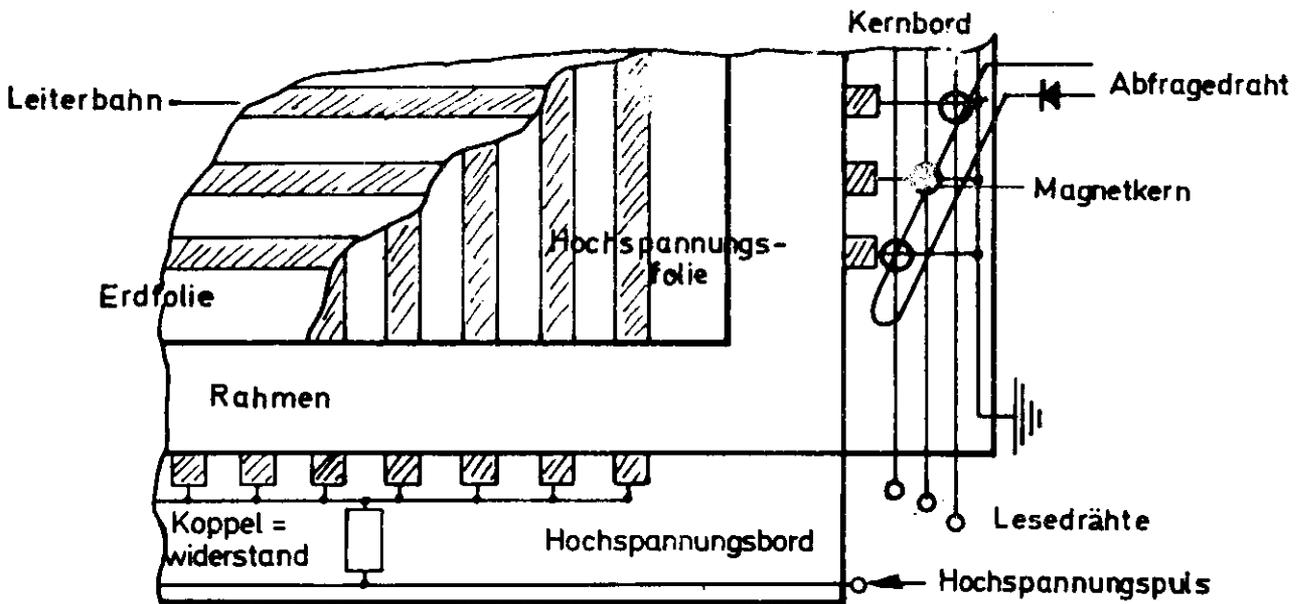


Abb.2 Ausschnitt aus Drahtfunkenkammer der DESY-Gruppe F33 (schematisch)

2.1.3 Auslese der Funkenkammern

Die Leiterbahnen der einen Folie sind zu je 8 über Koppelwiderstände mit einem Hochspannungspulser verbunden. Die Widerstände dienen der Entkopplung der einzelnen Funken. Die Leiterbahnen der anderen Folie sind einzeln über Drähte, die durch Speicherkern verlaufen, geerdet.

Fließt bei einem Hochspannungstrigger Strom durch einen Funken, so kippt der Magnetkern, der zu der entsprechenden Leiterbahn der Erdseite der Funkenkammer gehört. Alle Kerne werden nach jedem Trigger durch einen Abfragedraht zurückgeklappt. Dabei wird eine Spannung im Lesedraht derjenigen Kerne induziert, die geklappt waren. Auf diese Weise kann die Leiterbahn, an der ein Funke war, identifiziert werden.

Je nach Orientierung der Leiterbahnen der Erdfolie kann eine Funkenkammer die horizontale oder vertikale Projektion der Funkenkoordinate melden. Es sind außerdem Funkenkammern in Gebrauch, die auch an der Hochspannungsseite ausgelesen werden und dadurch die Funkenkoordinaten in beiden Projektionen liefern.

2.1.4 Aufbau der Teleskope

Die Pion-Teleskope sind gleich aufgebaut und bestehen aus jeweils 10 Funkenkammern, die abwechselnd die horizontale und die vertikale Projektion der Funkenkoordinate liefern.

Das Proton-Teleskop besteht aus zwei Blöcken, einem Vorteleskop und einem Reichweiteteil (siehe Abb. 3). Das Vorteleskop ist aus 4 Funkenkammern aufgebaut, die alle die Auslese für beide Projektionen zulassen. Der Reichweiteteil enthält 12 Funkenkammern abwechselnd mit horizontaler und vertikaler Auslese, dazwischen 11 Kohlenstoffplatten zum Abbremsen des Protons. Die Dicke der Kohlenstoffplatten nimmt nach hinten hin zu, damit die relative Unsicherheit in der Bestimmung der Proton-Energie ungefähr gleich ist für jeden Reichweitebereich. Eine Kupferplatte und ein Antizähler hinter dem Teleskop begrenzen den akzeptierten Energiebereich der Protonen bei 210 MeV.

2.1.5 Datenübertragung

Nach jedem Trigger werden die Funkenkammern und die anderen im Experiment verwendeten Zähler über einen Computer CAE Typ C 90/10 abgefragt. Die Informationen werden zu Records variabler Länge zusammengefaßt und über eine direkte Datenleitung zu der im DESY benutzten IBM 360/75 übertragen. Die IBM sammelt diese Records auf einem Plattenspeicher und überträgt dann jeweils den Inhalt einer vollen Platte auf ein Magnetband.

2.1.6 On-Line-Rechenbetrieb

Die direkte Verbindung zwischen der CAE und der IBM wird nicht nur verwendet, um Daten zum Speichern zu übertragen. Jedes übertragene Record kann sofort durch ein vorher angewähltes Programm von der IBM durchgerechnet werden. Die gewünschten Ergebnisse werden an die CAE zurückübertragen und dort ausgedruckt oder auf dem Bildschirm gezeigt.

Im Rahmen dieser Möglichkeit sind Scan-Programme entwickelt worden, die aus den Daten die Funkenorte in den Kammern rekonstruieren; auf dem Bildschirm werden dann in einer Skizze die Funkenkammern und die registrierten Funken gezeigt. Abb. 4 ist ein Foto einer solchen Bildschirmdarstellung. Teil 1 zeigt die horizontale und Teil 2 die vertikale Projektion der Kammern entsprechend der Abb. 3. Auf dem Bildschirm werden jedoch nur die Kammern gezeigt, die in der jeweiligen Projektion Funkenkoordinaten liefern.

Die Methode der 'On-Line'-Berechnung von Daten ist auch nach Vollendung der Datenaufnahme durchführbar. Dazu müssen vorher die Daten, die untersucht werden sollen, auf einen Plattenspeicher der IBM gebracht werden. Durch Anwahl über die CAE werden dann einzelne Ereignisse herausgesucht, von der IBM gerechnet und auf dem Bildschirm der CAE gezeigt.

Die Möglichkeit des Scannens von Ereignissen im 'On-Line'-Rechenbetrieb wurde im Rahmen dieser Arbeit verwendet, um das Programm zur Bestimmung der Protonenspuren zu prüfen und zu entwickeln.

2.2 Messung der Polarisation

Die Polarisation von Protonen wird durch asymmetrische Streuung bestimmt. Da der Kohlenstoff der Absorberplatten im Proton-Teleskop ein geeignetes Analysatormaterial ist, kann das Proton-Teleskop zur Messung der Polarisation verwendet werden.

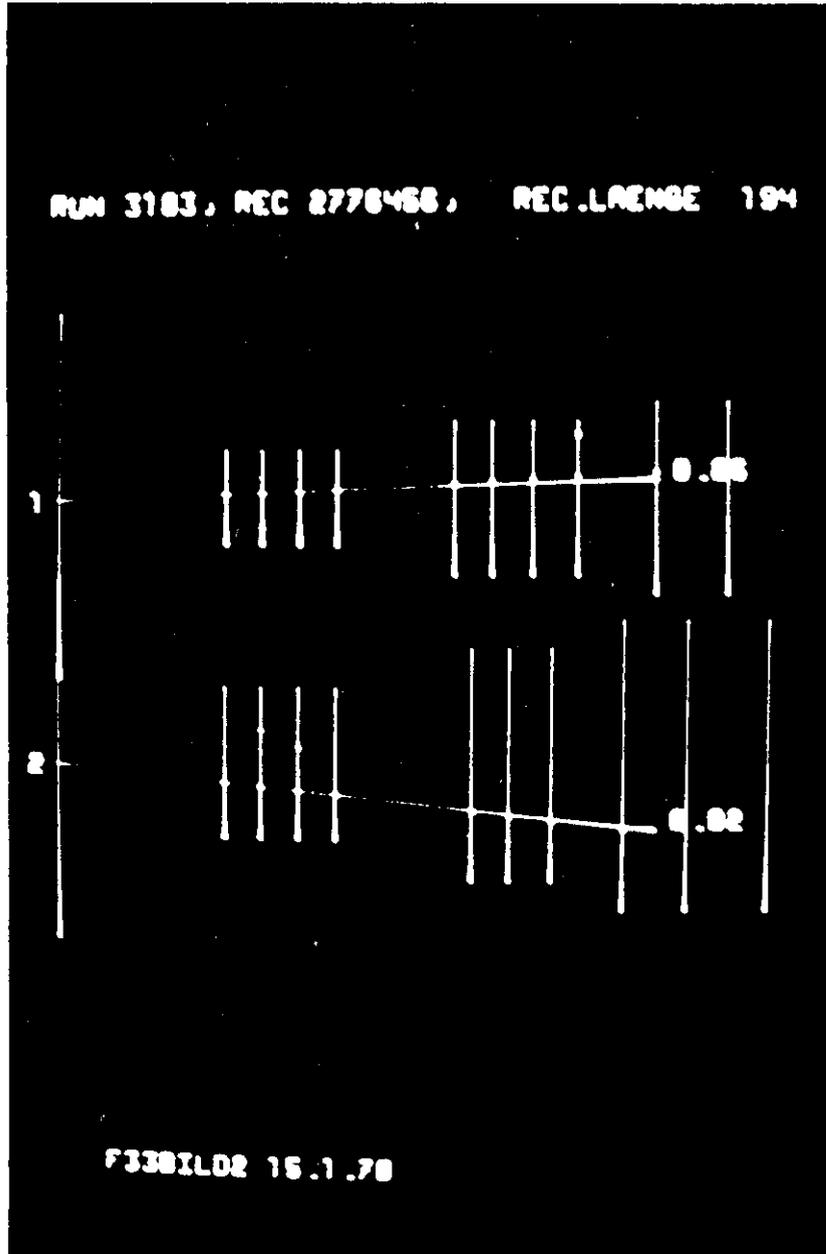


Abb. 4 Rekonstruktion eines Funkenkammerbildes

2.2.1 Asymmetrische Streuung

Die Theorie der asymmetrischen Streuung wird ausführlich bei Wolfenstein (Wo 56) und Faissner (Fa 59) diskutiert. Hier soll nur das Phänomen beschrieben werden.

Fliegt ein Nukleon nahe genug an einem Atomkern vorbei, so wird es am Kernfeld des Atomkerns gestreut. Die Winkelverteilung der Streuung ist abhängig vom Verlauf des Kernpotentials.

Ein Teilchen, das am Kern vorbeifliegt, hat einen Bahndrehimpuls l . Er weist nach oben, wenn das Teilchen rechts am Kern vorbeifliegt, und nach unten, wenn es links vorbeifliegt. Hat das Teilchen einen Spin, dann erscheint der Spin parallel oder antiparallel zum Bahndrehimpuls.

Wenn auf Grund der Spin-Bahn-Kopplung das Kernpotential des Streuzentrums verschieden ist für parallele und antiparallele Orientierung, dann ist die Kernkraft auf Teilchen einer bestimmten Spinstellung, die links vorbeifliegen, verschieden von der auf Teilchen, die rechts vorbeifliegen. Teilchen einer bestimmten Spinstellung sehen also ein asymmetrisches Kernpotential und werden asymmetrisch gestreut (siehe Abb. 5).

2.2.2 Analysierkraft

Die Fähigkeit eines Materials, durch asymmetrische Streuung Polarisation nachzuweisen, wird beschrieben durch die Analysierkraft

$$A = \epsilon / P \quad (2)$$

wobei P die tatsächliche Polarisation der Teilchen ist und ϵ die Asymmetrie mit

$$\epsilon = \frac{R-L}{R+L} \quad (3)$$

R und L sind die Wahrscheinlichkeit, daß das Teilchen nach rechts bzw. nach links gestreut wird.

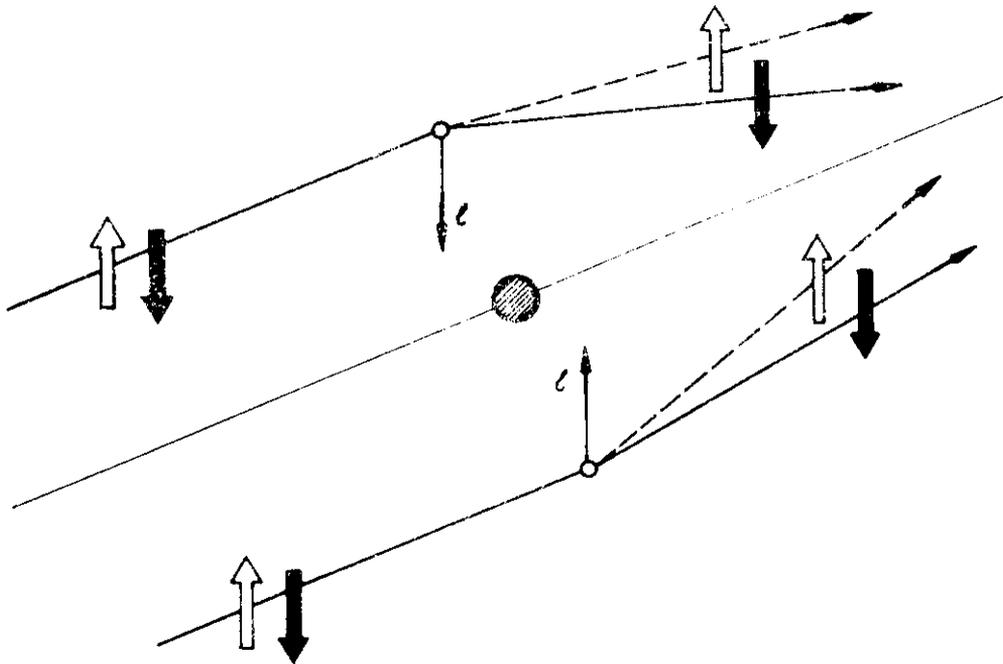


Abb. 5 Asymmetrische Streuung von Teilchen einer Spineinstellung

Die Analysierkraft ist abhängig von der Teilchenart und dem Streumaterial und ist eine Funktion der kinetischen Energie des gestreuten Teilchens und der Streuwinkel. Sie ist experimentell aus Doppelstreuungen ermittelt worden (Fa 59) und liegt in Form von Kurven vor (Pe 63, Re 68). (Siehe auch Abbn. 12, 13).

2.2.3 Maximum-Likelihood-Methode

Das Ergebnis einer Polarisationsmessung wird zweckmäßigerweise mit der Maximum-Likelihood-Methode ermittelt. H. Cramer (Cr 58) hat gezeigt, daß dieses Verfahren die genaueste Annäherung an den wahren Wert liefert. Die Maximum-Likelihood-Methode ist im allgemeinen Rahmen von F. Solmitz (So 64) behandelt worden. Sie wird hier erklärt für den Spezialfall der Auswertung eines Polarisations-Experimentes.

1.) Die Likelihoodfunktion für einen Parameter

Nach Kapitel 2.2.2 gelten die Gleichungen 2 und 3:

$$P \cdot A = \epsilon, \quad \epsilon = \frac{R-L}{R+L}$$

Die Wahrscheinlichkeiten R und L können so normiert werden, daß gilt:

$$R + L = 1. \quad (4)$$

Daraus folgt:

$$\epsilon = R - L \quad (5)$$

oder

$$R = \frac{1}{2}(\epsilon + 1). \quad (6)$$

Das ist bei bekanntem ϵ die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung nach rechts. Man kann sie auch durch P und A ausdrücken und erhält:

$$R = \frac{1}{2}(1 + P \cdot A), \quad (7)$$

entsprechend für die Streuung nach links:

$$L = \frac{1}{2}(1 - P \cdot A). \quad (8)$$

Da die Größe A von verschiedenen die Streuung kennzeichnenden physikalischen Größen abhängt (siehe Kap. 3.2.2), wird sie für jedes gemessene Ereignis individuell bestimmt. Es ist dann sinnvoll, sie so zu definieren, daß sie für Streuungen nach beiden Seiten ein verschiedenes Vorzeichen hat; dadurch läßt sich die Wahrscheinlichkeit für Streuungen nach beiden Seiten mit einer Gleichung angeben:

$$W(R,L) \propto 1 + P \cdot A. \quad (9)$$

Werden N einzelne Streumessungen gemacht, denen je ein A_1 zugeordnet werden kann, so gilt für die Wahrscheinlichkeit, mit der dieser Satz von Messungen mit Streuungen nach rechts und links zu erwarten ist:

$$W \propto \hat{L} = \prod_{i=1}^N (1 + P \cdot A_i) \quad (10)$$

Dieser Ausdruck ist abhängig von der Polarisation P und für den wahrscheinlichsten Wert von P maximal.

Durch Variation von P kann man darum ausrechnen, welche Polarisation mit den gemessenen Daten am besten verträglich ist. Die Standardabweichung des Ergebnisses wird charakterisiert durch die Polarisationswerte, für die der Ausdruck um den Faktor $e^{1/2}$ bezogen auf das Maximum abgefallen ist.

$L(P)$ nennt man die Likelihoodfunktion. Um zu große Zahlen bei der Auswertung vieler Ereignisse zu vermeiden, verwendet man oft die Funktion.

$$\mathcal{L}(P) = \ln \hat{L}(P) = \sum_{i=1}^N \ln(1 + P \cdot A_i) \quad (11)$$

2.) Die Likelihoodfunktion für 2 Parameter

Sind zwei verschiedene Teilchenarten vorhanden, läßt sich die Likelihoodfunktion entsprechend erweitern. Die beiden Arten seien mit einer Wahrscheinlichkeit von f_1 bzw. f_2 vorhanden; f_1 und f_2 seien so normiert, daß gilt:
 $f_1 + f_2 = 1$.

Für beide Arten gilt:

$$\epsilon_1 = R_1 - L_1 ; \quad \epsilon_2 = R_2 - L_2$$

Daraus folgt

$$W_1 = \frac{1}{2}(1 + P_1 \cdot A_1) \quad (12)$$

$$W_2 = \frac{1}{2}(1 + P_2 \cdot A_2) \quad (13)$$

Die gesamte Wahrscheinlichkeit für einen Knick nach rechts oder links ist

$$W = f_1 W_1 + f_2 W_2 = \frac{1}{2}(f_1(1 + P_1 A_1) + f_2(1 + P_2 A_2)) \quad (14)$$

Entsprechend gilt für eine Meßreihe

$$W = L(P_1, P_2) = \prod_{i=1}^N (1 + f_1 P_1 A_{11} + f_2 P_2 A_{21}) \quad (15)$$

$$\mathcal{L}(P_1, P_2) = \sum_{i=1}^N \ln(1 + f_1 P_1 A_{11} + f_2 P_2 A_{21}) \quad (16)$$

f_1, f_2 sind im allgemeinen Funktionen verschiedener anderer Parameter wie der Streuwinkel und der Energie der Teilchen.

3. Die Auswertung

Die Auswertung der Daten wurde in zwei Abschnitten durchgeführt. (Siehe Abb. 6). Sie wird in entsprechender Weise in zwei Abschnitten dargestellt und diskutiert.

3.1 Erster Abschnitt der Auswertung

3.1.1 Die geometrischen Rahmenprogramme

Zur Auswertung der Daten des anfangs genannten Rho-Experiments wurde von der Gruppe F 33 ein umfangreiches 'Off-Line'-Programm entwickelt. Für dieses wie alle weiteren im Rahmen dieser Arbeit erstellten Programme wurde die Programmiersprache FORTRAN IV verwendet.

Da das spezielle Programm zur Bestimmung der Spuren gestreuter Protonen als Teil dieses Programmwerks arbeitet und in seinem Programmablauf auf die anderen Programme abgestimmt werden mußte, wird das Gesamtprogramm im Überblick beschrieben. Der Programmablauf ist in Abb. 7 skizziert.

Das Hauptprogramm SPARK setzt zuerst Histogrammspeicher auf 0. Es liest dann die Records einzeln vom Band und ruft das Programm MASTER.

MASTER prüft, ob das Record lang genug ist, um die minimal notwendigen Informationen zu enthalten. Es ruft das Programm SORFUN.

SORFUN dekodiert die Originalrecords und gibt eine Liste der Koordinaten der Funkenmitten an.

MIDPLA ist das nächste Programm, das von MASTER gerufen wird. Es macht Statistik über die Funkenverteilung in den Kammern und gibt deren Wirkungsgrad an.

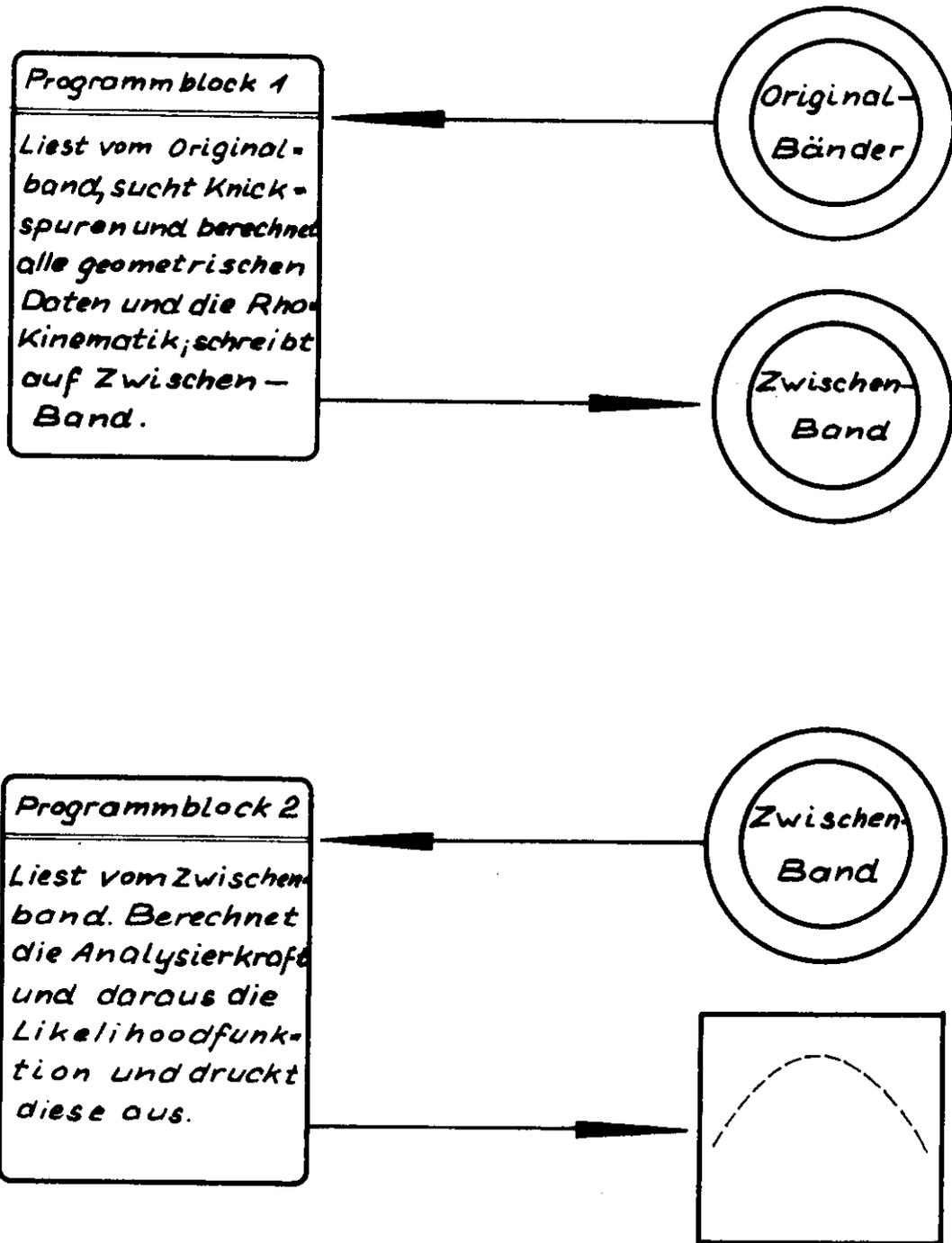


Abb.6 BLOCKDIAGRAMM der gesamten Auswertung

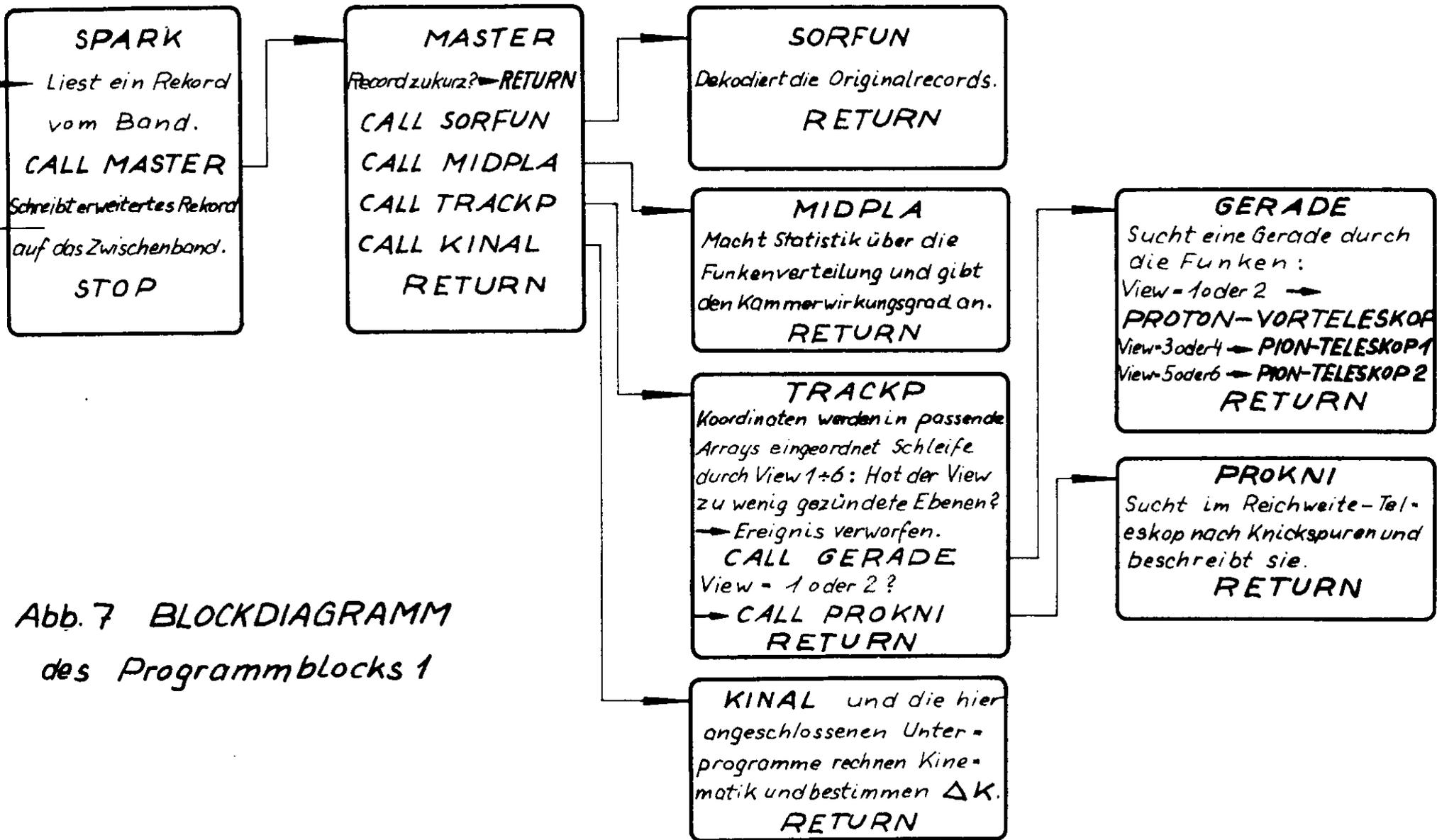


Abb. 7 BLOCKDIAGRAMM des Programmblocks 1

TRACKP organisiert die Suche nach Spuren. Die Vorgänge in einem Teleskop werden entsprechend der Information aus den Funkenkammern durch zwei aufeinander senkrechte Projektionen beschrieben (siehe Kap. 2.1). Sechs solche Projektionen - im folgenden auch "Views" genannt - beschreiben also das Geschehen in allen Teleskopen. Die Projektionen sind in folgender Weise durchnummeriert:

Projektion 1 und 2 sind die horizontale und die vertikale Projektion des Prototeleskops, Projektion 3 und 4 und Projektion 5 und 6 die entsprechenden Projektionen der Pion-Teleskope.

TRACKP richtet neue Arrays ein, in denen die Funkenkoordinaten nach Projektionen zusammengefaßt sind. Es prüft für jede Projektion, ob in genügend vielen Ebenen Funken gemeldet sind; dann ruft es das Programm GERADE.

GERADE sucht das Proton-Vorteleskop und die beiden Pion-Teleskope nach geraden Spuren ab. Es legt dabei Geraden durch alle sinnvollen Kombinationen von Funken in der jeweiligen Projektion. Dabei werden nur solche Geraden akzeptiert, die auf das Target zeigen oder in einen bestimmten Toleranzbereich um das Target herum. Findet das Programm mehr als 1 Gerade, dann wird das Ereignis verworfen.

Für die Projektionen 1 und 2 wird von TRACKP außerdem das Programm PROKNI gerufen.

3.1.2 Anwendung des Protonen-Spurprogramms PROKNI

Das Programm PROKNI wurde speziell für diese Arbeit entwickelt. Es hat die Aufgabe

1. festzustellen, ob die von GERADE im Vorteleskop gefundene Spur in den Reichweiteteil läuft und dort durch Kernstreuung des Protons geknickt ist,
2. falls eine solche Knickspur gefunden wird, folgende Größen zu bestimmen: den Ort des Knickes, die Reichweite der Spur und alle Winkel.

Für jede Spur wird ein Qualitätsindex festgelegt, der angibt, wie weit sich die gefundenen Ergebnisse aus beiden Projektionen bestätigen oder widersprechen. Der Index 1 bedeutet gute Übereinstimmung, der Index 5 widersprüchliche Ergebnisse. Die dazwischenliegenden Indices bezeichnen in sinnvoller Abstufung zwischen diesen Extremen liegende Verhältnisse. Die Klassifizierung der Spuren hat den Zweck, eine möglichst große Anzahl von Ereignissen in der 1. Stufe der Auswertung zu erhalten. Für die endgültige Auswertung kann dann je nach der erwarteten Genauigkeit im Gesamtergebnis eine Auswahl bestimmter Qualitätsklassen verwendet werden.

Die Grenze für die kleinste Richtungsänderung, die dieses Programm noch als Knickspur entdeckt, beträgt im Mittel 7° . Sie ist allerdings nicht scharf festgelegt. Das ist vor allem bedingt durch die Tatsache, daß die Funkenkammern abwechselnd immer nur die Koordinate in einer Projektion liefern. Abb. 8 zeigt, daß ein Knick der Spur unter einem bestimmten Winkel in einem Absorber noch gefunden werden kann, während die gleiche Streuung im nächsten Absorber vom Programm nicht bemerkt wird. Ein weiterer Grund für die Unschärfe der unteren Winkelgrenze liegt in der Abhängigkeit der Erkennbarkeit des Knickes von dem Azimutalwinkel der Streuung. Liegt der Knick voll in einer Projektion, wird er vom Programm eher erkannt, als wenn er in beiden Projektionen gleich groß erscheint. Aus diesen Gründen schwankt die untere Grenze des polaren Streuwinkels um ca. 4° nach beiden Seiten.

Das Programm PROKNI wird ausführlich im Anhang beschrieben.

3.1.3 Die Kinematik-Programme

Wenn in jeder Projektion genau eine Spur akzeptiert worden ist und im Reichweiteteleskop eine Knickspur gefunden wurde, ruft das Programm MASTER nach TRACKP das Programm KINAL.

KINAL und die von KINAL gerufenen Programme berechnen die Kinematik des Ereignisses, füllen die Histogrammspeicher und lassen sie ausdrucken.

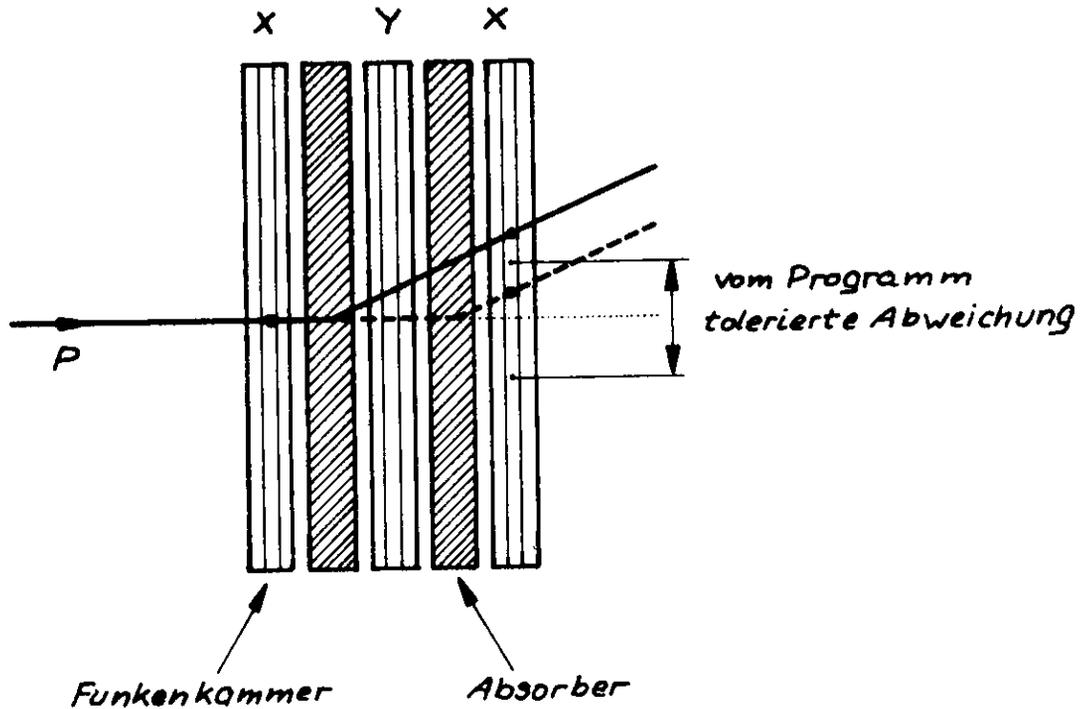


Abb. 8 Erfäßbarkeit kleiner Winkel

Die Kinematikrechnung benutzt folgende von den geometrischen Programmen gelieferten Größen: die Winkel zwischen allen an der Reaktion beteiligten Teilchen und die Reichweite des Protons in den Kohlenstoffabsorbern. Sie bestimmt aus diesen Größen die Energie des eingelaufenen Photons auf zwei Weisen[†]:

1. aus der Energiebilanz des Ereignisses
2. aus der Impulsbilanz des Ereignisses

Zur Identifizierung der gesuchten Ereignisse mit Erzeugung eines Rho-Mesons wird die Differenz aus beiden Ergebnissen, ΔK , gebildet.

Eine Verteilung der Ereignisse über ΔK wird in Abb. 9 gezeigt; entsprechend der zugrunde gelegten Kinematik liegen Ereignisse der Rho-Erzeugung bei $\Delta K = 0$.

[†]Zur ausführlichen Begründung der Kinematikrechnung wird auf die Arbeit von G. Löffler verwiesen (LÖ 70).

Ist ein Ereignis bis zu diesem Punkt durchgerechnet worden, wird das Originalrecord um folgende Daten verlängert:

1. die beiden projizierten Steigungen der einlaufenden Spur
2. die beiden projizierten Steigungen der geknickten Spur
3. die Tangens der beiden Projektionen des Knickwinkels
4. die Nummer des Absorbers, in dem die Kernstreuung stattfand
5. den Reichweitenindex, wie er in PROKNI ermittelt wurde
6. den Qualitätsindex
7. die Größe ΔK

Dieses neue Record wird auf das Zwischenband geschrieben.

3.1.4 Ergebnis des 1. Teils der Auswertung

Mit dem Programmblock 1 wurden 280.000 Ereignisse mit Spuren in allen 6 Projektionen untersucht. Bei 125.000 Ereignissen war die Spur im Protonenteleskop so kurz, daß die Identifizierung einer Kernstreuung ausgeschlossen war. Unter den restlichen 155.000 Ereignissen fand das Programm 6.540 Ereignisse mit Knickspuren und schrieb sie auf das Zwischenband.

3.2 Zweiter Abschnitt der Auswertung

Im 2. Abschnitt der Auswertung wurde jedem Ereignis mittels der im 1. Abschnitt bestimmten geometrischen Daten die Analysierkraft zugeordnet; dann wurde die Likelihoodfunktion für die Polarisation in beiden Projektionen berechnet.

3.2.1 Berücksichtigung des Untergrundes

Die Abbildung 9 zeigt die ΔK -Verteilung der Ereignisse des Zwischenbandes. Die Verteilung zeigt, daß in der Datenmenge ein Untergrund von Ereignissen enthalten ist, die die kinematischen Bedingungen für eine Rho-Erzeugung ($\Delta K \approx 0$) nicht erfüllen. Sie stammen entweder von Rho-Erzeugungs-Prozessen, bei denen ein Pion in das Proton-Teleskop flog, oder von ganz anderen Vorgängen.

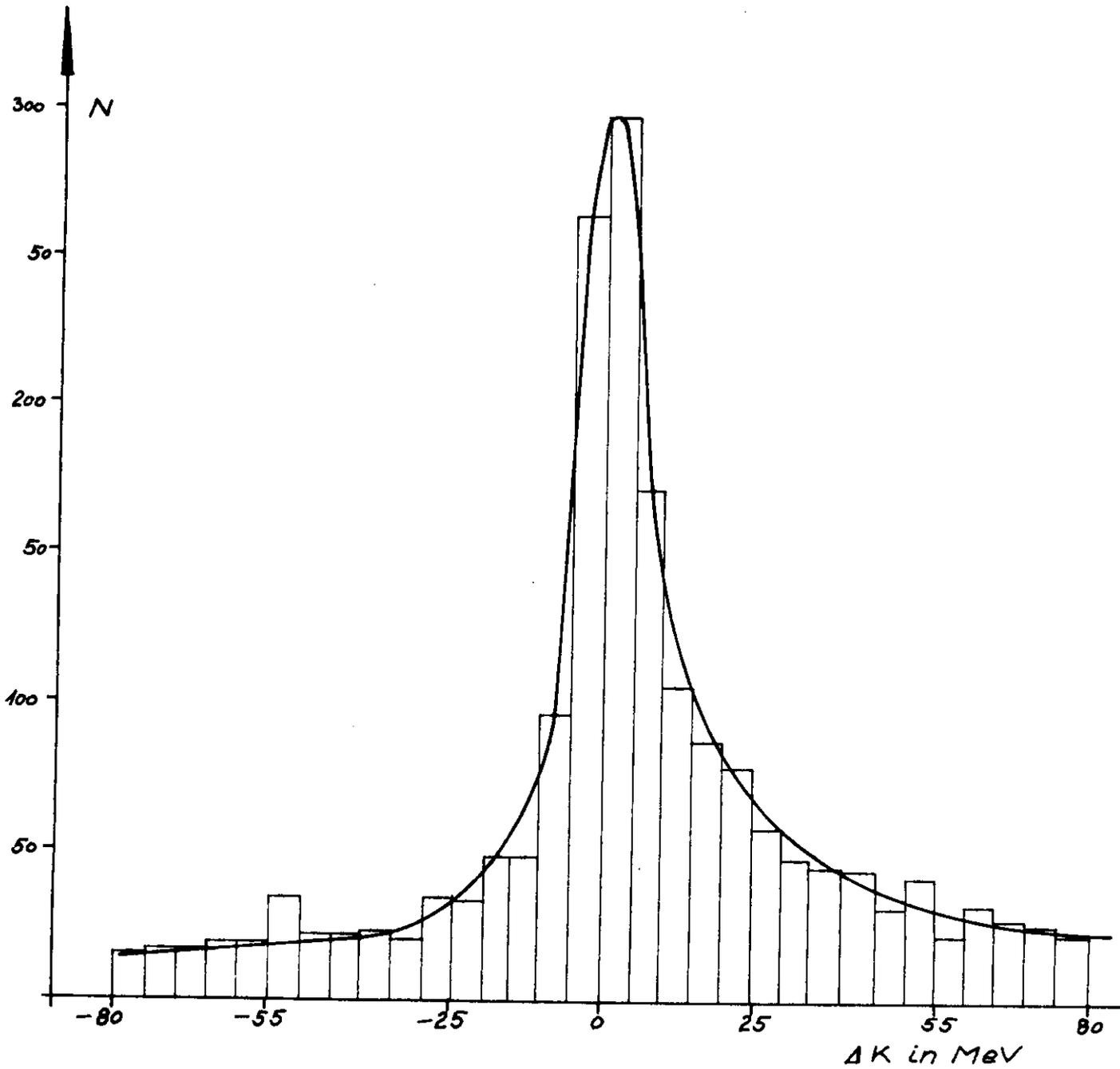


Abb. 9 ΔK Verteilung aller Teilchen mit $116 \text{ MeV} < E_{\text{kin}} < 210 \text{ MeV}$

Die Asymmetrie im Peak wird darauf zurückgeführt, daß der Energieverlust von inelastischer Streuung oder von Kernabsorption der Protonen in den Kohlenstoff-Absorbern nicht festgestellt werden kann. Das führt bei vielen Protonen zu einer Unterbewertung der kinetischen Energie. Man muß daher annehmen, daß der Bereich mit $\Delta K > 25$ MeV noch eine größere Menge von Rho-Ereignissen enthält.

Zur Berücksichtigung des Untergrundes wurde die Likelihoodfunktion für 2 Parameter verwendet (Gleichung 16):

$$\mathcal{L}(P_1, P_2) = \sum_{i=1}^N \ln(1 + f_1 P_1 A_{1i} + f_2 P_2 A_{2i}).$$

Untersuchungen des Experimentes haben ergeben, daß bei der überwiegenden Menge der Untergrundereignisse ein Pion in das Protonenteleskop flog. Da Pionen keinen Spin haben, können sie nur symmetrisch gestreut werden; die Analysierkraft solcher Streuungen ist 0. Mit dieser Annahme reduziert sich die Likelihoodfunktion mit

$$\begin{aligned} P &= P_1 \\ A_i &= A_{1i} \\ f &= f_1 \end{aligned}$$

auf $\mathcal{L}(P) = \sum_{i=1}^N \ln(1 + f \cdot P \cdot A_i); \quad (17)$

oder, wenn f für jedes Ereignis individuell bestimmt wird,

$$\text{auf } \mathcal{L}(P) = \sum_{i=1}^N \ln(1 + f_i \cdot P \cdot A_i) \quad (18)$$

Es bleibt die Aufgabe, den Faktor f zu bestimmen, der das Verhältnis der Rho-Erzeugungsprozesse zur Gesamtzahl der Ereignisse angibt. Er ist als Funktion des Polarwinkels und der Spurreichweite anzusetzen, da i.a. die Winkel- und Energieverteilung der Untergrundteilchen verschieden ist von der der untersuchten Teilchen. Außerdem ist er natürlich eine

Funktion von ΔK , da die Größe ΔK ja gerade als Kriterium benutzt wird, um die gesuchten Teilchen vom Untergrund zu unterscheiden. Es gilt also: $f = f(\Delta K, E, \theta)$.

Da die beobachtete Abhängigkeit des Faktors f von θ nicht sehr stark mit den anderen beiden Größen ΔK und E schwankt, wurde diese Abhängigkeit separiert:

$$f = e_1(\Delta K, E) \cdot e_2(\theta). \quad (19)$$

e_1 und e_2 lassen sich nur ermitteln, wenn eine Annahme über den Untergrund gemacht wird: Alle hier interessierenden physikalischen Größen müssen bei den Untergrundteilchen unabhängig von ΔK oder wenigstens linear zu ΔK sein.

Zur Bestimmung von e_1 wird für jeden Reichweiteindex und damit für jedes Energieintervall eine Verteilung der Ereignisse über ΔK angefertigt (Abb. 10 für den Reichweiteindex 32). Da zu jedem Ereignis die Proton-Reichweite bekannt ist, kann in der entsprechenden ΔK -Verteilung für diesen Reichweiteindex zu jedem ΔK die Zählrate t und die Rate an vermuteten Untergrundereignissen u abgelesen werden. Das Verhältnis

$$e_1 = \frac{t - u}{t} \quad (20)$$

gibt den relativen Anteil an Rho-Ereignissen an dieser Stelle an.

Zur Bestimmung von e_2 wird je eine Verteilung über dem Polariswinkel für die Ereignisse im ΔK -Peak und für die Ereignisse aus dem Untergrund angefertigt (Abb. 11). Dann steht zu jedem Streuwinkel die entsprechende Zählrate w dieses Winkels im ΔK -Peak und die Zählrate v im Untergrund fest. Das Verhältnis

$$e_2 = c \cdot \frac{w - v}{v} \quad (21)$$

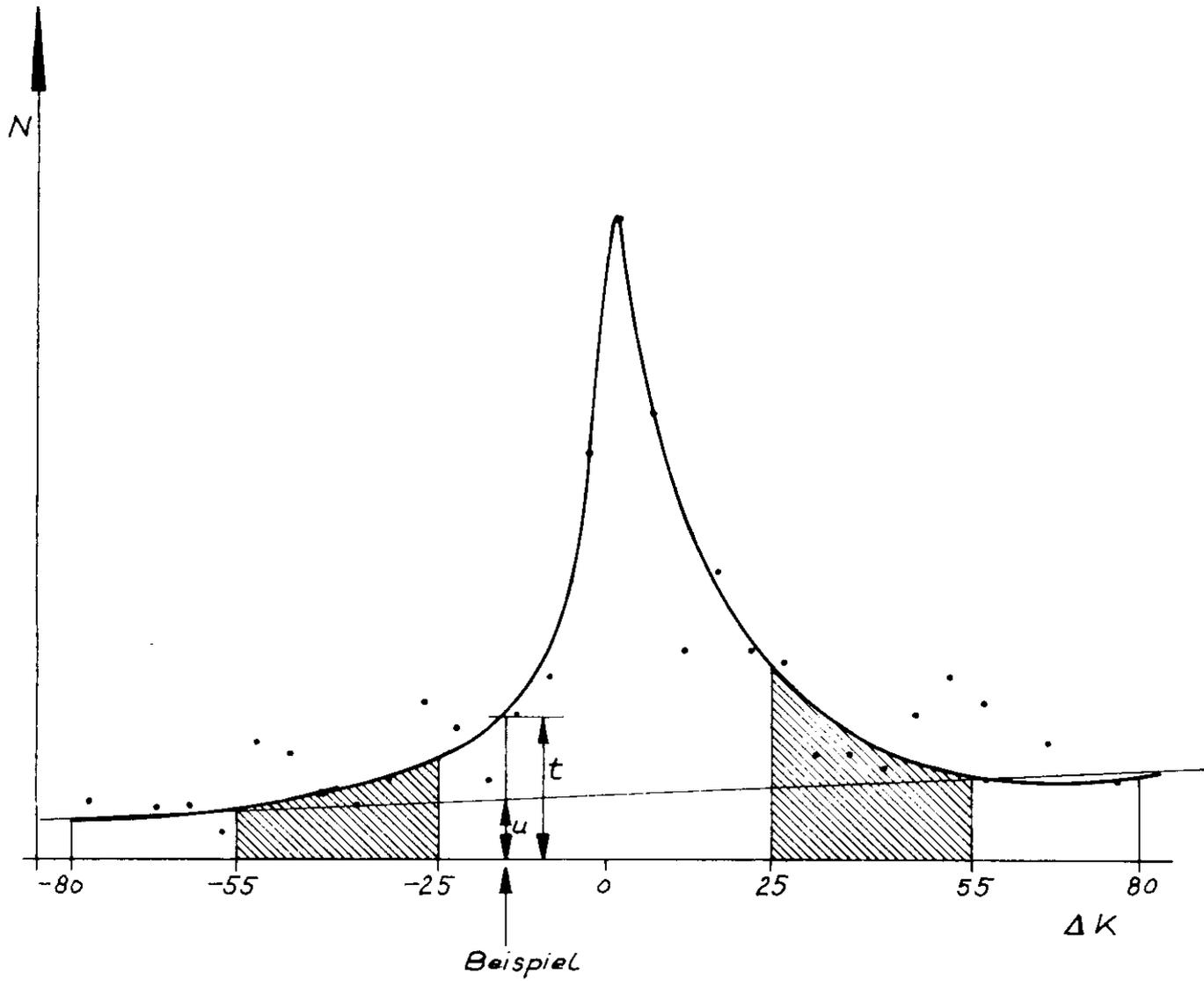


Abb. 10 ΔK -Verteilung über alle Teilchen mit Reichweitenindex 32

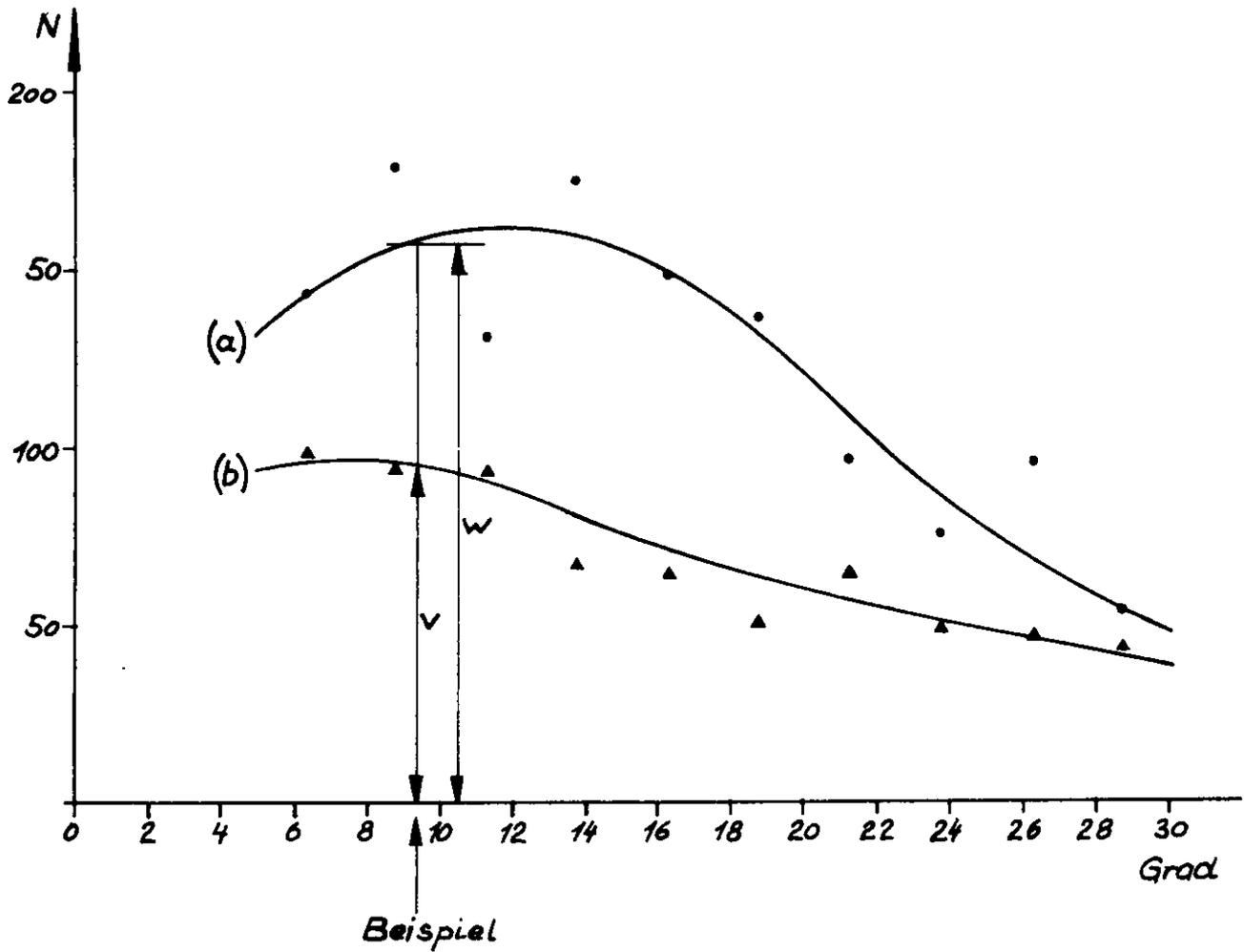


Abb.11 Verteilung der Ereignisse im ΔK -Peak (a) und im Untergrund (b) über dem Polarwinkel.

ist ein Maß für den Anteil an Rho-Ereignissen an der Gesamtzahl der Ereignisse in Abhängigkeit vom polaren Streuwinkel. Die Konstante c wurde so festgelegt, daß gilt

$$\int e_2 d\theta = 1$$

Damit ist
$$\int e_1 e_2 dE d\theta d\Delta K = \bar{f} \quad (22)$$

wobei \bar{f} der mittlere Anteil an Rho-Erzeugnissen im ΔK -Peak ist.

Benutzt wurden zur Bestimmung der Protonen-Polarisation die Ereignisse aus dem Bereich $|\Delta K| < 25$ MeV. Zur Ermittlung der Eigenschaften der Untergrundteilchen wurden die Ereignisse mit $55 \text{ MeV} < |\Delta K| < 80 \text{ MeV}$ herangezogen. Die Ereignisse mit $25 \text{ MeV} < |\Delta K| < 55 \text{ MeV}$ wurden nicht verwertet. Wie bereits erläutert, ist in einem Teil dieses Bereichs noch eine deutliche Menge von Rho-Erzeugungen enthalten.

Der Einfluß der Untergrundkorrektur hängt davon ab, wie stark die Winkelverteilung der untersuchten Teilchen von der normalerweise symmetrischen Winkelverteilung der Untergrundteilchen differiert. Zeigen auch die Teilchen, deren Polarisation gemessen werden soll, eine nahezu symmetrische Verteilung, ist der Einfluß der Untergrundsubtraktion auf das Ergebnis natürlich gering.

3.2.2 Auswahl der Analysierkraft-Kurven

Die Analysierkraft einer Streuung ist eine Funktion des Polariswinkels θ , des Azimutalwinkels ϕ , der kinetischen Energie des gestreuten Teilchens E und des maximal bei der Streuung durch inelastische Wechselwirkung mit dem Streukern auftretenden Energieverlustes ΔE :

$$A = A(\theta, \phi, E, \Delta E)$$

Die Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ kann man separieren (siehe Fa 59):

$$A(\theta, \phi, E, \Delta E) = A(\theta, E, \Delta E) \cdot \sin\phi$$

$A(\theta, E, \Delta E)$ wird als Kurvenschar angegeben.

Ein solches Kurvenbild wurde von Peterson (Pe 63) unter Verwertung verschiedener Einzelmessungen zusammengestellt. In diesem Kurvenbild wird anstelle der Analysierkraft A die relative Analysierkraft $A^{\dagger} = A/A_{\max}$ und anstelle des Polariswinkels θ der Winkel $\theta^{\dagger} = \theta\sqrt{E}/180$ verwendet. Hierbei ist E die kinetische Energie des Protons in MeV. Der Vorteil dieses Kurvenbildes ist ein besonders weicher Verlauf der Kurven gleicher Analysierkraft, die Folge davon ein geringer Fehler bei der Interpolation. Die Abhängigkeit von A_{\max} von der Energie wird einer weiteren Kurve entnommen (siehe Abbn. 12 und 13).

Ein besonderes Problem im beschriebenen Experiment ist die Bestimmung von ΔE . Die Analysierkraft ist von ΔE aus 2 Gründen abhängig:

1. Eine inelastische Streuung des Protons hat eine andere Analysierkraft als eine elastische.
2. Wird das Proton nach der Streuung von einem Atomkern absorbiert, wird ihm für den Zeitpunkt der Streuung eine zu niedrige Energie zugeordnet.

ΔE kann nur dann exakt angegeben werden, wenn außer der Reichweite des Protons im bekannten Absorbermaterial auch seine Startenergie bekannt ist. Das ist im vorliegenden Experiment jedoch nicht der Fall.

Dennoch ist auch in diesem Experiment ein Effekt vorhanden, der einer Begrenzung entspricht. Er läßt sich in folgender Weise erklären:

Wird die Energie von Protonen nur aus der Reichweite bestimmt, dann haben wegen der inelastischen Wechselwirkungen die Teilchen, denen die Energie E_0 zugeordnet wurde, in Wahrheit

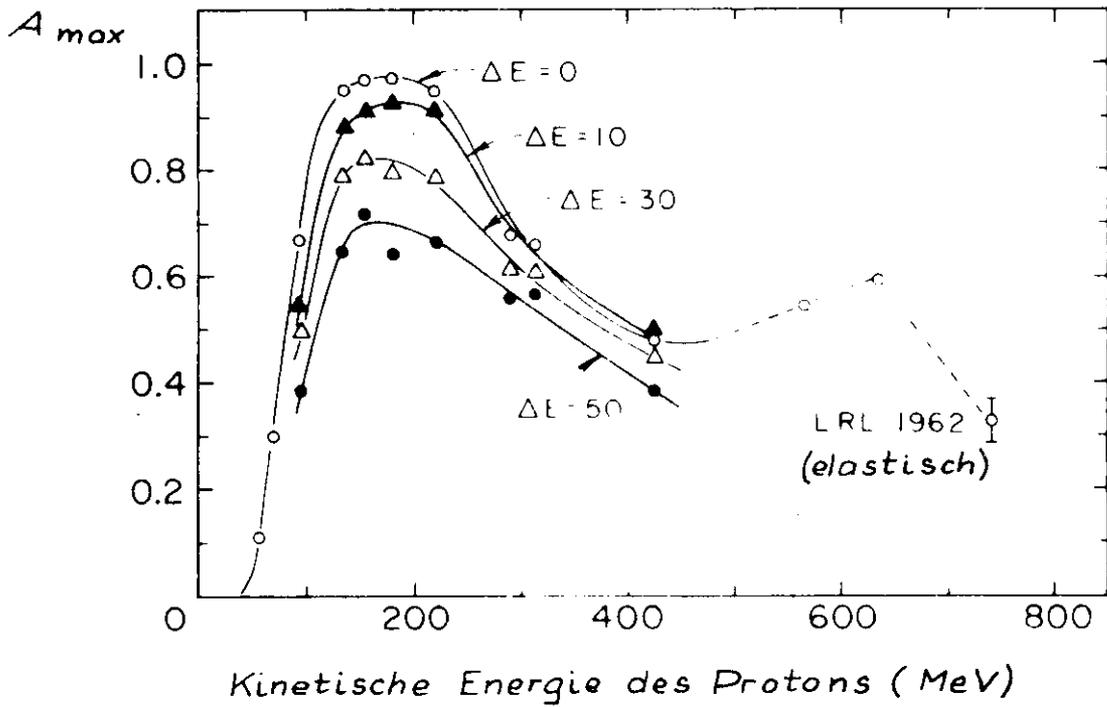


Abb. 12 Maximale Analysierkraft von Kohlenstoff als Funktion der Energie der einlaufenden Protonen.

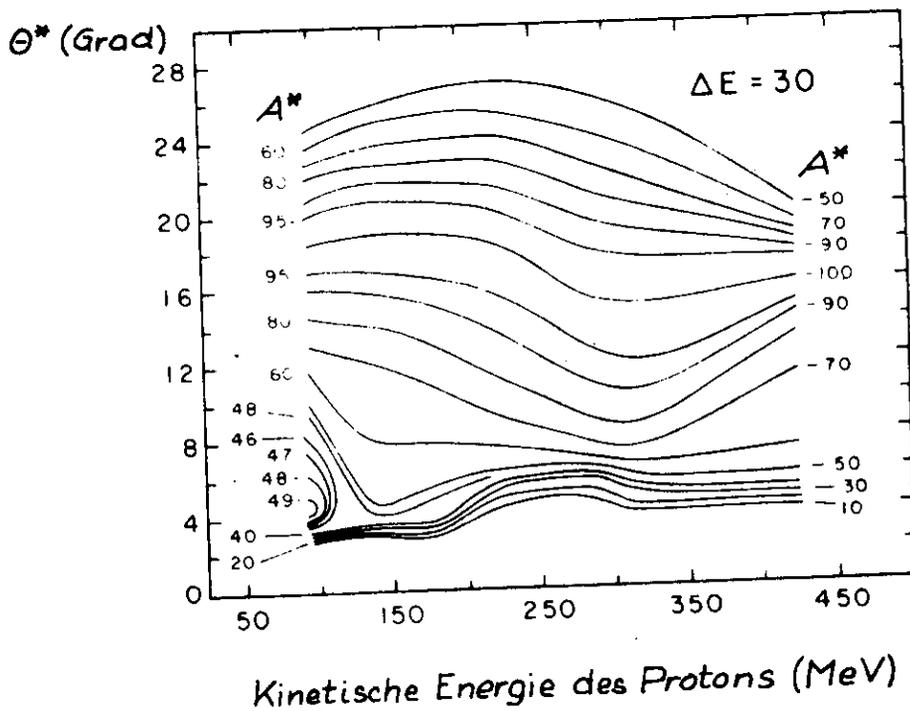


Abb. 13 Normiertes Kurvenbild der Analysierkraft von Kohlenstoff, wenn inelastische Streuungen mit E -Verlust bis 30 MeV eingeschlossen sind. Die Kurven sind Linien von konstantem $P^* = P/P_{max}$, angegeben in Prozent, mit $\Theta^* = \Theta(E/180)^{1/2}$, wobei Θ der Laborwinkel ist und E die kinetische Energie der Protonen in MeV.

nicht alle diese Energie gehabt. Ihre tatsächliche Energieverteilung beginnt bei E_0 und fällt zu höheren Energien hin schwach exponentiell ab, wenn das Spektrum der ursprünglich gemessenen Protonen konstant war. Die Angabe eines ΔE wäre gerechtfertigt, wenn die Verteilung der Protonen, denen die Energie E_0 zugeordnet wurde, bei $E_0 + \Delta E$ begrenzt wäre.

Im vorliegenden Experiment ist das Protonenspektrum nicht konstant, sondern es fällt zu höheren Energien hin etwa exponentiell ab (siehe Abb. 25). Es ist außerdem begrenzt durch die Winkelakzeptanz der Apparatur; diese Grenze ist allerdings nicht genau bekannt. Höhere Energieverluste sind also seltener als im Falle des konstanten Protonenspektrums, weil weniger Protonen hoher Energien zur Verfügung stehen.

Da weder die Abhängigkeit der Größe A von ΔE über einen genügend großen Bereich von ΔE bekannt ist, noch die Wirkungsquerschnitte für die inelastischen Streuungen genau genug zu ermitteln sind, ist es nicht klar, ob die Analysierkraft dieses Experimentes besser durch die Kurven für $\Delta E = 30$ MeV oder 50 MeV beschrieben wird. Zur Auswertung wurden schließlich die 30 MeV-Kurven herangezogen und die Unsicherheit durch einen entsprechend großen Fehleransatz berücksichtigt (siehe Kap. 4.2.4). Die verwendeten Kurven gestatten nach den Angaben von Peterson eine Analyse von Streuungen, deren Winkel zwischen 5° und 30° liegen. Die kinetische Energie des Protons bei der Streuung muß mindestens 95 MeV betragen.

3.2.3 Die Programme

Ein Blockdiagramm des 2. Teils der Auswertung ist in Abb. 14 gezeigt.

Das Hauptprogramm liest je ein Record vom Zwischenband und ruft das Programm WINCUT.

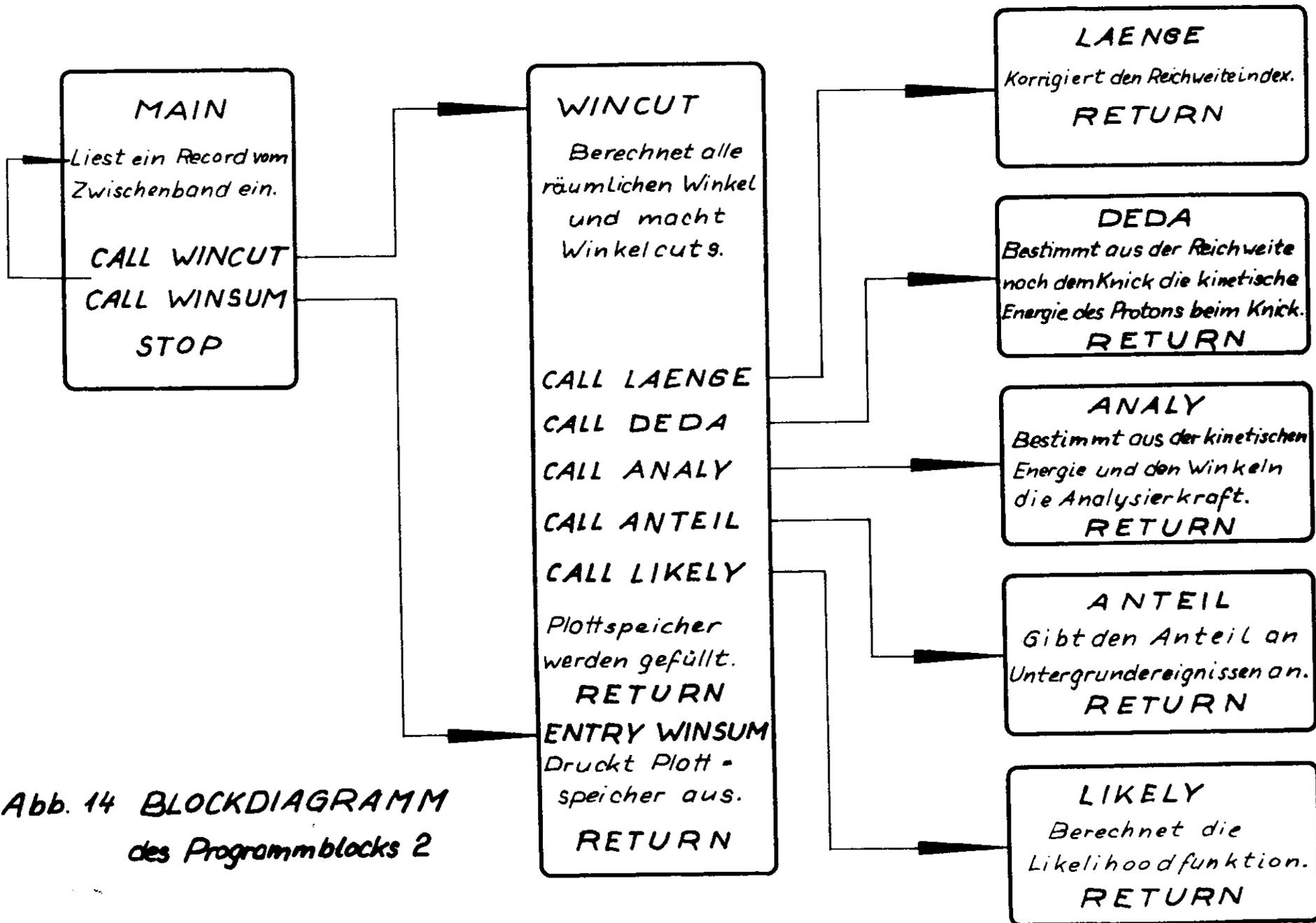


Abb. 14 BLOCKDIAGRAMM des Programmblocks 2

Das Programm WINCUT berechnet aus den Steigungsangaben des Bandrecords den Polarwinkel und den Azimutalwinkel des Knicks. Es verwirft Ereignisse, deren Polarwinkel kleiner als 5 Grad oder größer als 30 Grad ist. Es füllt Histogrammspeicher über verschiedene Winkelverteilungen. Es ruft dann nacheinander die Programme LAENGE, DEDA, ANALY, ANTEIL und LIKELY.

Das Programm LAENGE korrigiert die Reichweiteangabe. In PROKNI wird dem Proton ein Reichweiteindex zugeordnet, der der Länge der auf die Teleskopachse projizierten Protonbahn entspricht. Das Programm LAENGE berücksichtigt den Winkel zwischen der Knickspur und der Teleskopachse und berechnet, welcher Reichweiteindex diesem Teilchen bei geradem Weg zugeordnet worden wäre.

Das Programm DEDA bestimmt die kinetische Energie des Protons während der Streuung. Es ermittelt diesen Wert aus der Absorbernummer des Knicks und dem von LAENGE bestimmten Reichweiteindex. Es benutzt dabei eine spezielle Energie-Reichweite-Tabelle für Protonen im Kohlenstoff, die in der Gruppe F 33 für das Reichweite-Teleskop angefertigt wurde (Tabelle 1).

Das Programm ANALY enthält die im vorigen Abschnitt diskutierten Kurven über die Analysierkraft (Abbn. 12, 13). Es ermittelt aus diesen Kurven die Analysierkraft für jedes Ereignis durch zweimalige lineare Interpolation.

Das Programm ANTEIL bestimmt für jedes Ereignis den Untergrundanteil in Abhängigkeit von ΔK , dem Polarwinkel und der Reichweite. Es liefert damit die Faktoren f_1 für die Likelihoodfunktion.

Das Programm LIKELY schließlich berechnet aus den von ANALY und ANTEIL ermittelten Daten die Likelihoodfunktion für die vertikale und horizontale Polarisierung der Protonen und druckt sie aus.

Reichweiteindex Streuabsorber	25	26	27	28	29	30	31	32	33
1	50,10	58,79	66,57	79,91	97,35	112,70	126,59	141,32	167,41
2	40,01	50,10	58,79	73,26	91,64	107,62	121,94	137,02	163,57
3	27,23	40,01	50,10	66,10	85,67	102,34	117,16	132,61	159,70
4	0	27,23	40,01	58,27	79,35	96,87	112,22	128,13	155,76
5		0	27,23	49,51	72,66	91,14	107,13	123,52	151,76
6			0	39,29	65,44	85,13	101,83	118,79	147,70
7				0	49,34	72,53	91,01	109,23	139,61
8					0	49,34	72,53	93,51	126,70
9						0	49,34	75,46	112,82
10							0	53,25	97,51
11								0	77,35
12									0

Tabelle 1 Energie des gestreuten Protons in MeV aus dem Reichweiteindex und der Nummer des Streuabsorbers.

3.2.4 Ergebnis

Mit dem Programmblock 2 wurden die 6.540 Ereignisse des Zwischenbandes durchgerechnet. Von diesen Ereignissen lagen 1.597 im Bereich $|\Delta K| < 25$ MeV. Nach Ausschluß der Fälle, in denen der Knickwinkel kleiner als 5° oder größer als 30° war, blieb ein Rest von 1.244 Ereignissen. Davon waren 450 Ereignisse nicht analysierbar, weil die Protonenenergie bei der Streuung kleiner als 95 MeV war.

Aus den verbleibenden 794 Ereignissen wurden die Likelihoodfunktionen berechnet (Abb. 15). Nach Berücksichtigung des Untergrundes repräsentieren sie eine Datenmenge von 630 Ereignissen. In diese Auswahl wurden Ereignisse aller Qualitätsklassen aufgenommen, weil die systematischen Fehler im Ergebnis klein sind gegen die statistische Unsicherheit. (Siehe Abschn. 4).

Aus den Likelihoodfunktionen können das Ergebnis und die statistischen Fehler direkt abgelesen werden:

In Projektion 1: $P = 0,10 \pm 0,12$

in Projektion 2: $P = 0,08 \pm 0,12$

3.3 Monte-Carlo-Programm für Proton-Spuren

Dieses Monte-Carlo-Programm zur Simulation des Protonweges im Proton-Teleskop wurde von G. Poelz (F 33, DESY) entwickelt. Es hat im Rahmen dieser Auswertung die Aufgabe, Angaben über die Genauigkeit zu liefern, mit der die Spurdaten rekonstruiert werden. Ferner soll die Möglichkeit gegeben werden, den Einfluß der verschiedenen Fehler in der Apparatur auf die Ergebnisse festzustellen.

Das Programm läßt ein Proton am Ort des Targets in einer vorgegebenen Richtung mit vorgegebener Energie starten. Die Bahn des Protons durch das Protonteleoskop wird verfolgt. Durchläuft das Teilchen dabei Materie wie Zähler, Funkenkammer-Folien oder Absorber, dann werden Energieverlust und Streuung des Teilchens simuliert. Die Absorber werden dabei in 10 Schichten

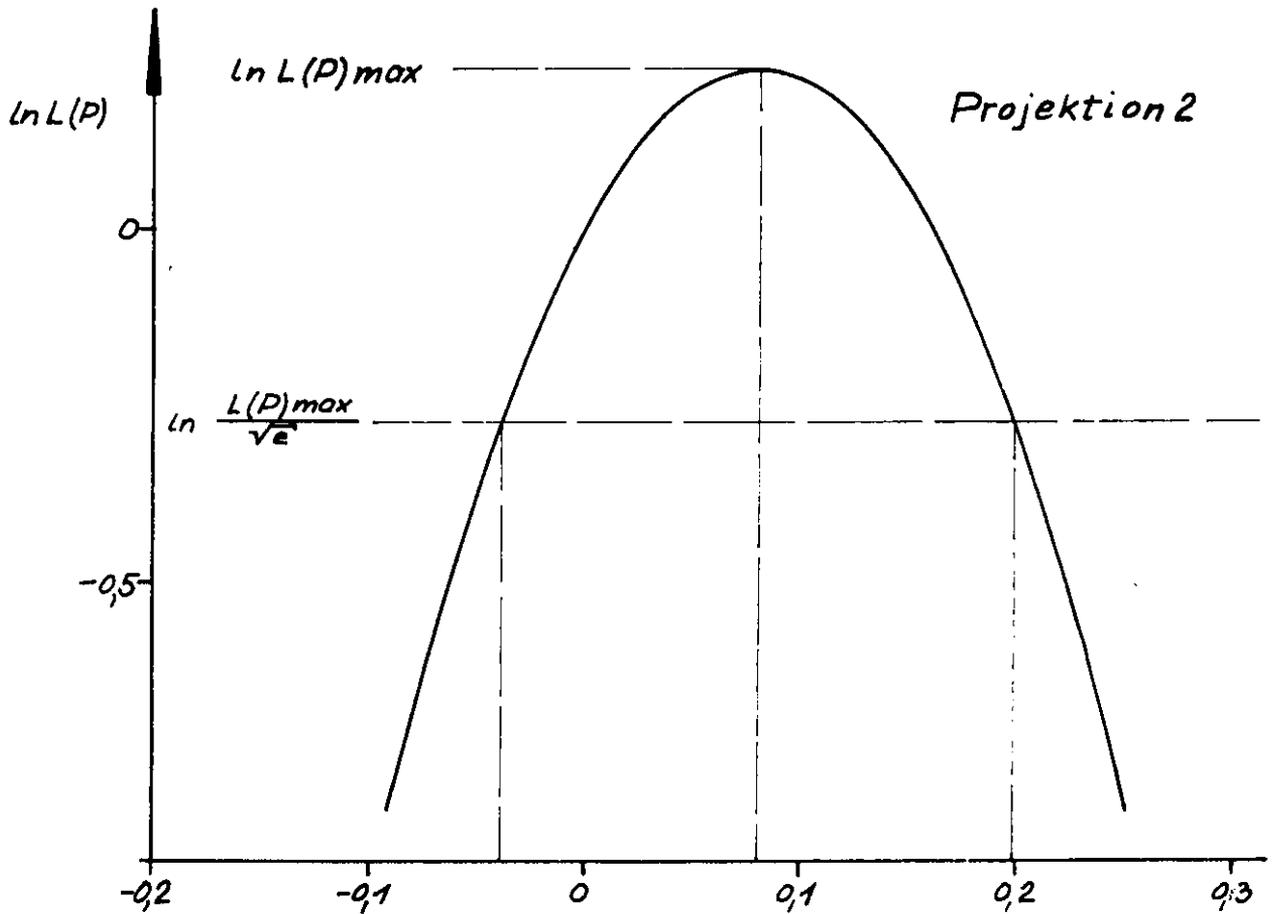
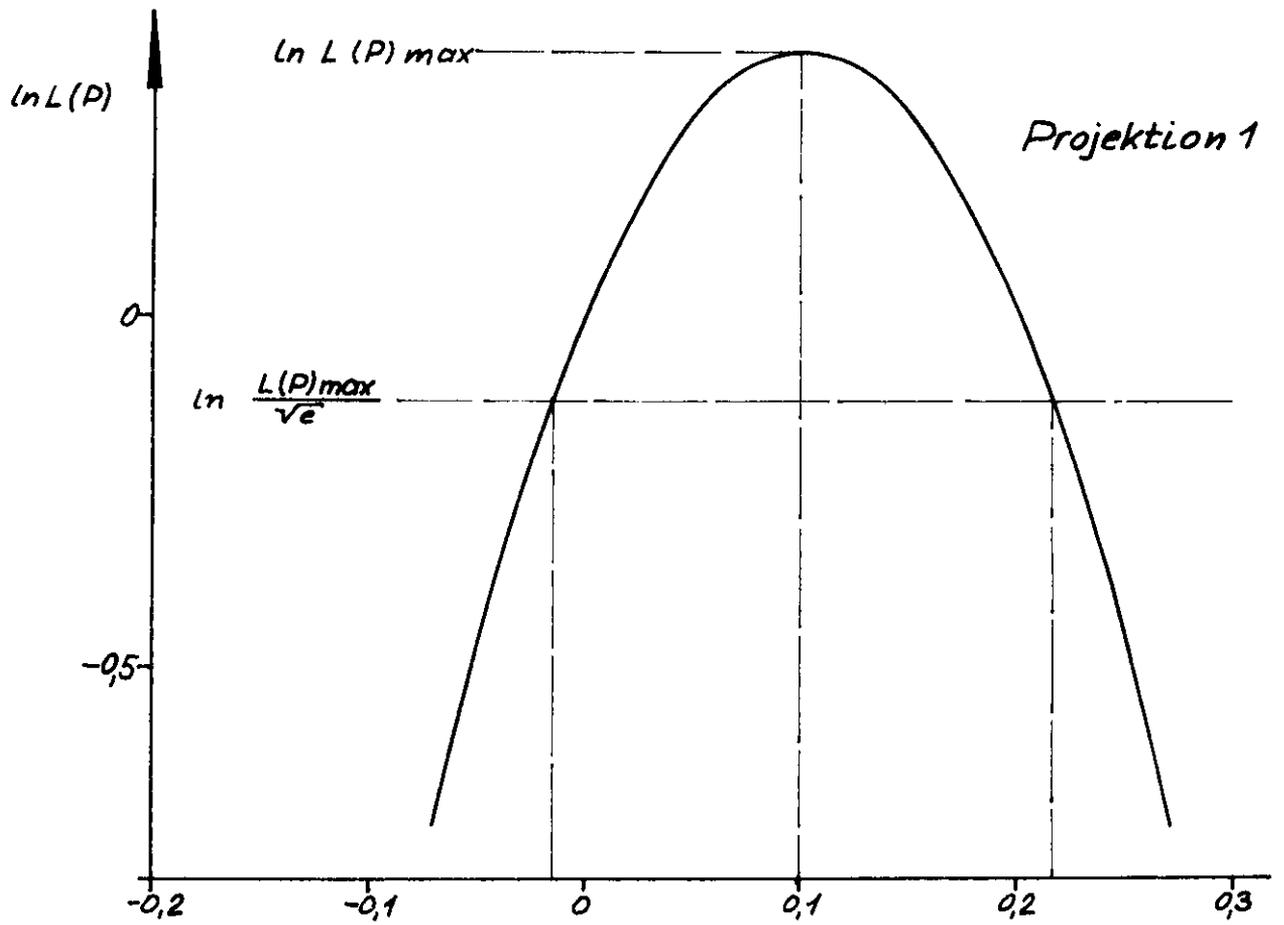


Abb. 15 Likelihoodfunktionen für P

unterteilt. Dadurch wird der Einfluß der Tiefe des Streupunktes im Absorber auf die Bahn des Teilchens mitberücksichtigt. Die Winkelverteilung der Vielfachstreuung kann wegen der geringen Größe der auftretenden Streuwinkel als Gauß-Verteilung beschrieben werden. Das Programm berechnet zum Streumaterial, zur Dicke des streuenden Körpers und der kinetischen Energie des Protons den mittleren Streuwinkel. Zu diesem mittleren Streuwinkel produziert ein spezielles Unterprogramm mit Hilfe eines Zufallsgenerators der Rechenmaschine eine Gauß-Verteilung, die dem Proton einen individuellen Streuwinkel zuteilt. Der Energieverlust des Protons wird nach dem tatsächlich im Material zurückgelegten Weg aus den Energie-Reichweite-Tabellen ermittelt. Auf diese Weise wird das Proton so lange verfolgt, bis seine kinetische Energie verbraucht ist.

Das Programm liefert zu jedem Ereignis die Startenergie des Protons, die Funkenkoordinaten und die Reichweite der Spur. Diese Angaben werden zu einem Record zusammengefaßt und auf ein Datentand geschrieben.

Das Programm berücksichtigt elastische Vielfachstreuung unter kleinen Winkeln, jedoch keine Kernstreuung. Ferner simuliert es die vollständige Kernabsorption von Protonen. Es liefert für jede Funkenkammer, durch die das Teilchen gelaufen ist, genau eine Funkeninformation. Mehrfachfunken oder das Ausfallen eines Funkens werden nicht berücksichtigt, ebensowenig die statistisch verteilte Abweichung des registrierten Funkenortes von der wahren Bahn des Protons.

Dieses Programm wurde in 2 Stufen verändert und den hier vorliegenden Erfordernissen angepaßt.

In der 1. Stufe wurde ein Unterprogramm eingebaut, das unter Anwendung des Zufallsgenerators 3 % der Funken löscht. Dadurch wird der Wirkungsgrad der Funkenkammern von ca. 97 % berücksichtigt. Außerdem wird die Ungenauigkeit der Funkenkammer bei

der Bestimmung des Teilchenortes berücksichtigt unter der Annahme, daß es sich bei den Abweichungen um eine Gauß-Verteilung handelt.

In der 2. Stufe wird die Kernstreuung simuliert. Das Proton wird an einem bestimmten vorgewählten Absorber um einen vorgewählten Polarwinkel gestreut. Mit Hilfe des Zufallsgenerators wird lediglich festgelegt, in welcher Richtung und in welcher der 10 angenommenen Schichten die Streuung erfolgt. Die kinetische Energie des Protons während der Streuung und der azimutale Streuwinkel werden registriert.

Mit der ersten Fassung des geänderten Programms wurden 11.000 Protonenspuren ohne Kernstreuung erzeugt. Mit der zweiten Fassung wurden ca. 800 Spuren erzeugt mit Kernstreuwinkeln von 5° , 12° und 20° , je an 3 verschiedenen Absorbern, insgesamt also 7.200 Spuren. Die Auswertung dieser Spuren und ihr Ergebnis werden in Abschnitt 4.2 im Zusammenhang mit der Fehleruntersuchung diskutiert.

4. Fehleruntersuchung

Das Ergebnis in der Polarisation wird durch zwei Arten von Fehlern verfälscht:

1. durch den statistischen Fehler. Im vorliegenden Experiment ist er besonders groß, weil nur wenige für die Auswertung brauchbare Ereignisse zur Verfügung stehen;
2. durch systematische Fehler. Diese Fehler werden hervorge-rufen durch die Unvollkommenheit der Meßapparatur.

4.1 Statistischer Fehler

Die statistische Unsicherheit im Endergebnis ist ersichtlich aus der Form der Likelihoodfunktion.

Der mittlere statistische Fehler wird angegeben durch die Polarisationswerte, für die die Likelihoodfunktion - bezogen auf ihr Maximum - um den Faktor $e^{1/2}$ abgefallen ist.

Abhängigkeit des statistischen Fehlers von der Protonenzahl

Von den 280.000 gerechneten Ereignissen erfüllen nach den allgemeinen Untersuchungen über dieses Experiment 44.200 die Bedingung, daß es sich um eine Rho-Erzeugung handelte mit $|\Delta K| < 25$ MeV (Untergrund wurde subtrahiert) und einer auswertbaren Protonenenergie zwischen 116 und 210 MeV. In dieser Anzahl waren 630 analysierbare Protonen-Knickspuren enthalten.

Diese Datenmenge ließ sich mit Hilfe der verwendeten Meßapparatur und der verwendeten Programme so auswerten, daß im Ergebnis ein statistischer Fehler von $\pm 0,12$ auftrat.

E. Bloom (Bl. 67) hat bei der Untersuchung eines ähnlichen Problems gezeigt, daß sich bereits bei einer Auswertung von 110 Knickspuren die Likelihoodfunktion von einer Gaußfunktion kaum noch unterscheidet. Man kann dann die Likelihoodfunktion auch durch eine Binominalfunktion annähern, da die Gaußfunktion der Grenzfall der Binominalfunktion für große Ereigniszahlen ist.

Nach (Be 69) gilt für den Mittelwert einer Binomialverteilung

$$\mu = N \cdot R \quad (23)$$

wobei N die Zahl der Messungen und R die Wahrscheinlichkeit einer Rechtsstreuung ist. Wird die Wahrscheinlichkeit einer Linksstreuung mit L bezeichnet, so folgt aus

$$\begin{aligned} R + L &= 1 \\ \text{und} \quad \epsilon &= R - L \quad (\text{s. Gleichungen 4, 5}) \\ \mu &= \frac{N}{2}(1 + \epsilon) \end{aligned} \quad (24)$$

Für die Varianz der Binomialverteilung gilt:

$$\Delta\mu^2 = N \cdot R \cdot L = \frac{N}{4}(1 - \epsilon^2) \quad (25)$$

Aus Gleichung 24 läßt sich ableiten:

$$\Delta\mu = \frac{N}{2}\Delta\epsilon \quad (26)$$

Daraus folgt für die Varianz in ϵ

$$\Delta\epsilon^2 = \frac{1}{N}(1 - \epsilon^2), \quad (27)$$

für die Polarisation nach Gleichung (2)

$$\Delta P^2 = \frac{1}{A^2 \cdot N}(1 - \epsilon^2). \quad (28)$$

Aus Gleichung (28) läßt sich die mittlere Analysierkraft \bar{A} der Apparatur für das vorliegende Protonenspektrum berechnen. In der Auswertung wurden $N = N_k = 630$ analysierfähige Protonen untersucht. Für die Asymmetrie galt: $\epsilon \ll 1$, der mittlere Fehler der Polarisation war $\Delta P = 0,12$.

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \bar{A} &= \frac{1}{\Delta P \sqrt{N_k}} \\ \bar{A} &= 0,33 \end{aligned} \quad (29)$$

Bei dieser mittleren Analysierkraft ist die maximal mögliche Asymmetrie (bei $P = 1$)

$$\varepsilon_{\max} = A = 0,33$$

Daraus folgt $\varepsilon_{\max}^2 = 0,11 \ll 1$.

Dann gilt für den mittleren statistischen Fehler der Polarisation:

$$\Delta P \approx \frac{1}{A\sqrt{N_k}} = \frac{3}{\sqrt{N_k}} \quad (30)$$

für jede Asymmetrie.

Bezieht man den statistischen Fehler auf die Gesamtzahl der in der Datenmenge vorhandenen Protonen von $N_p = 44.200$, so gilt

$$\Delta P \approx \frac{25}{\sqrt{N_p}} \quad (31)$$

Damit die Voraussetzung der hinreichenden Übereinstimmung zwischen Likelihoodfunktion und Binomialfunktion erfüllt ist, sollte für diese Abschätzung gelten:

$$N_k \gtrsim 100, \text{ bzw. } N_p \gtrsim 8.000.$$

4.2 Systematische Fehler

Die Meßapparatur verursacht grundsätzlich 2 Arten von Fehlern:

- a) Fehler, die aus einer Asymmetrie des Versuchsaufbaus her-rühren und die bei symmetrischer Streuverteilung Asymmetrie vortäuschen können. Diese Fehler bewirken i.a. eine Verschiebung des Ergebnisses in P um einen additiven Wert.

- b) Fehler, die zu ungenauen Meßgrößen führen, aber nicht syste-matisch eine Asymmetrie des Ergebnisses in eine bestimmte Rich-tung verursachen. Diese Fehler bewirken i.a. eine Verfälschung des Ergebnisses in P um einen Faktor.

Diese Fehler können hervorgerufen werden

im Falle a)

durch spezielle Fehler bei der Justierung der Kammern im Teleskop

durch Anisotropie im Funkenkammer-Wirkungsgrad

durch asymmetrische Verteilung der Spuren im Teleskop

im Falle b)

durch ungenaue Rekonstruktion des Knickwinkels

durch ungenaue Bestimmung der Protonenenergie beim Knick

durch Knickspuren, die nicht von einer Kernstreuung herrühren

durch die Ungenauigkeit der verwendeten Analysierkraft-Kurven.

Da der statistische Fehler in P bereits 120 % bzw. 150 % vom Ergebnis ist, genügt bei den meisten systematischen Fehlern eine relativ grobe Abschätzung.

4.2.1 Asymmetrie-Fehler

Fehler in der Justierung der Funkenkammern

Die Funkenkammern der Teleskope wurden sehr sorgfältig justiert in der Weise, daß Funkenkammerdrähte verschiedener Kammern, die eine Koordinate bezeichnen, möglichst genau in einer Ebene liegen. Die Ebene, in der die Drähte für die Koordinate 0 liegen, läuft außerdem durch den Mittelpunkt des Targets.

Die Justierung wird in zweifacher Weise vorgenommen:

Nach der Montage des Teleskops werden die Kammern vermessen und ihre Position entsprechend geändert. Auf diese Weise läßt sich eine Genauigkeit von ca. 1 mm für jede Kammern erreichen.

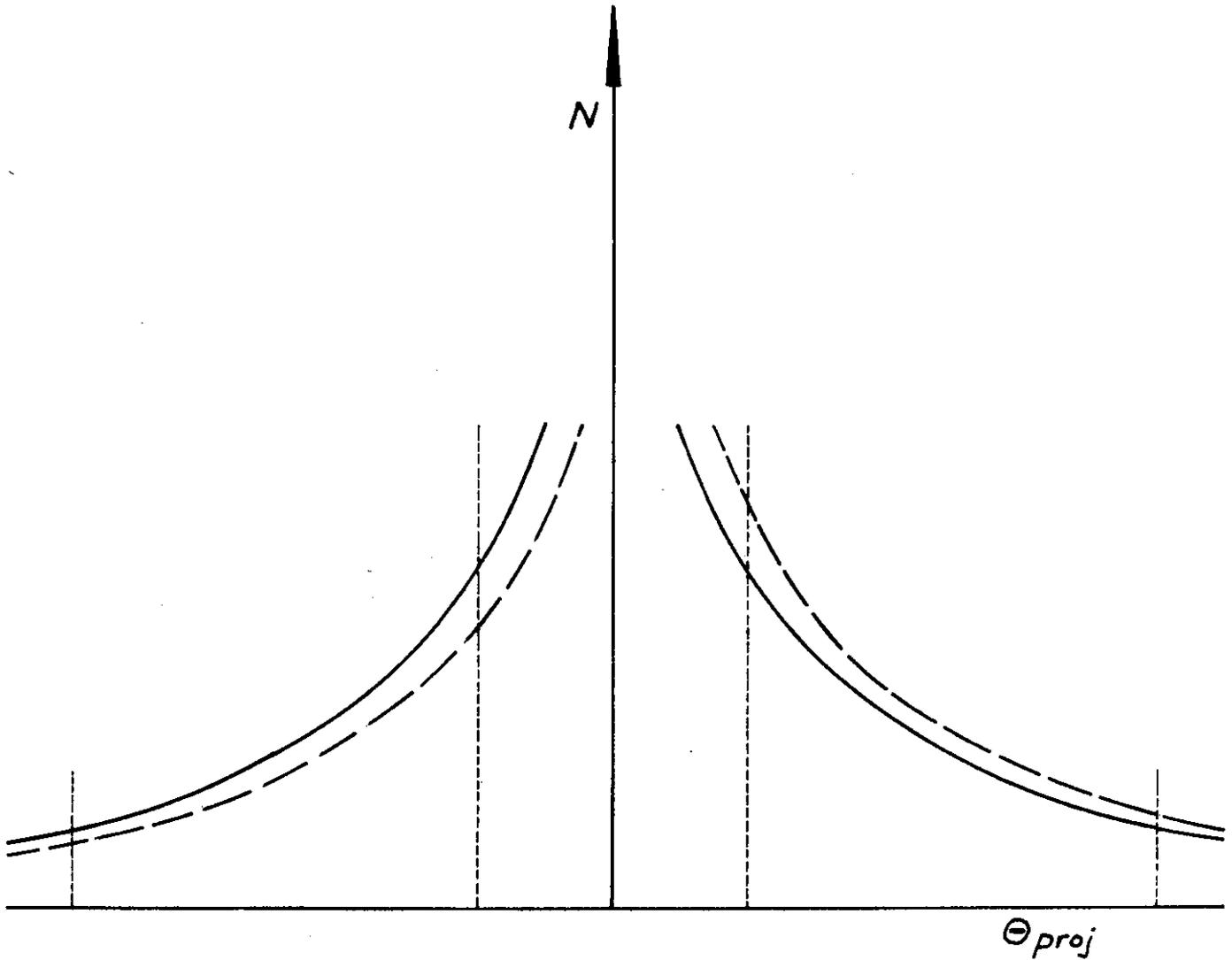
Die Feinjustierung wird rechnerisch vorgenommen. Dazu wird eine möglichst große Zahl von geraden Spuren untersucht, die das Teleskop bis hinten durchlaufen haben. Die Abwei-

chung der angegebenen Spurkoordinaten von der Sollinie , die durch die Targetmitte und den letzten Funken auf dieser Geraden gegeben ist, wird für jede Funkenkammer berechnet. Die Mittelwerte dieser Abweichungen für alle Spuren werden ausgedruckt und können zur Korrektur der Kammerverschiebung verwendet werden.

Ein Fehler in der Justierung der Kammern macht sich in der Weise bemerkbar, daß die Winkel falsch berechnet werden. Abb. 16 zeigt in einer Skizze die Winkelverteilung der Kernstreuungen in einer Projektion (ausgezogene Linie). Werden die Streuwinkel zu einer Seite systematisch zu groß und zu der anderen Seite systematisch zu klein gemessen, erscheint in den Meßdaten eine verschobene Winkelverteilung (gestrichelte Linie). In dem vom Programm untersuchten Winkelbereich von 5° - 30° werden dann auf der einen Seite zu viele, auf der anderen Seite zu wenig Ereignisse gefunden. Wegen der Monotonie der beiden Äste der Verteilung fallen auf jeden einzelnen Winkel der einen Seite zu viele, der anderen Seite zu wenig Ereignisse. Dadurch wird eine Asymmetrie der Winkelverteilung vortäuscht.

Die Verteilung der tatsächlich gemessenen Winkel (Abb. 17) fällt zu kleinen Winkeln hin stark ab. Das beruht auf der Unschärfe der unteren Winkelgrenze (siehe Kap. 3.1.2). Dieser Abfall ist also nur programmtechnisch bedingt; die Zählrate ist hier vermindert um einen Faktor, der von dem vom Programm gesehenen Winkel abhängt. Daher entkräftet dieser Abfall nicht die oben durchgeführte Diskussion.

Durch die beschriebene Feinjustierung der Kammern durch Anpassung im Programm wurden die Kammern bis auf eine Genauigkeit von 0,3 mm eingestellt. Das entspricht einem mittleren Fehler in der Winkelangabe von 0,17 Grad. In der Gesamtwirkung sollte der Fehler geringer sein, da sich Fehljustierungen verschiedener Kammern zum Teil gegeneinander aufheben. Zur Ergänzung wurde eine Winkelverteilung aus einer Menge gerader Spuren aufgenommen (Abb. 18). Das Maximum dieser Verteilung weicht weniger als 0,1 Grad vom Nullpunkt ab.



———— symmetrischer Aufbau des Teleskops.
- - - - - asymmetrischer Aufbau des Teleskops.

Abb. 16 Skizze der Verteilung der Ereignisse über dem projizierten Knickwinkel.

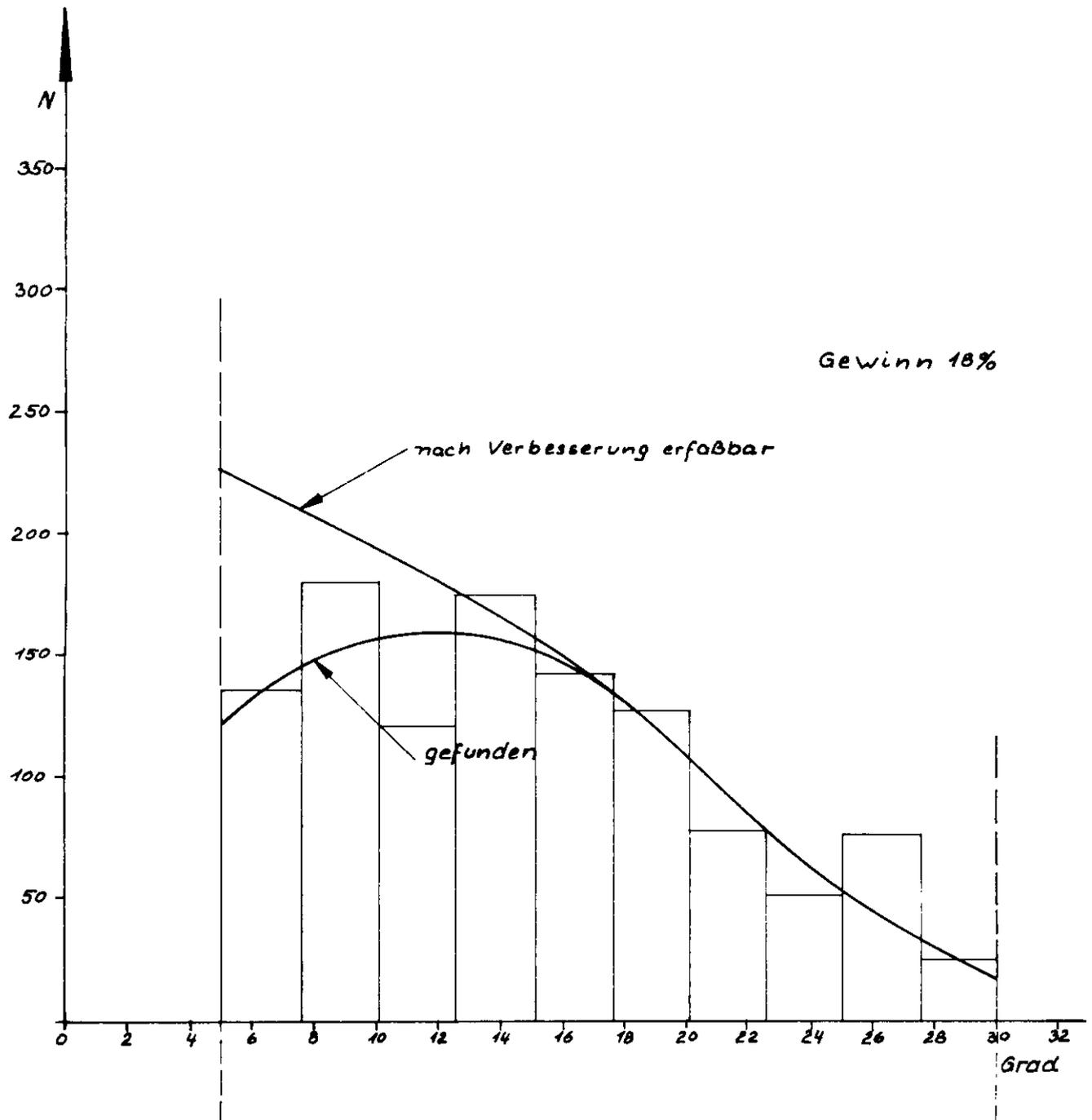


Abb.17 Polare Winkelverteilung der Knicke

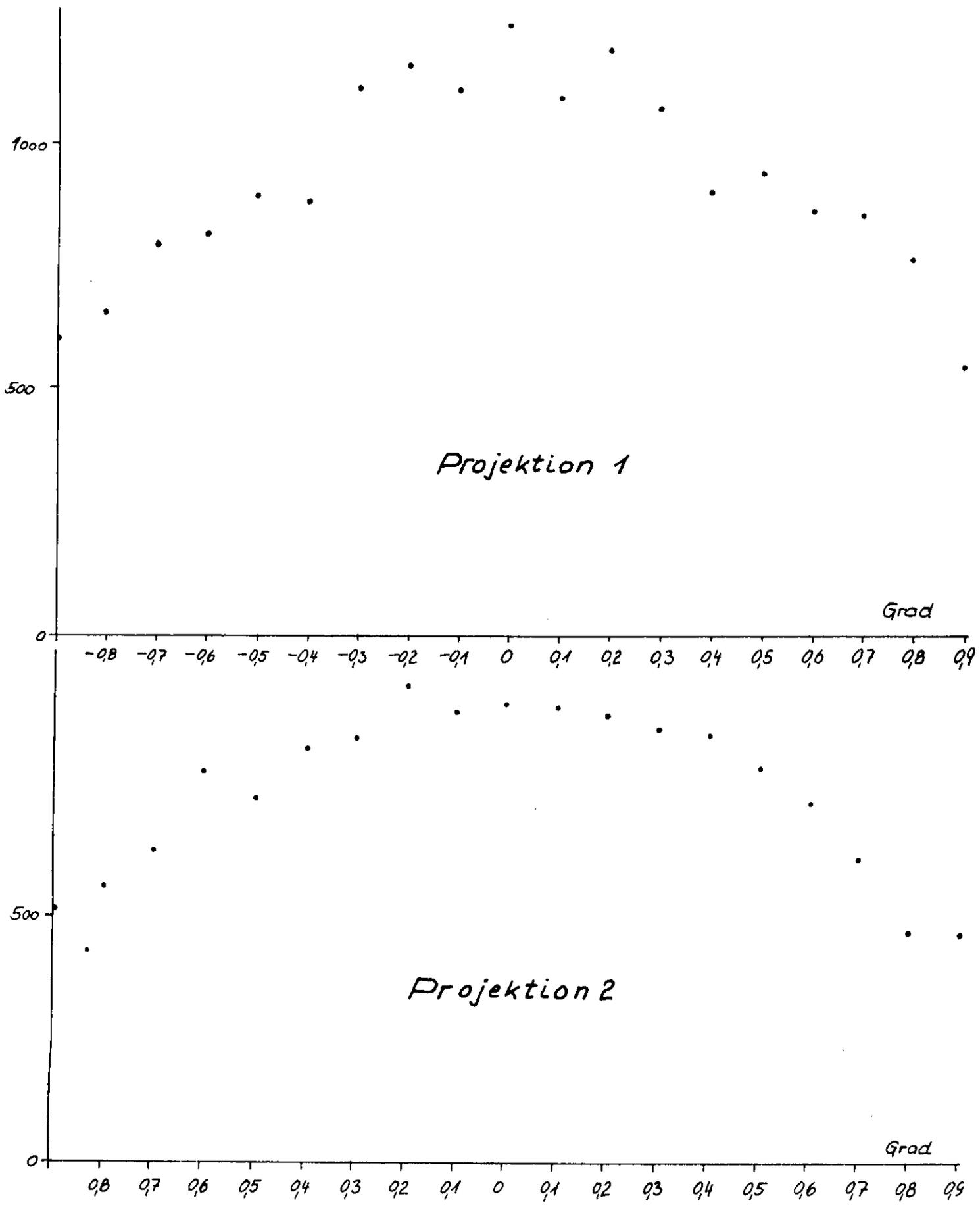


Abb.18 Winkelverteilung für gerade Spuren.

Die Auswirkung der Fehljustierung wurde mit einer Proberechnung festgestellt. Die Daten des Zwischenbandes wurden entsprechend einer Winkelverfälschung von 0,1 Grad verändert. Die Änderung des Ergebnisses betrug 0,01 für die Polarisierung.

Anisotropie im Wirkungsgrad der Funkenkammern

Wenn der Wirkungsgrad der Funkenkammern vom Ort abhängt, kann die Entdeckungswahrscheinlichkeit für Knicke nach einer Seite eine andere sein als für Knicke nach der anderen Seite.

Die Ortsabhängigkeit des Wirkungsgrades der Funkenkammern im Reichweiteteleskop wurde untersucht anhand von ca. 4000 Ereignissen mit einem $|\Delta K| < 20$ MeV. Durch die Beschränkung im ΔK war dafür gesorgt, daß es sich bei den untersuchten Spuren überwiegend um Proton-Spuren handelte. In einer solchen Auswahl sind allerdings immer noch Spuren aus Untergrundereignissen enthalten. Da die Spuren von Untergrundereignissen bei diesem Experiment vor allem von Teilchen stammen, die schwächer ionisieren als Protonen und daher auch schwächer in den Absorbern gebremst werden, ist ihr Anteil bei langen Spuren besonders groß. Daraus ist auch zu erklären, warum sich bei dieser Untersuchung ein durchschnittlicher Wirkungsgrad von nur 95 % ergab, während er bei Untersuchungen mit reinen Protonen besser als 97 % war.

Jede Projektion des Reichweiteteleskops wurde in 6 fächerförmige Sektoren eingeteilt (siehe Abb. 3). Die Einteilung wurde so gewählt, daß die Zahl der Spuren in jedem Fächer etwa gleich groß war.

Die Verteilung des Wirkungsgrades über die Sektoren zeigt Abb. 19. Sie würde eine mittlere Schwankung des Wirkungsgrades um 0,02 zulassen.

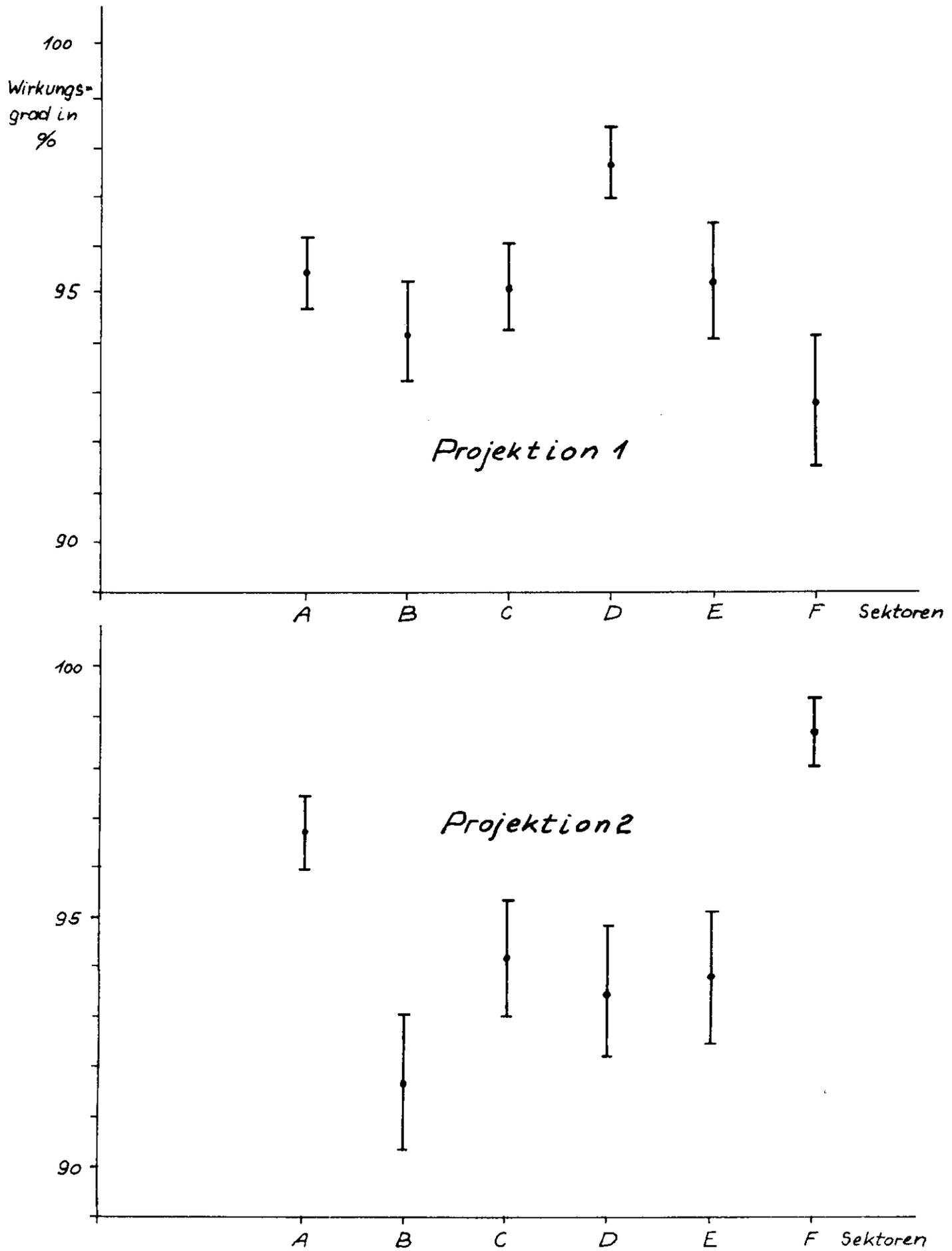


Abb. 19 Wirkungsgrad der Funkenkammern im Reichweiteteleskop nach Sektoren.

Da einerseits die einlaufenden Spuren gleichmäßig auf die Sektoren verteilt sind, andererseits die Auffächerung der Spuren einer bestimmten Richtung durch Kernstreuung in der Größenordnung einer Sektorenbreite liegt, hebt sich dieser Fehler für die meisten Spuren auf. Eine wesentliche Wirkung hat er nur für Spuren am Rande des Akzeptanzbereichs.

Man muß daher damit rechnen, daß die Asymmetrie im Endergebnis um 0,01 falsch angegeben wird. Bei einer mittleren Analysierkraft von 0,33 wird damit die Polarisation um ca. 0,03 falsch angegeben.

Asymmetrische Verteilung der Spuren im Teleskop

- I. Wenn die Spuren die Absorber im Mittel nicht senkrecht zur Oberfläche durchlaufen, sondern überwiegend aus einer Richtung schräg, dann durchlaufen Spuren mit Knick zu einer Seite mehr Materie in jedem Absorber als Spuren mit Knick zur anderen Seite. Sie durchlaufen weniger Funkenkammern und werden weniger wahrscheinlich entdeckt (siehe Abb. 20).

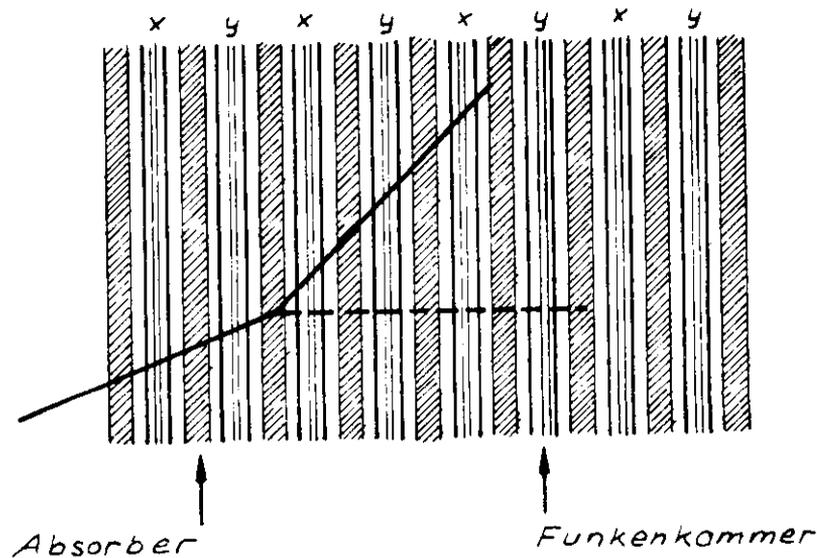


Abb.20 Skizze zur asymmetrischen Verteilung der Spuren.

Aus diesem Grunde wurde die mittlere Abweichung der Teilchenbahn von der Richtung der Teleskopachse untersucht. Sie war in beiden Projektionen kleiner als 0,01 Grad. Dieser Winkel entspricht einem relativen Unterschied in durchlaufener Materie von $5 \cdot 10^{-5}$. Er wurde vernachlässigt.

- II. Die Teilchenspuren sind i.a. nicht symmetrisch zur Teleskopachse verteilt. Liegen z.B. die Spuren in der linken Hälfte des Teleskops meistens näher am Rand als die in der rechten Hälfte, so wird eine Knickspur nach links eher aus dem Teleskop herauslaufen als eine Spur mit Knick nach rechts. Damit wird das Programm Knicke nach links mit geringerer Wahrscheinlichkeit finden als Knicke nach rechts (siehe Abb. 21).

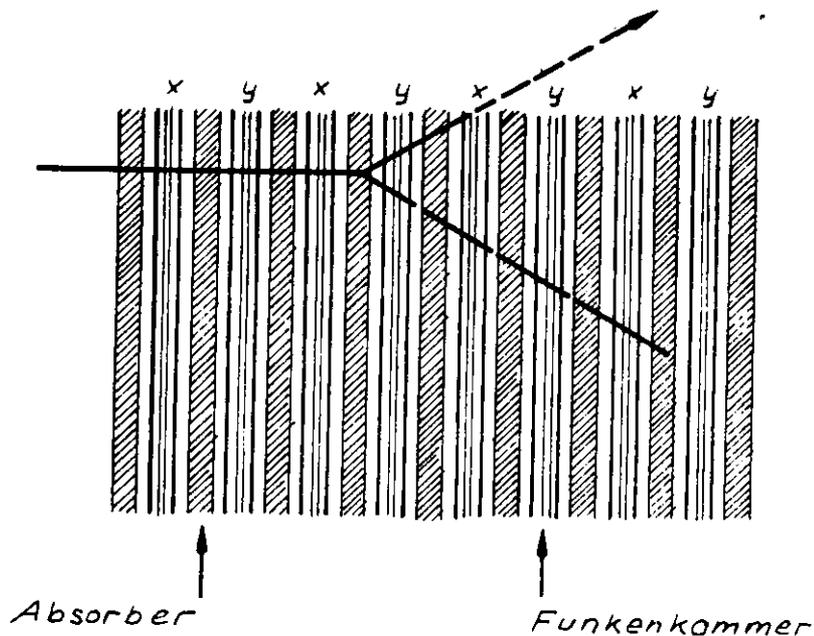


Abb.21 Skizze zur asymmetrischen Verteilung der Spuren.

Zur Abschätzung dieses Fehlers wurde das Programm SPIEGL entwickelt. Dieses Programm prüft bei jedem Knickereignis, ob ein Knick mit gleichem Winkel zur anderen Seite vollständig im Teleskop gelegen hätte und damit vom Programm gefunden worden wäre.

Das Programm fand nur in der Projektion 1 drei solche Fälle, davon zwei mit positivem und einen mit negativem Streuwinkel. Ihr Einfluß auf das Endergebnis konnte vernachlässigt werden.

4.2.2 Meßungenauigkeiten

Die Ungenauigkeit in der Angabe der Analysierkraft wird hervorgerufen durch die Ungenauigkeit der Winkel, die vom Protonenteleskop geliefert werden, und durch die Ungenauigkeit in der Bestimmung der kinetischen Energie der Protonen.

Zur Bestimmung des Knickwinkels in einer Projektion müssen 2 Funkenkoordinaten vor dem Knick und 2 hinter dem Knick bekannt sein. (Abb. 22). Das Teilchen läuft in diesem Bereich normalerweise durch 6 Absorber, die seine Bahn durch Vielfachstreuung verfälschen. Hinzu kommt die Ungenauigkeit der Koordinatenangabe selbst durch die Funkenkammern, die allerdings weniger schwer wiegt.

Die Ungenauigkeit der Winkel geht einmal direkt in die Analysierkraft ein, zum anderen führt sie zu einer Unsicherheit bei der Bestimmung des Absorbers, in dem die Kernstreuung stattfand. Dieses wiederum führt zu Unsicherheiten bei der Bestimmung der kinetischen Energie des Protons während der Streuung. Diese Unsicherheit der Energiebestimmung wird noch beträchtlich dadurch erhöht, daß man nicht weiß, in welcher Tiefe im Absorber das Proton gestreut wurde und wo genau es zum Stillstand kam. Diese Fehler heben sich allerdings zum großen Teil gegeneinander auf, wenn das Energiespektrum der

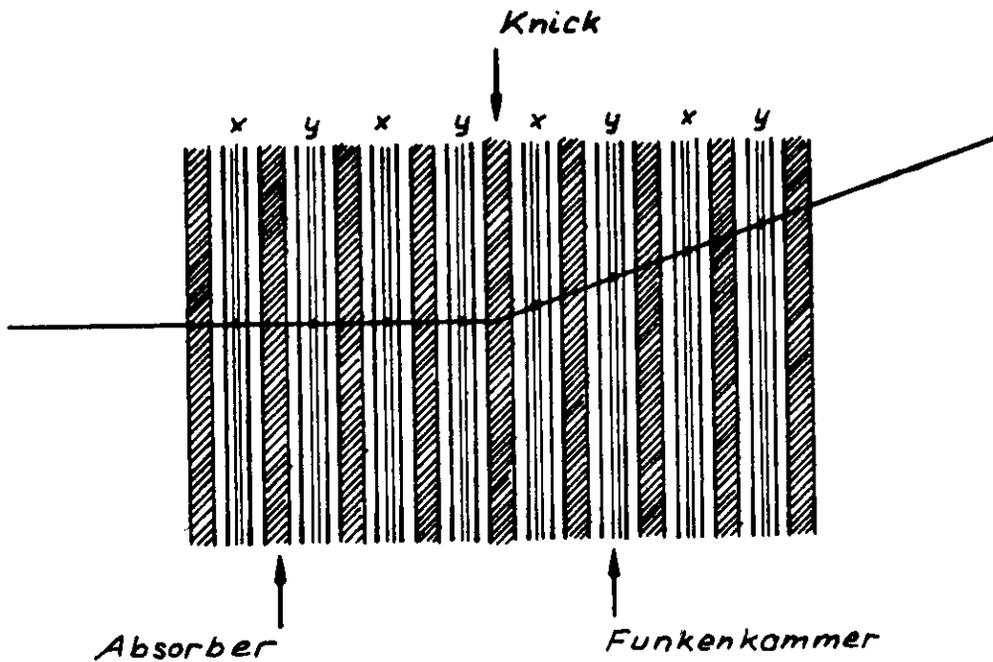


Abb.22 Skizze zur Knickmessung

Protonen im Bereich eines Reichweiteintervalls hinreichend konstant ist und die Analysierkraftkurven nicht zu stark gekrümmt sind (siehe Abbn. 12, 13, 25). Eine geringe Tendenz zur Unterbestimmung der Protonenenergie entsteht durch den nicht vollkommenen Funkenkammer-Wirkungsgrad. Wenn die letzte Funkenkammer nicht gezündet wird, wird die Energie systematisch zu niedrig angegeben.

Der Einfluß dieser Fehler auf die Bestimmung der Analysierkraft wurde mit Hilfe der Monte-Carlo-Ereignisse (Kap. 3.3) abgeschätzt. Zu jedem Monte-Carlo-Ereignis werden die Winkel θ und ϕ und die Energie E , die das Proton bei der Streuung hatte, mitgeliefert. Wird das Ereignis dann der normalen Auswertung unterworfen, werden die entsprechenden Größen θ' , ϕ' , E' in derselben Weise wie bei den Originalereignissen rekonstruiert. Es können dann die beiden Werte $A(\theta, \phi, E)$ und $A(\theta', \phi', E')$ verglichen werden.

Für eine Menge von Monte-Carlo-Spuren, die in ihrer Winkel- und Energieverteilung den gemessenen Ereignissen angepaßt worden waren, wurde die Abweichung beider Mittelwerte voneinander berechnet:

$$D = \frac{\sum_{i=1}^N A(\theta'_i, \phi'_i, E'_i) - \sum_{i=1}^N A(\theta_i, \phi_i, E_i)}{\sum_{i=1}^N A(\theta_i, \phi_i, E_i)} \quad (32)$$

Das Ergebnis betrug

$$D = -0,07$$

Da das Monte-Carlo-Programm die Kernabsorption von Protonen berücksichtigt, wird E'_i und damit $A(\theta'_i, \phi'_i, E'_i)$ im Mittel zu klein bestimmt. Diese Unterbestimmung ist in den Analysierkraftkurven bereits enthalten, da die Kernabsorption auch in den Experimenten auftritt, in denen die Analysierkraftkurven gemessen werden.

Zur Feststellung der Fehler in A, die durch ungenaue Winkelbestimmung und die apparatebedingte Ungenauigkeit der Energiemessung hervorgerufen werden, wurde die Unterbestimmung von 7 % in A vorübergehend korrigiert. Mit den neuen Ergebnissen wurde der mittlere quadratische Fehler in A ermittelt nach der Gleichung

$$\Delta A^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (A(\theta_i, \phi_i, E_i) - A(\theta'_i, \phi'_i, E'_i))^2 \quad (33)$$

Das Ergebnis betrug

$$\Delta A = 0,15 \bar{A}$$

wobei \bar{A} der Mittelwert der Analysierkraft ist.

Dieser Fehler hebt sich allerdings bei den verschiedenen Ereignissen zum Teil gegeneinander auf. Die Winkel werden etwa ebenso häufig zu groß wie zu klein gemessen; das Gleiche gilt für die Energieangabe, die - wie oben erwähnt - dadurch vergrößert wird, daß nur Energieintervalle angegeben werden können. Der mögliche verbleibende Fehler wurde nach den oben aufgeführten Ergebnissen auf 5 % geschätzt.

4.2.3 Untergrund-Fehler

Unter dem Stichwort 'Untergrund-Fehler' soll hier der Einfluß aller Ereignisse zusammengefaßt werden, in denen das Programm eine Knickspur sah, ohne daß in Wahrheit eine Kernstreuung eines Protons aus einem Rho-Erzeugungsprozeß vorlag. Man kann dabei zwischen 3 Fällen unterscheiden:

- 1.) Den Ereignissen aus dem nicht-kinematischen Untergrund. Ihr Einfluß ist in der Auswertung bereits durch den Einbau des Programms ANTEIL berücksichtigt worden. Die Genauigkeit des Faktors f hängt vor allem davon ab, wie weit die in Kapitel 3.2.1 gemachten Annahmen über den Untergrund zutreffen. Aus dem Verlauf der ΔK -Verteilungen wurde der Fehler in f auf 10 % geschätzt. Er enthält auch die statistische Unsicherheit bei der Abtrennung des Untergrundes.
- 2.) Vielfachstreuungen des Protons, die in Einzelfällen so groß werden, daß sie vom Programm als Knicke angesehen werden. Der Anteil dieser Fälle wurde an Monte-Carlo-Ereignissen überprüft. Unter 8.600 Spuren ausreichender Reichweite, die nur Vielfachstreuung enthalten, fand das Programm einen 'Knick' über 5 Grad. In dieser Spurenmenge sind andererseits ca. 103 echte Kernstreuungen zu erwarten, so daß die relative Verfälschung des Ergebnisses bei 1 % liegen sollte.
- 3.) Den Knickspuren, die zufällig durch eine geeignete Kombination von Untergrundfunken gebildet werden. Der Anteil an dieser Art kann mit Hilfe der Rate an Mehrfachfunken abgeschätzt werden.

Die Rate an Mehrfachfunken in den hinteren Kammern des Teleskops betrug ca. 5 %. Die Abhängigkeit dieser Rate von der Strahlintensität zeigt, daß ca. die Hälfte (= 2,5 %) dieser Funken vom Strahlungsuntergrund am Experiment stammen. Wenn dieser Strahlungsuntergrund nur durchgehende Spuren verursachte, dann wäre die Chance, daß eine solche Spur das Ende

der Protonspur so anschneidet, daß die Knickpunkt-Rekonstruktion vernünftig ist, etwa um den Faktor 10^3 geringer, also ca. $2,5 \cdot 10^{-5}$. In Wahrheit dürfte dieser Fall noch seltener eintreten, da a) die meisten Untergrundfunken in den Kammern nicht auf einer Spur liegen, wie die Scan-Untersuchungen gezeigt haben, und da b) diese Verlängerung der wahren Protonspur um mindestens vier Funkenkammern die Protonenergie verfälscht und dafür sorgt, daß das Ereignis den kinematischen Bedingungen nicht mehr genügt.

Der Rest der Untergrundfunken entsteht überwiegend durch Sekundärereignisse in der Funkenkammer. Photonen, die beim Durchbruch des ersten Funkens entstanden sind, erzeugen freie Elektronen, die ihrerseits einen Funkendurchbruch in Gang setzen. Die Energie dieser Elektronen ist begrenzt durch die Energie der Photonen. Sie reicht nicht aus, ein Elektron einen Absorber durchqueren zu lassen und dadurch die Protonspur zu verlängern. Daher leistet dieser Effekt zur Erzeugung von Untergrundspuren keinen Beitrag.

4.2.4 Unsicherheit der Analysierkraft

Eine exakte obere Grenze für einen Energieverlust des gestreuten Protons durch inelastische Wechselwirkung mit dem Streukern kann nicht angegeben werden (siehe Kap. 3.2.2); daher sind die verwendeten Werte für die Analysierkraft mit einer entsprechenden Unsicherheit behaftet.

Die Größe der Ungenauigkeit kann aus der Abhängigkeit der Analysierkraft vom Energieverlust in den Kurven von Peterson nur grob abgeschätzt werden. Sie wurde mit $\pm 15\%$ angesetzt.

4.3 Aufstellung aller Fehler

Bei Berechnung der Fehlersumme wurde der Polarisationswert zugrunde gelegt, der nach der Likelihoodfunktion der wahrscheinlichste Wert ist:

In Projektion 1: $P = 0,10$

in Projektion 2: $P = 0,08$

Fehleraufstellung der Fehler in P

Art des Fehlers	Rel. Fehler	Abs. Fehler in P	
		View 1	View 2
Statistischer Fehler		0,12	0,12
Justierungsfehler		0,01	0,01
Anisotropie		0,03	0,03
Meßfehler	0,05	0,005	0,004
Untergrund-Fehler	0,10	0,010	0,008
Ungen. d. Analysierkr.	0,15	0,015	0,012
Quadrat. Fehlersumme		0,125	0,125

4.4 Endergebnis einschließlich aller Fehler

Für die Polarisation der Protonen wurden somit folgende Werte gemessen:

$$P_1 = 0,10 \pm 0,13^{*})$$

$$P_2 = 0,08 \pm 0,13$$

Damit ist das Ergebnis in P in Übereinstimmung mit der Theorie mit 0 verträglich.

*) Die Konvention der Richtung von P_1 und P_2 ist aus Abb. 1 ersichtlich.

5. Vorschläge zur Verbesserung im Versuchsaufbau

Der Vergleich der in diesem Experiment auftretenden Fehler zeigt, daß die statistische Unsicherheit alle anderen Fehler weit überwiegt. Daher muß eine Verbesserung des Versuchsaufbaus in erster Linie das Ziel haben, die Rate an analysierfähigen Knickspuren zu erhöhen und dadurch die Statistik zu verbessern. Dazu bieten sich im Protonteleskop 2 Änderungen an:

- 1.) Eine Optimalisierung der Absorberdicken.
- 2.) Beidseitige Auslese an allen Funkenkammern.

5.1 Optimalisierung der Absorberdicken

Es wird davon ausgegangen, daß eine Polarisationsmessung an Protonen vorgenommen werden soll, deren Energiebereich dem hier ausgewerteten Fall entspricht und deren Energiespektrum dem hier behandelten ähnlich ist. Die Energie der Protonen sollte dabei - entsprechend den Überlegungen in Kap. 3.2 - nach einem anderen Verfahren bestimmt werden als im hier ausgewerteten Experiment.

Die Absorberdicken des Protonteleskops wurden festgelegt unter dem Gesichtspunkt einer sinnvollen Energiemessung der Protonen (siehe Kap. 2.1.4).

Die Reichweiteverteilung der nach Programmteil 1 ausgewählten Spuren (Abb. 23) zeigt, daß von dieser Anordnung schon Knickspuren mit dem Reichweiteindex 26 geometrisch erfaßt werden können. Andererseits kann erst bei Spuren, die 3 Funkenkammern weiter geflogen sind, die kinetische Energie bei der Streuung groß genug sein, daß die Zuordnung einer Analysierkraft möglich ist.

Wird die gesamte Absorber-Flächendichte des Teleskops von $26,8 \text{ g/cm}^2$ (einschließlich der äquivalenten Dichte der Kupferplatte) auf 12 Absorber gleicher Dicke verteilt, beträgt die mittlere Energie des Protons vor dem Durchlauf der letzten

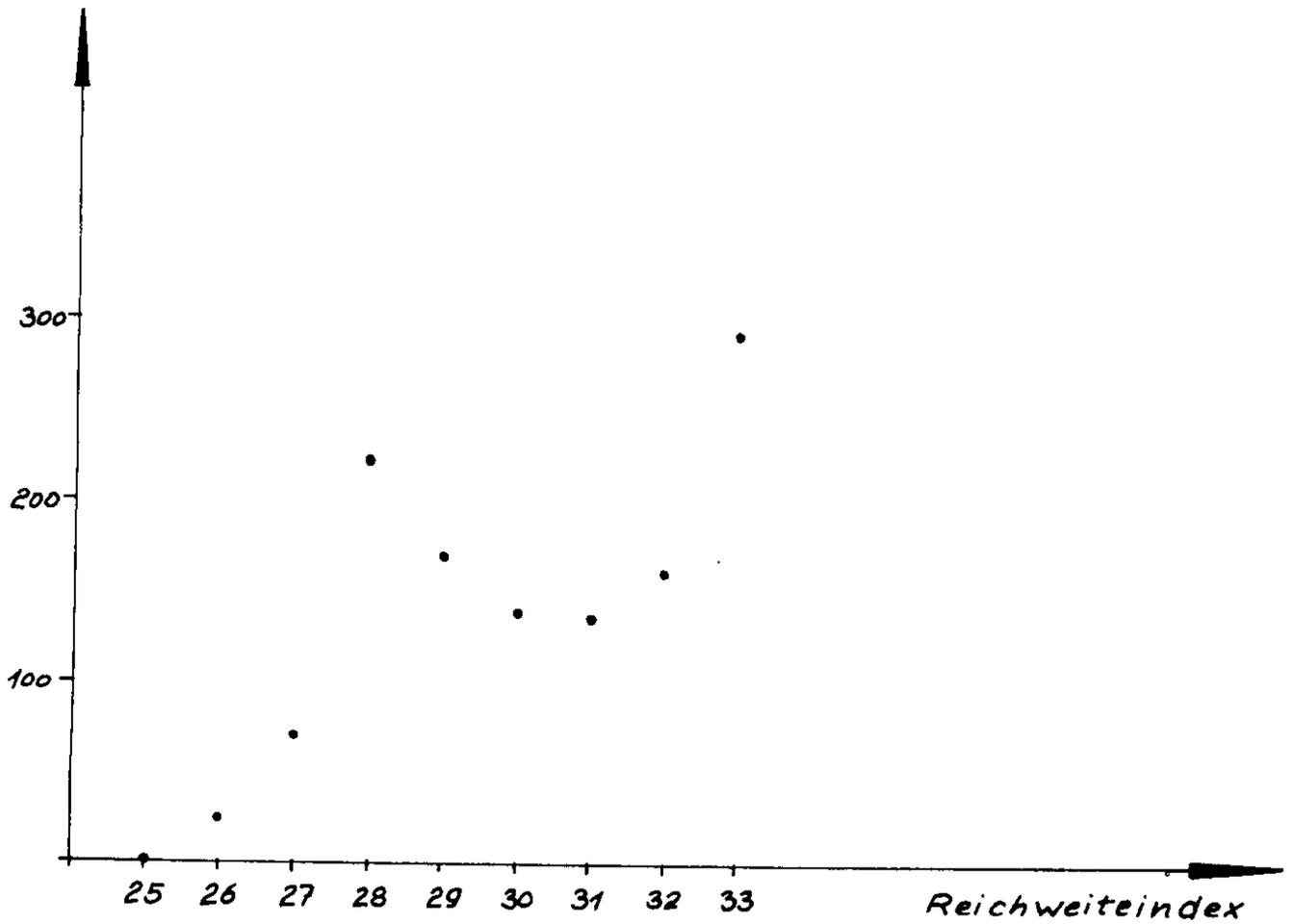


Abb.23 Verteilung der Knicksuren mit $|\Delta k| < 25 \text{ MeV}$ gegen die Reichweite.

4 Absorber einer Spur 110 MeV. Die minimale Energie bei 4 Absorbern, die vorliegt, wenn das Proton ganz hinten im Knickabsorber gestreut wurde und ganz vorn in seinem letzten Absorber gestoppt hat, beträgt 90 MeV. Das ist ein Wert, auf den man die Analysierkraftkurven noch mit gutem Gewissen extrapolieren kann.

Die hier vorgeschlagene konstante Absorberdicke erfährt also denselben Protonen-Energiebereich wie die bisherige Anordnung. Es gehen praktisch keine Knickspuren verloren, da sie von der Protonen-Mindestenergie an geometrisch erfährt werden können. Andererseits können jetzt auch die Streuungen erfährt werden, die bei der bisherigen Anordnung zu weit hinten im Teleskop auftraten.

Der Gewinn an Knickereignissen nach dem neuen Aufbau wurde in folgender Weise abgeschätzt:

Die Tabelle 2 zeigt die Verteilung der Knickereignisse nach der Absorbernummer des Knickes und der Reichweite der Spur. Dabei wurden nur solche Spuren gezählt, denen eine Analysierkraft zugeordnet werden konnte.

In Abb. 24 sind die Flächen-Dichteverteilung der Absorber in der bisherigen (a) und in der vorgeschlagenen Anordnung (b) darstellt. Für den Kupferabsorber wurde die äquivalente Absorberdichte für Kohlenstoff eingetragen.

In der bisherigen Anordnung (a) konnten die Knicke erfährt werden, die in einem Flächendichte-Abschnitt bis $9,2 \text{ g/cm}^2$ liegen. Wie oben erläutert wurde, werden diese Knicke (sofern sie analysierbar sind) auch in der Anordnung (b) erfährt. Es gehen also in diesem Bereich keine Ereignisse verloren. Andererseits können jetzt Knicke im Flächendichte-Abschnitt $9,2$ bis $17,8$ zusätzlich erfährt werden. Dieser Abschnitt ist fast so groß wie der gesamte Dichteabschnitt der bisherigen Anordnung, in dem überhaupt Knicke gefunden wurden. Er würde bei konstantem Reichweitespektrum der Protonen ebensoviele Knicke enthalten

Reichweiteindex Absorber	25	26	27	28	29	30	31	32	33
1		0	0	0	23	23	12	7	7
2		0	0	0	41	21	20	20	30
3		0	0	0	0	27	24	20	23
4		0	0	0	0	19	22	21	24
5		0	0	0	0	19	16	15	20
6		0	0	0	0	0	9	19	23
7		0	0	0	0	0	0	29	55
8		0	0	0	0	0	0	0	41

Tabelle 2

Verteilung der Knickspuren auf
Knickabsorber und Reichweiteindex.

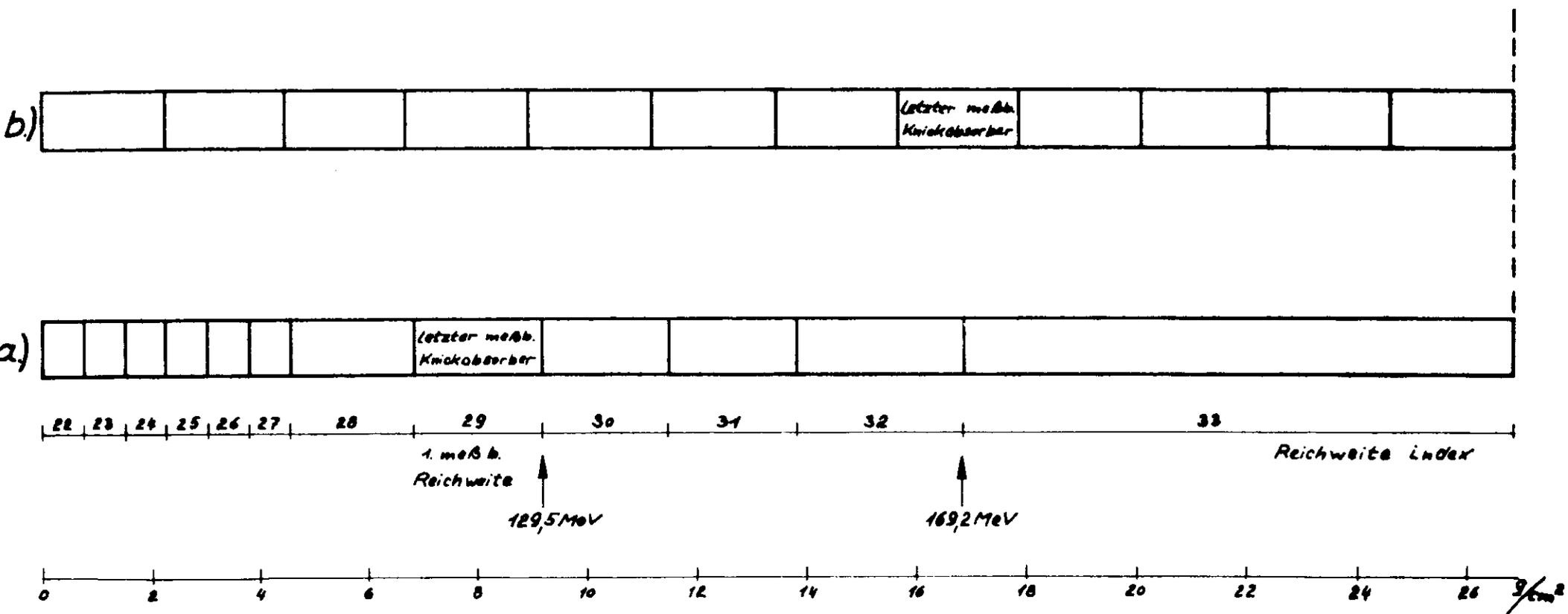


Abb.24 Verteilung der Flächendichte der Absorber im Reichweiteteleskop.

wie die bisherige Anordnung mit Spuren mit einem Reichweiteindex bis 32. Das sind nach der Tabelle 2 407 Ereignisse.

Abb. 25 zeigt das tatsächliche Energiespektrum der Protonen. Teil I ist der Teil des Protonenspektrums, der von der bisherigen Anordnung bis zum Reichweiteindex 32 erfaßt wurde. Teil II enthält das Spektrum der jetzt zusätzlich meßbaren Ereignisse. Das sind 0,48 der Ereignisse im Teil I. Der Gewinn beträgt bei dem vorliegenden Protonenspektrum also $0,48 \cdot 407 = 196$ Ereignisse. Bezogen auf die mit der alten Version gefundene Anzahl von 630 Ereignissen ist das ein Gewinn von 31 %.

Ein weiterer Vorteil der vorgeschlagenen Anordnung gegenüber dem bisherigen System besteht darin, daß die Genauigkeit bei der Bestimmung der Protonenenergie während der Streuung und damit die Genauigkeit der Analysierkraft jetzt unabhängig vom Streuabsorber ist. Besonders große Fehler traten bisher für Ereignisse auf, bei denen die Streuung in einem der hinteren Absorber stattfand und das Proton dann im Kupferabsorber zur Ruhe kam.

5.2 Beidseitige Auslese an allen Funkenkammern

Es wurde bereits erwähnt, daß ein Teilchen, dessen Streuwinkel bestimmt werden soll, vor und nach dieser Streuung in je 4 Funkenkammern registriert werden muß. Dabei wird die wahre Bahn des Teilchens in der Nähe des Streupunktes durch die Vielfachstreuung in den Absorbern etwa 4,3 mal so stark verfälscht wie durch die Ortsungenauigkeit der Funkenkammerkoordinaten.

Bei beidseitiger Auslese der Funkenkammern sind nur noch 2 Kammern an beiden Seiten zur Bestimmung der Winkel nötig. Das Teilchen muß in diesem Bereich nur noch die halbe Absorberdicke durchlaufen. Dabei geht der Einfluß der Vielfachstreuung um den Faktor $\sqrt{2}$ zurück. Da die Vielfachstreuung

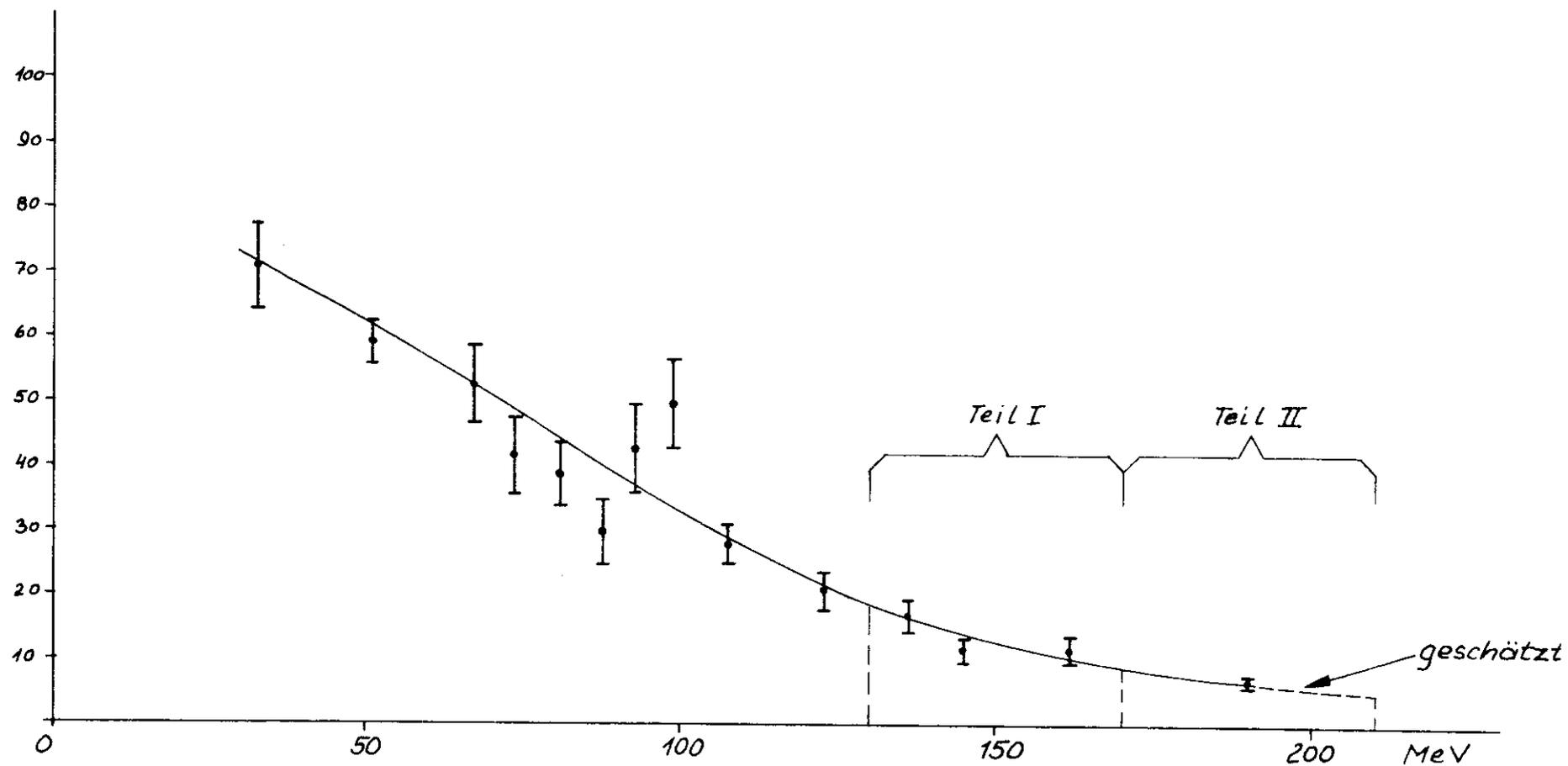


Abb.25 Energiespektrum der Protonen

die Ungenauigkeit der Funkenkammern immer noch überwiegt, kommt dieser Gewinn fast vollständig der Winkelgenauigkeit zugute.

Die Folge dieser Änderung ist also eine Verbesserung der Winkelbestimmung, dadurch eine sicherere Bestimmung des Knickabsorbers und damit der Protonenenergie. Beides führt zu einer größeren Genauigkeit bei der Bestimmung der Analysierkraft.

Vor allem aber könnte in der Erwartung geringerer Vielfachstreuung die geometrische Knicksuche so vorgenommen werden, daß schon kleinere Knicke in der Spur gefunden würden. Dadurch würden mehr Knicke im Bereich von 5 bis 10 Grad gefunden, ohne daß Kernstreuungen durch große Vielfachstreuwinkel verdeckt würden.

Wie die Monte-Carlo-Rechnungen zeigen, würde in der Verteilung der Polarwinkel (Abb. 17) die Zahl der 5-Grad-Knicke um ca. 120 % steigen. Die Zahl der 12-Grad-Knicke würde sich nicht wesentlich ändern. Die Verteilung der Polarwinkel würde dann vermutlich so aussehen, wie sie in der gestrichelten Linie in Abb. 17 dargestellt ist. Das entspricht einem Gewinn von 18 % in der Zahl der Spuren. Berücksichtigt man die schwächere Analysierkraft von Streuungen in diesem Winkelbereich, kommt man auf einen effektiven Gewinn an Ereignissen von 12 %.

ANHANG

Das Knickspur- und Reichweiteprogramm PROKNI

Das Programm PROKNI sucht im Reichweiteteil des Prototele-
skops nach Knickspuren und bestimmt ihre für die weitere
Rechnung nötigen Daten. Abbildung 26 zeigt ein Blockdia-
gramm des Programmablaufs.

Das Programm versucht zunächst, die von GERADE im Vortele-
skop gefundene Spur im Reichweiteteil weiterzuführen. Es unter-
sucht dazu nacheinander in den folgenden Kammern jeweils den
Funken, der am besten auf der bis dahin gefundenen Spur liegt.
Ist seine Abweichung von dieser Spur mit einer inzwischen er-
folgten Streuung unter kleinem Winkel verträglich, so wird der
Funke als zur Spur gehörig akzeptiert. Die neue Spur wird durch
den letzten Funken gelegt. Ihre Steigung wird festgelegt zu
 $2/3$ aus der Steigung der bisherigen Spur und zu $1/3$ aus der
Steigung der beiden letzten zur Spur gehörenden Funken. Diese
Bewichtung ermöglicht es, allen durch Vielfachstreuung abge-
lenkten Spuren zu folgen; andererseits verhindert sie, daß ein
einzelner etwas abseits liegender Funke das Programm von der
wirklichen Spur ablenkt und einen Knick vortäuscht.

Auf diese Weise wird die Spur solange verfolgt, bis entweder
das Teleskop vollständig durchlaufen ist oder in 2 aufein-
anderfolgenden Kammern kein Funke akzeptiert wird. In einem
solchen Fall wird nicht weiter in der alten Richtung gesucht,
damit nicht Randfunken in einer der beiden letzten Kammern
einen Fortgang der geraden Spur vortäuschen und einen Knick
verdecken.

Wenn die Verfolgung der geraden Spur beendet ist, wird die
Zahl der noch folgenden Kammern festgestellt. Sie muß min-
destens 2 betragen, damit die Suche nach einer neuen Spur
sinnvoll ist.

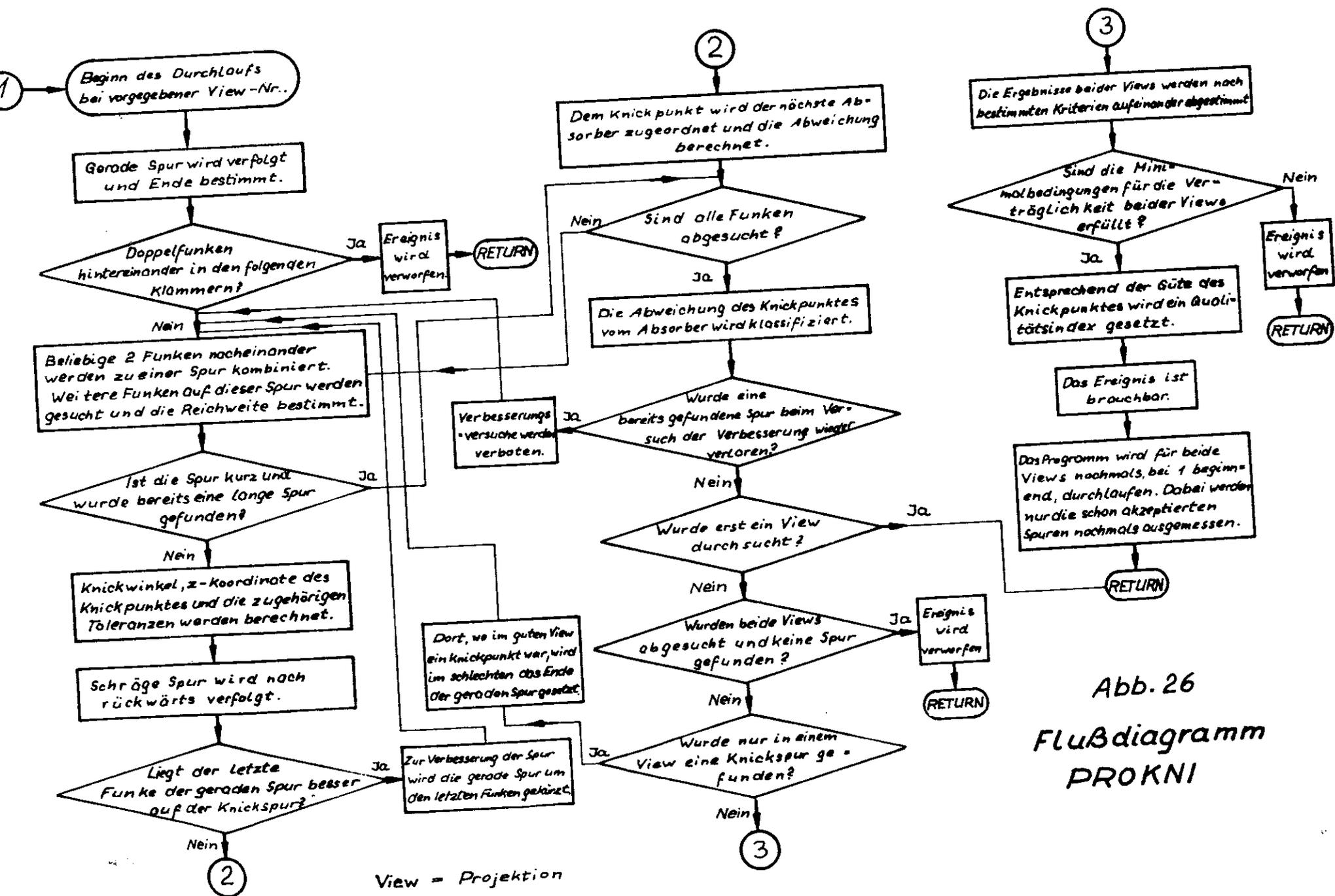


Abb. 26
Flußdiagramm
PROKNI

Ist dies der Fall, dann wird die Zahl der Funken in den folgenden Kammern untersucht. Haben 2 aufeinander folgende Kammern 2 oder mehr Funken, wird das Ereignis verworfen und nicht weiter untersucht. In diesem Fall handelt es sich fast immer um Reaktionen des Protons, bei denen weitere Teilchen erzeugt wurden.

Im anderen Falle beginnt das Programm, durch die Funken der nächsten Kammern Geraden zu legen. Wenn in 2 aufeinanderfolgenden Kammern kein Funke gefunden wird, dann wird auch hier die Suche abgebrochen. Der zuletzt gefundene Funke legt den Reichweiteindex für die Spur in dieser Projektion fest.

Spuren aus 3 oder mehr Funken haben eine höhere Priorität als Spuren aus nur 2 Funken. Wird eine solche Spur gefunden, werden 2-Funken-Spuren nicht berücksichtigt. Werden 2 Spuren der akzeptierten Priorität gefunden, werden sie numeriert. Sind es mehr als 2 Spuren, wird das Ereignis verworfen. Dieser Fall ist extrem selten.

Zu jedem Ansatz für eine Knickspur wird der projizierte Knickwinkel mit der einlaufenden Spur berechnet. Liegt der Winkel über 45° , wird dieser Spuransatz verworfen.

Zu jeder Knickspur wird der Targetabstand des Knickpunktes bestimmt. Außerdem wird der Bereich berechnet, in dem der Knickpunkt gelegen haben kann unter der Annahme, daß die Knickpunkt-Rekonstruktion durch Streuung des Protons vor oder nach dem Knick verfälscht wurde. Diese Rechnung wird für 2 angenommene Streuwinkel durchgeführt.

Als nächstes wird geprüft, ob der letzte Funke, der der einlaufenden Spur zugeordnet wurde, besser auf dieser oder auf der Knickspur liegt. Das ist nötig, weil in vielen Fällen der erste Funke der Knickspur von dem Programm, das der

einlaufenden Spur folgt, noch erfaßt wird. War dies der Fall, dann wird die einlaufende Spur um den einen Funken verkürzt und mit der Knickspur-Suche entsprechend früher begonnen. Wird nach dieser Korrektur keine Knickspur mehr gefunden, wird der alte Zustand wiederhergestellt.

Dann wird der Knickspur der Absorber zugeteilt, der mit dem rekonstruierten Knickpunkt am besten verträglich ist. Dabei werden nur die Absorber zwischen dem letzten Geradenfunken und dem ersten Knickfunken berücksichtigt.

Diese ganze Prozedur wird für jede der beiden Projektionen durchgeführt.

Findet das Programm nur in einer Projektion einen Knick, wird das Verhalten der Spur in der anderen Projektion nochmals untersucht. Die einlaufende Spur wird bis zum Ort des gefundenen Knicks verfolgt, dann wird im folgenden Teil des Teleskops eine Knickspur wie beschrieben konstruiert. Auf diese Weise kann der Knickwinkel genau ermittelt werden, auch wenn er in einer Projektion nur sehr klein erscheint.

Der nächste Schritt ist der Vergleich der Ergebnisse beider Projektionen.

Die Reichweite der Spuren in beiden Projektionen darf sich höchstens um eine Kammer unterscheiden, sonst wird das Ereignis verworfen.

Wurden in beiden Projektionen 2 Spuren gefunden, wird das Ereignis ebenfalls verworfen.

Wenn den Spuren in beiden Projektionen verschiedene Knickabsorber zugeordnet werden, so gilt der Absorber, der sich mit der größeren Sicherheit ermitteln ließ.

Damit liegt jetzt endgültig fest, daß das Ereignis akzeptiert wird. Außerdem liegen so viele Parameter fest, daß in jeder Projektion genau eine Spur mit ihnen verträglich ist.

Nun beginnt das Programm nochmals, die Spur in beiden Projektionen von Anfang an zu verfolgen. Es benutzt dabei die im bisherigen Verlauf gefundenen Angaben über die verwendeten Funken, die Länge der beiden Spurteile und den Knickpunkt. Dabei können Ort und Winkel des Knickes genauer bestimmt werden, weil nachträgliche Korrekturen des Knickpunktes nicht mehr vorgenommen werden. Außerdem stehen am Ende dieser zweiten Suche alle die Spur kennzeichnenden Größen in den entsprechenden Speicherplätzen, wo sie vorher im Falle der Existenz mehrerer Spuren eventuell wieder überschrieben wurden.

Im vorliegenden Programm wird also jedes gute Ereignis zweimal durchgerechnet. Die Alternative dazu hätte darin bestanden, für jede in einer Projektion vorkommende Spur die Größen so zu berechnen und zu speichern, daß sie trotz eventueller Korrekturen genau sind und nicht wieder überschrieben werden. Dieser Weg wurde nicht gewählt, weil das Programm unübersichtlicher und noch umfangreicher geworden wäre. Der Zeitverlust, den das zweimalige Rechnen verursacht, fällt wenig ins Gewicht, weil das Programm die meiste Zeit dazu verbraucht, die Ereignisse zu untersuchen, die keine brauchbare Knickspur enthalten. Er beträgt ca. 3 %.

Nachdem die Spur in allen Daten festliegt, wird ihr der Qualitätsindex zugeordnet, der die Sicherheit bezeichnet, mit der sich der Knickpunkt rekonstruieren ließ.

Literaturverzeichnis

- Aa 68 Aachen, Berlin, Bonn, Hamburg, Heidelberg, München
Kollaboration, Phys.Letters 27B, 54 (1968)
- Be 69 E. Bevington, Data Reduction and Error Analysis
for the Physical Sciences, Mc Graw-Hill, 1969, 33
- Bl 67 E.D. Bloom, Dissertation, California Institute of
Technology, Pasadena, California 1967, 31
- Ca 66 Cambridge Bubble Chamber Group, Phys.Rev. 146,
994 (1966)
- Cr 58 H. Cramer, Mathematical Methods of Statistics
(Princeton University Press, Princeton, New Jersey,
1958) 498
- Cr 68 L. Criegee et al., Phys.Lett. 28B, 282 (1968)
- Fa 59 H. Faissner, Ergebnisse der exakten Naturwissen-
schaften, Band 32 (1959)
- Kr 67 G. Kramer, DESY-Bericht 67/32 (1967)
- La 68 L.J. Lanzerotti et al., Phys.Rev. 166, 1365 (1968)
- Lö 70 G. Löffler, Dissertation Hamburg, 1970
- Pe 63 Z.V. Peterson, UCRL 10622 (1963)
- Pi 67 F.M. Pipkin, Proc. 1967 Intern. Symp. on Electron
and Photon Interactions at High Energies
- Re 68 J.V. Renevey, Lab. de Physique Nucléaire
Expérimentale de l'Université de Geneve (1968)
- So 64 F. Solmitz, Ann. Rev. of Nuclear Science, Bd. 14
375 (1964)
- Ti 68 S.C.C. Ting, DESY interner Bericht F 31/4 (1968)
- Wo 56 L. Wolfenstein, Ann. Review of Nuclear Science
6/43 (1956)

Herrn Professor E. Lohrmann und allen Mitarbeitern
der Gruppe F 33 danke ich für ihre Ratschläge, ihre
Unterstützung und die Bereitschaft, zu jeder Zeit
über jede Frage ausführlich zu diskutieren.

