Bestimmung der Impulsspektren von K^+-Mesonen aus Proton-Kern-Reaktionen bei Projektilenergien unterhalb der freien NN-Schwelle

I n a u g u r a l – D i s s e r t a t i o n
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Harald Junghans
aus Temeschburg

Köln, 2000

Berichterstatter:	Prof. Dr. K. Sistemich Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck
Tag der mündlichen Prüfung:	7. Februar 2000

Zusammenfassung

Im Jahr 1998 wurde das Spektrometer ANKE in einem der beiden geraden Abschnitte des Synchrotrons COSY des Forschungszentrums Jülich installiert. ANKE ermöglicht Studien sowohl der Mesonproduktion in elementaren Proton-Proton- und Proton-Neutron-Reaktionen als auch des Einflusses der Kernmaterie in Proton-Kern-Stößen. Es werden interne Targets benutzt, durch die der COSY-Strahl je nach Dicke bis zu einer Million mal durchgeht. ANKE separiert mittels dreier Dipolmagnete die in Vorwärtsrichtung fliegenden Teilchen vom umlaufenden COSY-Strahl und gestattet die Bestimmung der Emissionsimpulse und Emissionswinkel.

Das Detektionssystem besteht aus Szintillationsdetektoren zur Teilchenidentifizierung sowie aus Vieldrahtproportionalkammern zur Spurrekonstruktion der Ejektile und zur Untergrundunterdrückung. Zu den Szintillationsdetektoren gehören die Start-Zähler, die sich direkt am seitlichen Austrittsfenster des Spektrometermagneten befinden. Entlang der Fokalfläche des Magneten sind Teleskope aus Szintillationsdetektoren für die Bestimmung der Stoppsignale für die Messung der Flugzeit und der Energieverluste aufgestellt. Zwei Drahtkammern mit jeweils drei sensitiven Drahtebenen sind zwischen den Start-Zählern und den Teleskopen positioniert.

Eine erste Aufgabe der vorliegenden Arbeit bestand darin, die geeignete Ausleseelektronik für die Vieldrahtproportionalkammern auszuwählen und auf ihre Einsatzfähigkeit an ANKE zu testen. Wegen der sehr eingeschränkten räumlichen Verhältnisse und wegen der etwa 10.000 Drähte, die ausgelesen werden müssen, kam nur ein hochintegriertes, direkt an der Kammer angebrachtes System in Frage, das eine parallele Auslese und eine serielle Weiterleitung der Drahtkammerinformation ermöglicht. In den Tests mit zwei verschiedenen Mikrochips für die Signalverstärkung und Signaldiskriminierung wurde besonders auf die Effizienz und auf Störungen durch das Übersprechen von Signalen zwischen benachbarten Kanälen geachtet. Die Ergebnisse der Tests zeigten, daß der Chip RAL 118 vom Rutherford Appleton Laboratory am besten für den Einsatz an ANKE geeignet ist. Ein weiterer Chip, RAL 111, sorgt für die Verzögerung, Digitalisierung und Kompression der Daten. Diese Arbeiten wurden damit abgeschlossen, daß die komplett mit dem Auslesesystem bestückten Drahtkammern an ANKE eingebaut und unter Beschleunigerbedingungen getestet wurden.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit lag jedoch bei dem Studium der K^+-Mesonenproduktion in Proton-Kern Stößen, der Mitwirkung an den entsprechenden Experimenten und insbesondere bei der Analyse der Daten. Dazu wurde ein umfangreiches Programmpaket entwickelt.

Ein wichtiger Bestandteil des Auswerteprogramms ist die Umwandlung der im Datenstrom als Drahtnummern vorliegenden Drahtkammerinformation in die zugehörigen Ortskoordinaten. Die Analyse der Drahtkammerinformation zeigt, daß diese in vielen Ereignissen nicht eindeutig ist. Denn neben den Drahtclustern, die bei einem Teilchendurchgang ansprechen, können auch Cluster auftreten, die durch Rauschen entstehen. Das Ausnutzen der Information der Szintillationsdetektoren und der Korrelationen

zwischen den Drahtnummern aus verschiedenen Ebenen einer Kammer erlaubt es, den Bereich des Teilchendurchgangs in den Drahtkammern stark einzuschränken. Das homogen in den Ebenen verteilte Rauschen wird so um bis zu 95% unterdrückt. Weiterhin offenbart die Analyse der Drahtkammerinformation, daß Drähte innerhalb eines Clusters kein Signal liefern, obwohl durch deren sensitiven Bereich ein Teilchen durchgeflogen ist. Solche Cluster besitzen eine "Lücke". Es wurde eine Methode entwickelt, mit der anhand des Winkels der Teilchenbahn relativ zur Drahtebene und der Länge des Clusters entschieden werden kann, ob es sich bei zwei benachbarten Clustern um ein Cluster mit Lücke oder um zwei getrennte Cluster handelt.

Die mit der Analyse gewonnenen Daten werden zum einen benutzt, um die Funktion der einzelnen Detektoren zu überprüfen, zum anderen sollen die Ergebnisse der physikalischen Zielsetzung ermittelt werden. Für die Überprüfung werden Spektren erzeugt, die die Informationen der Szintillationsdetektoren und der Drahtkammern ohne oder nur mit geringer Modifikation darstellen. Betrachtet man diese Spektren, so kann man eventuelle Fehlfunktionen sofort erkennen. Die Ermittlung der Ergebnisse der physikalischen Zielsetzung, etwa der Anzahl der pro Teleskop identifizierten Kaonen, geschieht für jedes Teleskop anhand von fünfzehn Spektren, die parallel präsentiert werden. Mit geeigneten Schnitten auf diese fünfzehn Spektren lassen sich Kaonen identifizieren.

Die Daten zur unterschwelligen K^+-Produktion bei 1,2 und 1,0 GeV Protonenstrahlenergie wurden mit dem Programmpaket ausgewertet. Bei diesen Strahlenergien wird parallel mit den Kaonen ein bis zu 10^6-fach größerer Untergrund, bestehend aus Pionen und Protonen, produziert. Weiterhin erreichen vor allem Protonen das Detektionssystem von ANKE, die an Strukturmaterialien von ANKE gestreut werden. Für die Identifikation der Kaonen mußten daher Schnitte auf die Informationen der Szintillationsdetektoren und der Drahtkammern bestimmt werden, bei deren Anwendung sowohl der vom Target stammende als auch der aus Streuprozessen herrührende Untergrund möglichst weitgehend unterdrückt wird. Mit diesen Schnitten wurden die Daten für die Bestimmung der Impulsspektren von K^+-Mesonen in der Subschwellenproduktion gewonnen. Es ist deutlich geworden, daß ANKE auch bei der niedrigsten gemessenen Protonenstrahlenergie von 1,0 GeV, also weit unterhalb der Schwelle von 1,58 GeV für die Erzeugung in den Stößen freier Nukleonen, in der Lage ist, Kaonen mit ausreichend großer Statistik zu identifizieren. Mit den erzielten Ergebnissen konnte ein erster vorläufiger Vergleich mit der Theorie durchgeführt werden.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die dominierenden Wechselwirkungen im Bereich der Elementarteilchen- und Kernphysik sind die starke, die schwache sowie die elektromagnetische Wechselwirkung. Die schwache sowie die elektromagnetische Wechselwirkung werden in der bereits sehr gut verstandenen Theorie der elektroschwachen Vereinigung beschrieben. Prinzipiell gibt es wenig Schwierigkeiten, quantitative Vorhersagen aus dieser Theorie abzuleiten.

Die Quantenchromodynamik (QCD) wird heutzutage als die geeignete Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung betrachtet. Während man bei hohen Energien ab ca. 10 GeV, was kleinen Abständen der wechselwirkenden Teilchen entspricht, Ergebnisse aus dieser Theorie mittels störungstheoretischer Behandlungmethoden erhält, ist dies bei kleineren Energien von $\simeq$ 1 GeV bzw. größeren Abständen nicht mehr möglich. Aus diesem Grunde muß man auf phänomenologische Theorien, wie die Mesonenaustauschmodelle, zurückgreifen. Dabei sind weitere experimentelle Informationen wünschenswert, um diese Modelle zu überprüfen.

Ein aktueller Forschungsschwerpunkt der Mittelenergiephysik ist die Frage, welchen Einfluß Kernmaterie auf die Eigenschaften von Hadronen und deren Reaktionen ausübt. Nähere Aufschlüsse darüber erwartet man durch das Studium der Mesonenproduktion innerhalb eines Atomkerns in der Reaktion Proton + Kern $\rightarrow$ Meson + X. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf der unterschwelligen Mesonenproduktion, bei der die zur Produktion verfügbare Energie des Projektils zur Produktion eines Mesons nicht ausreicht, falls es sich bei dem Targetnukleon um ein freies Nukleon handelt. Entsteht in solch einer Reaktion dennoch ein Meson, so müssen kollektive Phänomene zwischen den Nukleonen des Targetkerns zu seiner Erzeugung beigetragen haben. Die heute als wahrscheinlich angesehenen Arten der zugrunde liegenden kollektiven Produktionsmechanismen werden im Kapitel 2 näher beschrieben.

Das K^+-Meson eignet sich wegen seiner großen mittleren freien Weglänge in Kernmaterie besonders gut zur Untersuchung kollektiver Produktionsmechanismen (Abbildung 1.1). Es erleidet geringe Wechselwirkung auf seinem Weg vom Entstehungsort bis hin zum Verlassen des Targets, und die Information über die Produktion wird nur gering verfälscht. Die freie Nukleon-Nukleon-Schwelle liegt bei 1,58 GeV. Der Vorteil der großen mittleren freien Weglänge in Kernmaterie geht aber einher mit der Tatsache, daß die Wirkungsquerschnitte der K^+-Produktion sehr klein sind (Abbildung 1.2). Theoretische Modelle sagen voraus, daß die Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$ der K^+-Produktion bei einer Protonenstrahlenergie von 1,0 GeV einen wesentlichen Beitrag zur Identifikation des Produktionsmechanismus leistet. Bei dieser Strahlenergie wird die Erzeugung von Kaonen in der Reaktion p + ^{12}C von einem um ca. 6 Größenordnungen höheren Untergrund, bestehend aus Protonen und Pionen, begleitet. Man erkennt, daß ein hocheffizientes Detektionssystem erforderlich ist, um die erzeugten Kaonen aus dem pionischen und protonischen Untergrund heraus zu selektieren.

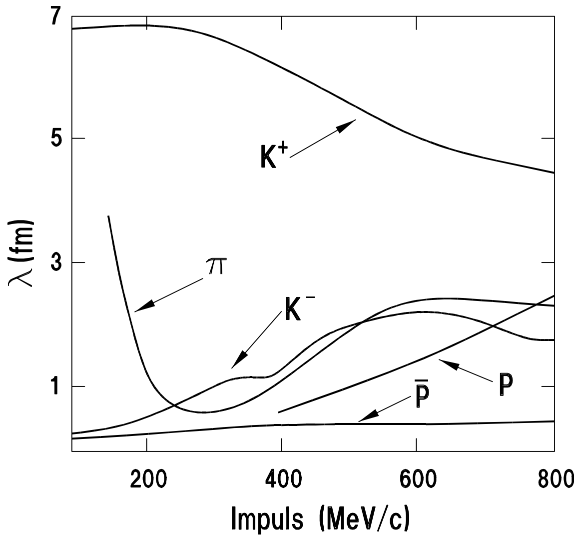


Abbildung 1.1: Mittlere freie Weglänge von Hadronen in Kernmaterie in Abhängigkeit vom Impuls [Tri85]. Im Gegensatz zu Pion, Proton oder K^--Meson verläßt das K^+-Meson den Kern mit großer Wahrscheinlichkeit ohne Wechselwirkung.

Ein zu diesem Zwecke entwickeltes Spektrometer ist das Magnet-Spektrometer ANKE (**A**pparatur zur Messung **N**ukleonischer und **K**aon **E**jektile). Es wurde für die Messung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$ der K^+-Mesonenproduktion bis hinab zu einer Strahlenergie von etwa 1,0 GeV ausgelegt. Eine Beschreibung des ANKE-Spektrometers folgt in Kapitel 3.

Der hier vorgelegten Arbeit lagen folgende Aufgabenstellungen zugrunde:

- Test und Inbetriebnahme des Auslesesystems der für die Ortsbestimmung im K^+-Nachweissystem verwendeten Vieldrahtproportionalkammern (Kapitel 4).

- Entwicklung eines Verfahrens, das die als Drahtnummern vorliegende Information der Drahtkammern auswertet und in physikalisch relevante Information, den Koordinaten der Durchstoßpunkte der Teilchenbahnen durch die Drahtkammern, umwandelt (Kapitel 5).

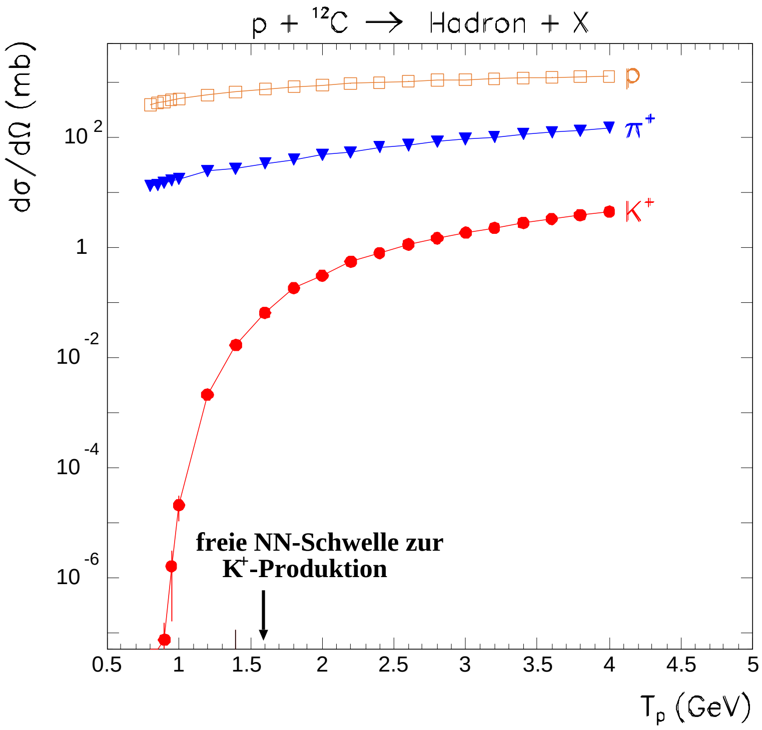


Abbildung 1.2: Wirkungsquerschnitte für die Produktion von positiv geladenen Hadronen mit Emissionswinkeln $\vartheta \leq 10°$ in p+^{12}C-Stößen in Abhängigkeit von der Projektilenergie T_p. Die Daten wurden nach dem Rossendorf Collision (ROC) Modell berechnet [Mue91], wobei über alle auftretenden Impulse integriert wurde.

- Entwicklung eines Programmpakets, das mit Hilfe aller Detektorinformationen die Identifikation von Kaonen aus dem hohen Untergrund bewerkstelligt und die Ergebnisse in Spektren darstellt. Mittels dieses Programms sollte man bereits während der Datenaufnahme in der Lage sein, Kaonen zu selektieren (Kapitel 6).

- Identifikation der produzierten Kaonen aus den gemessenen Daten bei verschiedenen COSY-Strahlenergien mittels des im vorangehenden Punkt genannten Programms (Kapitel 7).

Kapitel 2

K^+-Produktion in Proton-Kern-Stößen

2.1 Mechanismen der K^+-Produktion

Wird in einer Nukleon-Nukleon-Reaktion ein Hadron produziert, so müssen die Reaktionspartner eine Mindestenergie besitzen. Handelt es sich bei den Nukleonen um ungebundene Teilchen, so nennt man diese Mindestenergie freie Nukleon-Nukleon-Schwelle. Diese Schwelle läßt sich mit Hilfe des Quadrats s des Viererimpulses $P = (E, \vec{p})$, wobei die Konvention $c = 1$ benutzt wird, berechnen. E bezeichnet hier die Gesamtenergie und $\vec{p}$ den Dreierimpuls des Teilchens. Sei T die kinetische Energie und m die Masse eines Teilchens, so gilt für s bei einer Reaktion mit ruhendem Target:

$$\begin{aligned} s &= (T_\mathrm{p} + m_\mathrm{p} + m_\mathrm{t})^2 - \vec{p}_\mathrm{p}^{\,2} \\ &= (m_\mathrm{p} + m_\mathrm{t})^2 + 2 \cdot m_\mathrm{t} T_\mathrm{p}. \end{aligned} \tag{2.1}$$

Bei der Umformung wurden die Beziehungen $E = \sqrt{\vec{p}^{\,2} + m^2}$ und $E = T + m$ verwendet. Die Indizes p, t und weiter unten e bezeichnen das Projektil, das Target sowie alle Ejektile. An der Schwelle ergibt sich nach der Reaktion wegen $P_\mathrm{e} = (m_\mathrm{e}, 0)$:

$$s = m_\mathrm{e}^2. \tag{2.2}$$

Aus der Lorentzinvarianz von s folgt, daß man die Gleichungen 2.1 und 2.2 gleichsetzen kann:

$$\begin{aligned} (m_\mathrm{p} + m_\mathrm{t})^2 + 2 \cdot m_\mathrm{t} T_\mathrm{p}^\mathrm{Schwelle} &= m_\mathrm{e}^2 \\ \Rightarrow T_\mathrm{p}^\mathrm{Schwelle} &= \frac{m_\mathrm{e}^2 - (m_\mathrm{p} + m_\mathrm{t})^2}{2 \cdot m_\mathrm{t}}. \end{aligned} \tag{2.3}$$

Wenn ein K^+-Meson erzeugt wird, so geschieht dies hauptsächlich in der starken Wechselwirkung. Wegen des Strangeness-Gehalts des K^+ (Quarkkonfiguration $u\bar{s}$) und dessen

Erhaltung in der starken Wechselwirkung muß bei der K^+-Produktion im Nukleon-Nukleon-Stoß zusätzlich ein Hadron erzeugt werden, das ein s-Quark besitzt. Die aus energetischen Gründen nahe der Schwelle bevorzugte Reaktion ist hierbei:

$$p \quad + \quad N \quad \longrightarrow \quad N \quad + \quad K^+ \quad + \quad \Lambda,$$

wobei das Baryon Λ die Quarkkonfiguration uds besitzt. Setzt man die Massen der beteiligten Teilchen $m_\mathrm{p} = m_\mathrm{t} = 938$ MeV, $m_\Lambda = 1116$ MeV sowie $m_{\mathrm{K}^+} = 494$ MeV, in Gleichung 2.3 ein, so erhält man für die freie NN-Schwelle den Wert

$$T_\mathrm{p}^\mathrm{Schwelle} = 1,58 \text{ GeV}.$$

Die sogenannte *absolute Schwelle* für die K^+-Produktion in einem Proton-Kern-Stoß erhält man, wenn der gesamte Kern an der Reaktion beteiligt ist. Unterhalb dieser Schwelle ist aus Energie- und Impulserhaltungsgründen keine K^+-Produktion mehr möglich. Für den Fall eines ^{12}C-Targets erhält man einen Wert von 748 MeV.

Anfang der 80er Jahre wurde zum ersten Mal am *Leningrad Nuclear Physics Institute*[1] die Produktion von K^+-Mesonen unterhalb der freien Nukleon-Nukleon-Schwelle bei einer Strahlenergie von 1,0 GeV nachgewiesen [Abr82] und anschließend bei 0,8-1,0 GeV Strahlenergie studiert [Kop88]. Die Resultate dieser Messungen waren ein Indiz für den Einfluß der Kernmaterie auf die K^+-Mesonenproduktion[2]. Es werden insbesondere die folgenden zwei Mechanismen für diesen Prozeß diskutiert [Kop88] [Cas90] [Sib94]:

- Der Einstufenprozeß. Hierbei wird das Kaon direkt in der Reaktion

  $$p \quad + \quad N \quad \longrightarrow \quad N \quad + \quad K^+ \quad + \quad \Lambda$$

  produziert. Der Fermiimpuls des Targetnukleons trägt die fehlende Energie zur Produktion bei, wenn sich Projektil und Targetnukleon im Laborsystem aufeinander zubewegen, siehe Abbildung 2.1 a). Das Fermigasmodell der Atomkerne sagt allerdings nur einen Maximalimpuls von ca. 300 MeV/c voraus, was einer Schwellenenergie von ca. 1 GeV entspricht. Folglich müßte bei niedrigeren Strahlenergien eine Hochimpulskomponente der Wellenfunktion der Targetnukleonen existieren, wenn dieser Mechanismus für die K^+-Produktion maßgeblich sein soll.

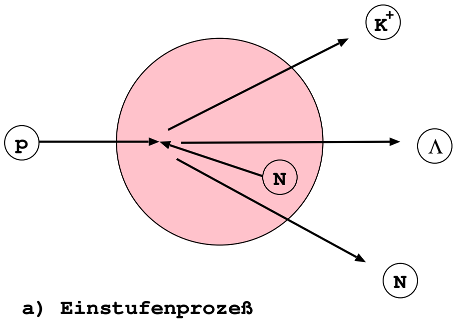
- Der Zweistufenprozeß. In diesem Fall wird als Zwischenprodukt ein Pion (evtl. über eine Δ-Resonanz) erzeugt, das dann in einer zweiten Reaktion das Kaon erzeugt:

  $$\begin{aligned} p \quad + \quad N &\longrightarrow \pi^{+/0} \quad + \quad N \quad + \quad N \\ \pi^{+/0} \quad + \quad N &\longrightarrow K^+ \quad + \quad \Lambda. \end{aligned}$$

[1] heute: Petersburg Nuclear Physics Institute, PNPI

[2] Eine ähnliche unterschwellige Erzeugung von Mesonen wurde bei neutralen und geladenen Pionen beobachtet [Aba88]

Der Fermiimpuls der Targetnukleonen kann in diesem Fall zweimal ausgenutzt werden, wodurch mehr Energie zur Kaonproduktion zu Verfügung steht, siehe Abbildung 2.1 b). Die Schwellenenergie liegt in diesem Fall in der Nähe der absoluten Schwelle für die K$^+$-Produktion in Nukleon-Nukleon-Stößen. Wenn es sich bei beiden Nukleonen aus der ersten Reaktion um ein Proton und ein Neutron handelt, so können diese Nukleonen ungebunden oder auch gebunden (Deuteron) emittiert werden. Wird ein Deuteron gebildet, so handelt es sich um eine Zweikörperreaktion, in der bei Kenntnis des Protonenimpulses die Energien des Pions und des Deuterons festliegen.



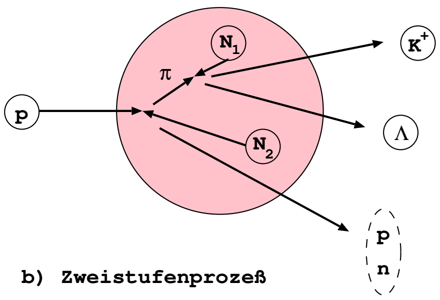


Abbildung 2.1: Mechanismen zur K$^+$-Mesonenproduktion: a) Einstufenprozeß, b) Zweistufenprozeß. Die Pfeile deuten die Bewegungsrichtung der Teilchen an.

In den Rechnungen zu diesen zwei Modellen hat sich für Energien oberhalb von etwa 1,2 GeV der Einstufenprozeß als dominierend herausgestellt, während darunter der Einfluß des Zweistufenprozeß überwiegt (Abbildung 2.2). Zur experimentellen Überprüfung der Vorhersagen ist die Messung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}$ der K$^+$-Produktion bei niedrigen Projektilenergien bis hinab zu ca. 1,0 GeV wichtig. Zur Aufklärung über den Reaktionsmechanismus können auch K$^+$p- oder K$^+$d-Koinzidenzmessungen beitragen [Kam92]. Insbesondere die Koinzidenzmessung K$^+$d mit dem charakteristischen Impulsspektrum der Deuteronen [Sib94] kann als eindeutiger Nachweis des Zweistufenprozesses dienen. Die Rechnungen sagen voraus, daß die K$^+$d-Korrelationen nur dann experimentell nachweisbar sind, wenn bei

$T_p = 1,0$ GeV gemessen wird. Es war ein wichtiges Ziel dieser Arbeit, diese Messung durch die Durchführung der Impulsmessungen bei $T_p = 1,0$ GeV vorzubereiten.

2.2 Bisherige Messungen zur K^+-Produktion

Tabelle 2.1: Bisherige Daten zur K^+-Mesonenproduktion in Proton-Kern Stößen.

Autoren	Target	T_p [MeV]	ϑ [°]	p [MeV/c]
Koptev et. al [Kop88]	Be, C, Pb, u.a.	800-1000	σ_{tot}	
Schnetzer et al [Sne89]	NaF, Pb	2100	15–80	350–750
Büscher et al [Bue96]	Be	2900	17	545
Debowski et. al [Deb96]	C, Pb	1200, 1500, 2500	40	350–1150
Badalà et. al [Bad98]	C	1200	90	≤300
Kiselev et. al [Kis99]	Be	1650-2400	10,5	1280

Die bisher aufgenommenen Daten zur K^+-Produktion sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Am Beschleuniger SATURNE in Saclay, Frankreich, wurde $\frac{d^2\sigma_{K^+}}{d\Omega dp}$ mit dem Spektrometer SPES 3 unter einem Winkel von 40° in der Reaktion p + ^{12}C bei Strahlenergien von 1,2, 1,5 sowie 2,5 GeV gemessen [Deb96] (siehe Abbildung 2.3). Am Beschleuniger CELSIUS in Uppsala, Schweden, wurde unter einem Winkel von 90° der Anteil der K^+-Mesonen mit kleinen Impulsen gemessen [Bad98]. Die Autoren der beiden Veröffentlichungen kommen zu der Schlußfolgerung, daß je tiefer die Energie unter die Schwellenenergie sinkt, desto stärker ist der Einfluß des Zweistufenmechanismus. Jedoch können geringe Beiträge anderer Effekte nicht ausgeschlossen werden. Die Daten von [Deb96] offenbarten bei 2,5 GeV einen weiteren Modus, den sogenannten *Hochimpulsmodus* der unterschwelligen K^+-Produktion (Abbildung 2.4). Hierbei liegt die Projektilenergie oberhalb der freien NN-Schwellenenergie, es werden aber Kaonen erzeugt, deren Impulse höher sind als der maximal mögliche Impuls der elementaren Reaktion bei einem bestimmten Emissionswinkel.

Am Beschleuniger des Institutes für Theoretische und Experimental-Physik(ITEP) in Moskau wurden weitere Daten zur K^+-Produktion aufgenommen [Kis99] (siehe Abbildung 2.5). Im Gegensatz zu [Deb96] konnten alle Daten der Messung am ITEP mit dem Einstufenprozeß erklärt werden, wenn man eine Beimischung einer Hochimpulskomponente zusätzlich zum Fermiimpuls von zwei Prozent annimmt.

In einer neueren theoretischen Arbeit [Par99] wurden sämtliche bisher gemessenen Daten analysiert. Die Ergebnisse dieser Arbeit besagen, daß die relative Rolle der beiden diskutierten Mechanismen von den im Experiment vorherrschenden kinematischen Bedingungen abhängt.

Neue Messungen zur K^+-Produktion sollten so weit wie möglich vollständige Impulsspektren in verschiedenen Projektilenergiebereichen und auch für verschiedene Tar-

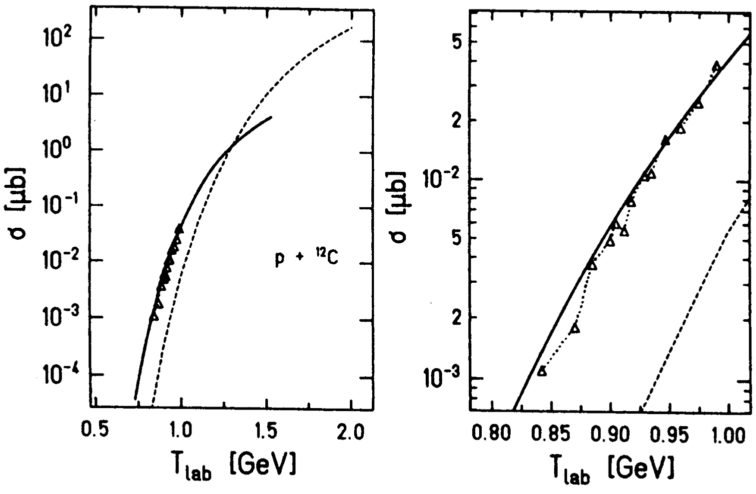


Abbildung 2.2: Totale Wirkungsquerschnitte für die K^+-Produktion in Proton-^{12}C-Stößen als Funktion der Laborenergie T_{lab}. Die gestrichelte Linie ergibt sich aus Rechnungen mit dem Einstufenprozeß, die durchgezogene Linie ist das Ergebnis des Zweistufenprozesses [Cas90]. Die experimentellen Daten aus [Kop88] sind durch Dreiecke dargestellt und mit der punktierten Linie verbunden.

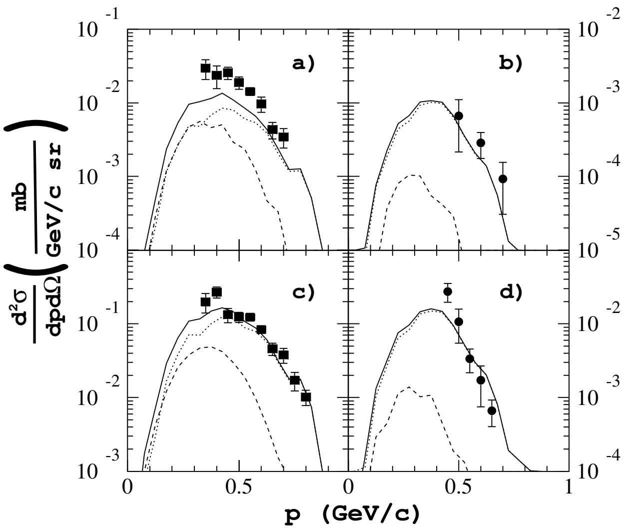


Abbildung 2.3: Gemessene und berechnete doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte [Deb96] der K^+-Produktion in Proton-Kern-Stößen. **a)** - *p C* bei 1,5 GeV, **b)** - *p C* bei 1,2 GeV, **c)** - *p Pb* bei 1,5 GeV, **d)** - *p Pb* bei 1,2 GeV. Die gestrichelten Kurven zeigen berechnete Kaonenspektren aus dem Einstufenprozeß, die gepunkteten Kurven Kaonen aus dem Zweistufenprozeß und die durchgezogenen Kurven repräsentieren die Summe beider Prozesse.

gets präsentieren. Es wäre wünschenswert, wenn diese Messungen einen direkten Nachweis der Produktionsmechanismen zuließen.

Am ANKE-Spektrometer wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit Daten zur inklusiven K^+-Produktion bei Projektilenergien von 2,3, 2,0, 1,8, 1,5, 1,2 und 1,0 GeV in Proton-^{12}C-Stößen aufgenommen. Diese Messungen sind komplementär zu den bisherigen Studien: Der Bereich der Projektilenergien konnte mit guter statistischer Genauigkeit bis hinab zu 1,0 GeV ausgedehnt werden, wobei die Tatsache eine Rolle spielt, daß die K^+-Produktionsraten bei den horizontalen Emissionswinkeln von 0°, unter denen die Messungen an ANKE durchgeführt wurden, die Wirkungsquerschnitte erheblich größer sind als bei den Winkeln, unter denen an CELSIUS und SATURNE gemessen wurde [Kam92]. Außerdem können wegen der kürzeren Flugwege (1,5 bis 4 m) vom Target bis zu den Detektoren an ANKE Kaonen im Impulsbereich ab 150 MeV/c detektiert werden, während bei SPES 3 [Deb96] wegen einer Weglänge von 10 m Kaonen mit Impulsen von 350 MeV/c zu 95% zerfallen. Besonders mit Hilfe der Ergebnisse der Messungen bei 1,0 sowie 1,2 GeV Strahlenergie erwartet man nähere Aufschlüsse über die Frage, in welchem Maße die verschiedenen Mechanismen zur K^+-Mesonenproduktion beitragen.

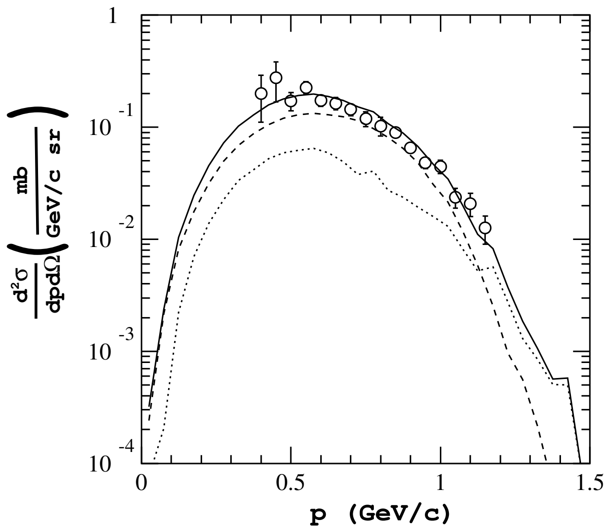


Abbildung 2.4: Gemessene und berechnete Wirkungsquerschnitte [Deb96] der K^+-Produktion in Proton-^{12}C-Stößen bei 2,5 GeV. Die gestrichelte Kurve zeigt das Kaonspektrum aus dem Einstufenprozeß, die gepunktete Kurve Kaonen aus dem Zweistufenprozeß und die durchgezogene Kurve repräsentiert die Summe beider Prozesse. Bis zu einem K^+-Impuls von ca. 1,0 GeV/c wird die K^+-Produktion von dem Einstufenprozeß dominiert, ab einem Impuls von ca. 1,2 GeV/c ist der Zweistufenprozeß bestimmend. Dies ist der sogenannte *Hochimpulsmodus* der unterschwelligen K^+-Produktion.

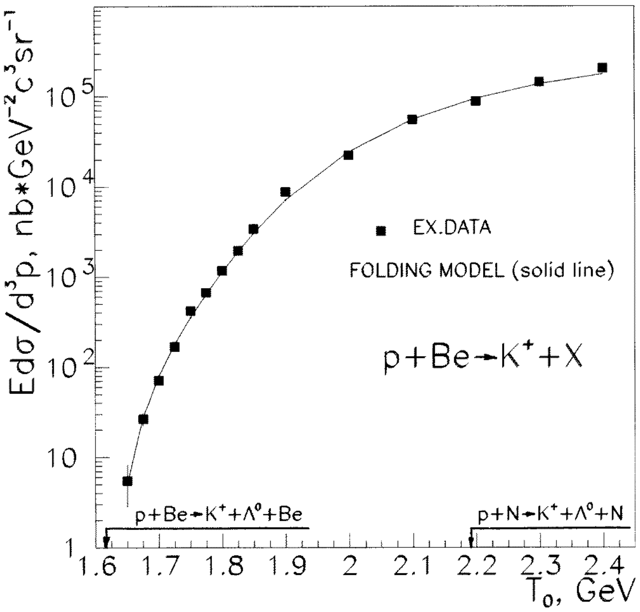


Abbildung 2.5: Invarianter Wirkungsquerschnitt der unterschwelligen Produktion von K^+-Mesonen mit dem Impuls von 1,28 GeV/c in Proton-^{9}Be-Stößen als Funktion der kinetischen Energie der Strahl-Protonen [Kis99]. Der rechte Pfeil zeigt die Schwellenenergie der Hochimpuls-K^+-Produktion in Proton-Nukleon-Stößen, der linke Pfeil die absolute Schwelle in Proton-^{9}Be-Stößen.

Kapitel 3

Das Spektrometer ANKE an COSY Jülich

3.1 Der Protonenbeschleuniger COSY

Das Forschungszentrum Jülich betreibt den Protonen-Beschleuniger COSY, der in Abbildung 3.1 dargestellt ist [Mai97]. Er dient Experimenten der Mittelenergiephysik und stellt Protonen in einem Energiebereich von 40 bis etwa 2600 MeV zur Verfügung. Er ist aus zwei geraden und zwei halbrunden Sektionen aufgebaut mit einer Gesamtlänge von 184 m. Entlang der Bahn befinden sich Dipol-, Quadrupol- und Sextupolmagnete, die den Strahl führen und fokussieren. Als Injektor dient das Zyklotron JULIC, das H^--Ionen aus einer Quelle auf 40 MeV beschleunigt. Nach Abstreifen der Elektronen (Stripping) werden die Protonen mit einer Energie von 40 MeV und einer Stromstärke von 10 μA in den COSY-Ring injiziert. Die injizierten Protonen besitzen eine Bunchstruktur von etwa 60 m Länge. Aus Raumladungsgründen kann die Ringfüllung den Wert von ca. $2 \cdot 10^{11}$ Protonen nicht übersteigen.

Um die Phasenraumdichte so weit wie möglich zu erhöhen, wird der Strahl auf zwei Arten gekühlt. Bis zu einer Energie von ca. 200 MeV kann die sogenannte *Elektronenkühlung* angewendet werden, bei welcher der Temperaturausgleich zwischen dem "heissen" Protonenstrahl und einem ebenfalls in den Ring injizierten, "kalten" Elektronenstrahl ausgenutzt wird. Ab einer Energie von ca. 800 MeV kommt die stochastische Kühlung zum Einsatz. Hierbei wird mittels Sensoren und gekoppelter elektrischer Felder ungefähr einen halben Umlauf weiter im Ring die transversale Orts- und Impulsausdehnung des Strahls minimiert.

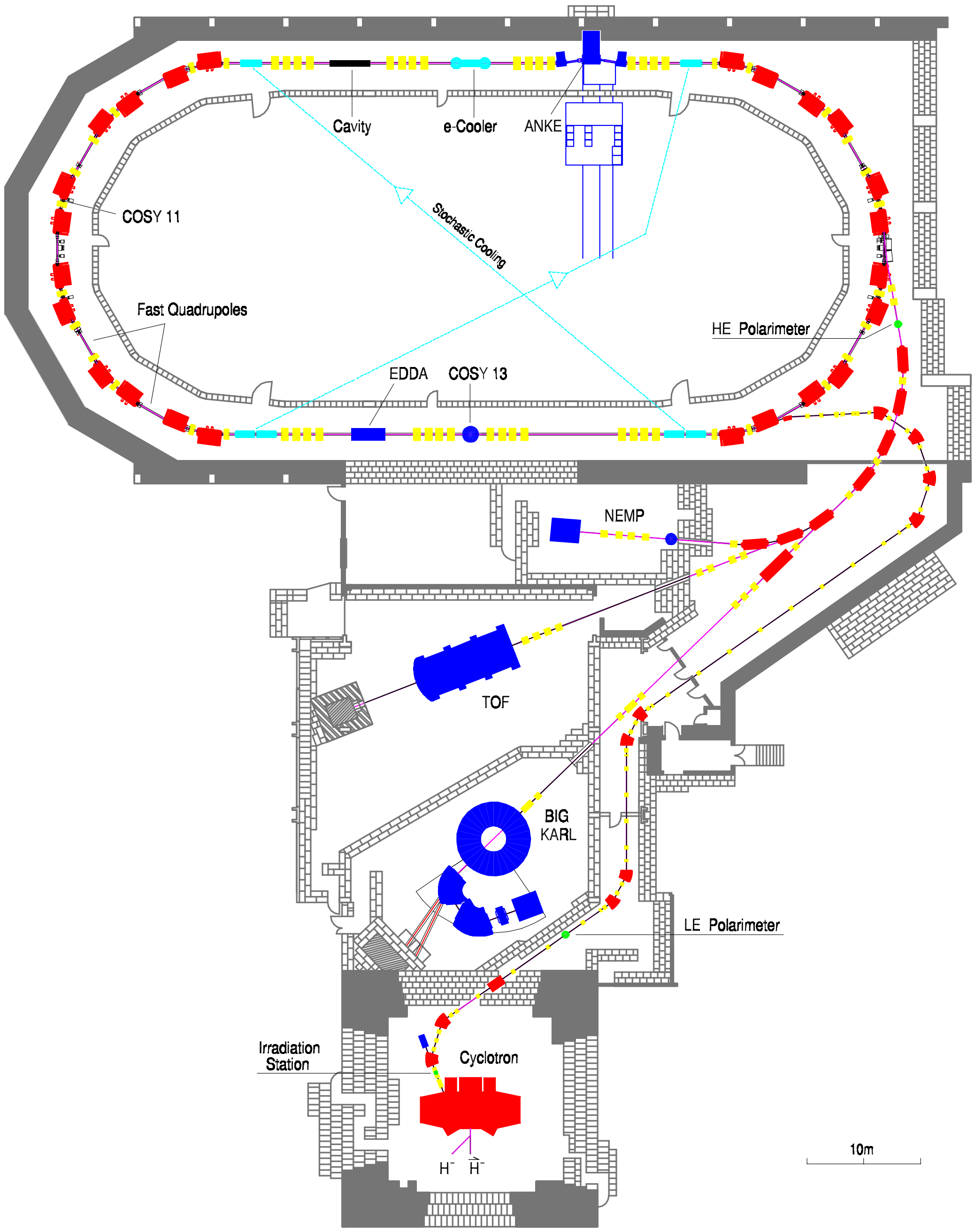
Experimente am Beschleuniger COSY können sowohl an internen als auch an externen Targetplätzen durchgeführt werden. Bei internen Targetplätzen durchquert der Strahl vielfach das Target, so daß man eine hohe Luminosität auch beim Verwenden von dünnen Targets erhält. Ein Vorzug bei der Verwendung dünner Targets liegt in der Verringerung des leptonischen Untergrundes, der proportional zum Quadrat der Targetdicke zunimmt [Kop99]. COSY bietet auch die Möglichkeit, polarisierte Protonen als Projektile zu verwenden. Damit lassen sich auch präzise Experimente zur Un-

tersuchung von Spin-Spin-Wechselwirkungen durchführen, wenn das Target ebenfalls polarisiert ist.
Folgende externe Experimentierplätze stehen derzeit zur Verfügung:

- *NEMP*, der Niederenergie-Meßplatz, für anwendungsorientierte Messungen.
- *TOF*, ein Flugzeit-Spektrometer mit großer Winkelakzeptanz speziell für die Untersuchung elementarer Prozesse.
- *BIG KARL*, ein Magnetspektrometer, mit welchem geladene Teilchen bis zu einem Impuls von maximal 1 GeV/c mit hoher Auflösung untersucht werden können.
- NESSI, Meßplatz für Spallationsexperimente.

Als interne Experimentierplätze existieren zur Zeit:

- *EDDA* für die präzise Vermessung der elastischen Proton-Proton-Streuung.
- *COSY 11*, das einen Dipol des COSY Rings als Spektrometermagnet nutzt und Mesonenproduktion in Schwellennähe in Proton-Proton- und Proton-Deuteron-Stößen untersucht.
- *COSY 13* zur Bestimmung der Lebensdauer von Λ-Hyperkernen.
- *ANKE*, welches für die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Studien genutzt wurde.



COoler - SYnchrotron COSY

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Cooler Synchrotron COSY Jülich. Abgebildet sind auch das Zyklotron JULIC, die externen Targetplätze BIG KARL, TOF sowie NEMP, die internen Targetplätze COSY 13, EDDA, COSY 11 sowie ANKE. Am Spektrometer ANKE sind die drei Ablenkmagnete mit der Detektorplattform und Elektronikplattform sowie die Schienen zur Bewegung des Systems für die Optimierung entsprechend der jeweiligen Messung angedeutet.

3.2 Das Spektrometer ANKE

Das Spektrometer ANKE (siehe Abbildung 3.2) befindet sich in einem der beiden geraden Abschnitte von COSY. In der jetzigen Ausbauphase (Stand Juli 1999) dient es hauptsächlich der Untersuchung von K^+-Ejektilen aus Proton-Nukleon-Stößen unterhalb der freien Nukleon-Nukleon-Schwelle. Der COSY-Strahl wird mittels der drei Dipolmagnete D1, D2, D3, vgl. Abbildung 3.2, aus seiner ursprünglichen Bahn in Richtung Target und wieder zurück in seine Bahn gelenkt. Die Feldstärken der ANKE-Magnete können separat von denjenigen im COSY-Ring eingestellt werden, da die ANKE-Magnete mit eigenen Stromversorgungsgeräten ausgerüstet sind. Der Nachweis von K^+-Mesonen geschieht mit einem dediziert gebauten Detektionssystem, welches im Abschnitt 3.3 beschrieben wird. Eine Übersicht über die weiteren Detektorsysteme und über die künftig geplanten Experimente sind in [ANK99] aufgeführt.

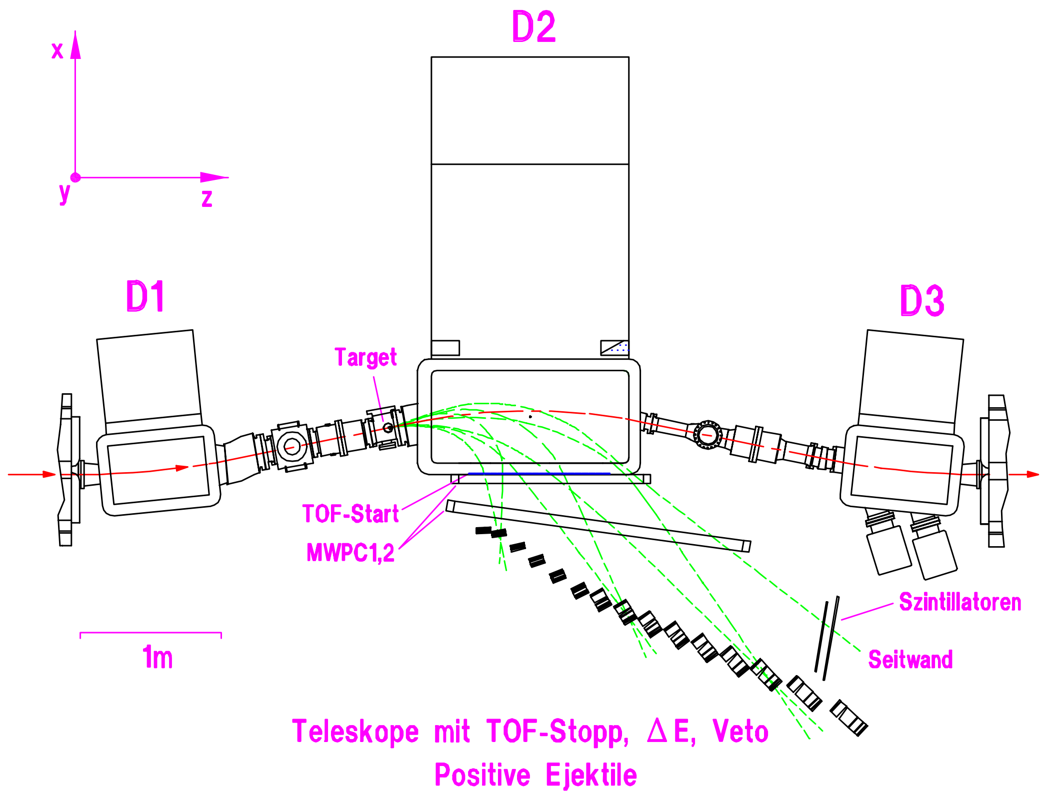


Abbildung 3.2: Das K^+-Mesonen-Nachweissystem des Spektrometers ANKE, bestehend aus den Drahtkammern MWPC1 und MWPC2, den Start-Zählern, den Teleskopen und der Seitwand. Das für die Spurrekonstruktion verwendete Koordinatensystem ist am linken oberen Rand eingezeichnet.

In einem kastenförmigen Magnetfeld herrscht beim Durchflug von geladenen Teilchen in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld ein Gleichgewicht zwischen Lorentz- und

Zentripetalkraft. Daraus ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen dem Krümmungsradius r, dem Impuls p, der magnetischen Flußdichte B sowie der Ladung q des Teilchens:

$$r = \frac{p}{qB} \tag{3.1}$$

Das Feld des Spektrometermagneten D2 von ANKE kann näherungsweise als kastenförmig angesehen werden[1]. Das Magnetfeld von D2 besitzt für die Ejektile, die in das K^+-Detektionssystem am seitlichen Austrittsfenster der Vakuumkammer des D2 abgelenkt werden, eine fokussierende Eigenschaft. Alle Bahnen der Ejektile mit gleichem Impulsbetrag und mit gleichem vertikalen Emissionswinkel jedoch verschiedenen horizontalen Emissionswinkeln treffen sich im einem Punkt. Die Vereinigung aller solcher Punkte bildet die sogenannte *Fokalfläche*. Wegen dieses Zusammenhangs läßt sich der Dreierimpuls aus Durchstoßwinkel und -ort durch die Fokalfläche bestimmen. Da zwischen dem Magneten und der Fokalfläche nur ein vernachlässigbares Streufeld herrscht, kann die Flugbahn eines Teilchen in diesem Bereich als geradlinig angenommen werden. Die Messung zweier Punkte mit den beiden oben erwähnten Drahtkammern erlaubt es nun, diese Gerade zu bestimmen.

Die im dünnen, internen Target entstehenden Teilchen werden im Laborsystem vorwiegend in Vorwärtsrichtung emittiert, falls es sich um eine schwellennahe Reaktion handelt. Anschließend werden sie durch den Spektrometermagneten D2 in Abhängigkeit von Ladung und Impuls in die verschiedenen Detektorsysteme von ANKE gelenkt. Um die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p}$ zu messen, muß der Viererimpuls des Teilchens am Entstehungsort bestimmt werden. Dazu muß der Dreierimpuls und die Teilchensorte bekannt sein. Der Dreierimpuls wird, wie bereits oben beschrieben, im Seitwärtsdetektor durch die Ortsmessung der Teilchenbahn nach dem Austritt aus dem Magnetfeld mittels der beiden Drahtkammern MWPC1 und MWPC2 ermittelt. Die Teilchenidentifikation erfolgt durch Flugzeitmessungen zwischen den Szintillationsdetektoren und Energieverlustmessungen in den Szintillationsdetektoren, wie weiter unten detailliert beschrieben wird.

3.3 Der Seitwärtsdetektor

Der Seitwärtsdetektor befindet sich in bezug auf die COSY-Strahlrichtung auf der rechten Seite des Magneten D2. In den Seitwärtsdetektor gelangen bei einem maximalen Magnetfeld von 1,57 T positiv geladene Ejektile mit Impulsen im Bereich von 150 bis 800 MeV/c. Die 23 Startzähler bestehen aus Plastik-Szintillatoren der Dimension $(0,5-2,0)\cdot 50\cdot 280$ mm^3 und befinden sich direkt am seitlichen Austrittsfenster aus 0,5 mm dicken Aluminium des Magneten D2. Sie sollen alle Teilchen nachweisen, die ohne Streuung durch die Öffnung der Polschuhe von D2 von 20 cm in den Seitwärtsdetektor treffen. Die Breite der Start-Zähler von 5 cm soll eine ausreichende Auflösung der

[1] Dabei ist nötig, die Ausdehnung des Magnetfeldes durch effektive Werte zu ersetzen, um Streufelder außerhalb des Magneten zu berücksichtigen.

Flugzeit ermöglichen und die Raten in den einzelnen Zählern auf ein akzeptables Maß reduzieren. Die Detektoren der 15 Teleskope an der Fokalfläche mit den Dimensionen $10\cdot(50-100)$ cm^2 weisen Teilchen mit Impulsen im Bereich von 150 bis 625 MeV/c nach. Die Höhen der Teleskope wurden so bestimmt, daß alle vom Target stammenden Teilchen detektiert werden können. Die Breite gewährleistet eine relative Impulsauflösung von ca. 10% pro Teleskop. Wegen der nachlassenden Fokussierungseigenschaften von D2 bei höheren Ejektilimpulsen wurde auf den Einsatz weiterer Teleskope verzichtet. Zwei Drahtkammern mit sensitiven Flächen von $35 \cdot 130$ cm^2 sowie $60 \cdot 196$ cm^2 sind zwischen den Startzählern und den Teleskopen positioniert. Weiterhin gehört die sogenannte Seitwand zum Seitwärtsdetektor, die aus 11 Szintillationszählern besteht. Hier sollen künftig Protonen im Impulsbereich von 625 bis 800 MeV/c nachgewiesen werden, die in Korrelation mit einem Kaon oder Pion in den Teleskopen auftreten.

Bei einer COSY-Strahlenergie von 1 GeV wird im Seitwärtsdetektor ein Produktionsverhältnis von Protonen zu Pionen zu Kaon von 10^6:10^5:1 erwartet [Bue92]. Diese Verhältnisse berücksichtigen sowohl die Produktionsquerschnitte aus Abbildung 1.2 als auch die Impuls- und Winkelakzeptanz des Seitwärtsdetektors. Folgende Kriterien des ANKE-Spektrometers helfen bei den K^+-Studien:

1. Großer Raumwinkel Ω von 50 msr.

2. Kurze Flugwege von 1,5 m – 4 m zwischen Target und Fokalfläche, die die Detektion von kleinen Impulsen ermöglichen.

3. Anordnung der Teleskope in der Fokalfläche von D2, so daß eine Auslegung als Reichweitenteleskope zur Teilchenidentifikation möglich ist.

4. Detektionsmöglichkeit der Zerfallsteilchen von Kaonen, die im Teleskop gestoppt werden.

5. Unterdrückung des Untergrundes durch einen schnellen Hardwaretrigger.

Den Aufbau eines Teleskops, das für die Unterdrückung der vom Target stammenden Pionen und Protonen optimiert ist, zeigt Abbildung 3.3. Zwischen den Start-Zählern und den Stopp-Zählern in den einzelnen Teleskopen wird die Flugzeit der Teilchen gemessen. Im Čerenkov-Zähler emittieren solche Teilchen Čerenkovlicht, deren reduzierte Geschwindigkeit β die Ungleichung $\beta > 1/n$ erfüllt, wobei n den Brechungsindex des verwendeten Materials kennzeichnet. Bei ANKE wird Plexiglas mit einem Brechungsindex von $n = 1,48$ verwendet, so daß Pionen ab einem Impuls von 300 MeV/c ausreichend Licht emittieren, um nachgewiesen zu werden. Deshalb werden erst ab Teleskop Nummer 7 Čerenkov-Zähler eingesetzt [Sne98]. Wichtige Bestandteile jedes Teleskops sind die sogenannten *Degrader* aus Kupfer. Der erste Degrader besitzt eine Keilform und erfüllt mehrere Aufgaben. Zum einen werden die im Target produzierten Protonen darin gestoppt, die bei gleichem Impuls im Vergleich zu Kaonen und Pionen wegen ihrer größeren Masse eine kleinere Geschwindigkeit und damit einem größeren

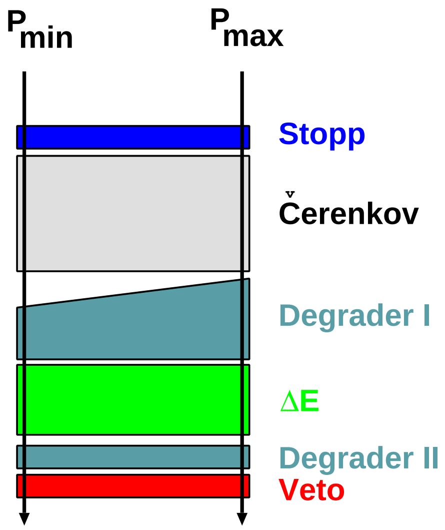


Abbildung 3.3: Querschnitt durch ein Teleskop. Ein Čerenkov-Zähler ist nur in den Teleskopen Nummer 7 bis Nummer 15 vorhanden. Der Ort des Durchgangs von Teilchen mit dem für dieses Teleskop minimalen und maximalen Impuls (bei Emission aus dem Target unter 0° bezüglich der Strahlrichtung) ist eingezeichnet.

spezifischen Energieverlust unterliegen. Zum anderen werden die Kaonen soweit abgebremst, daß der Energieverlust in den ΔE-Zählern durch den Bragg-Peak bestimmt wird. Die Keilform des ersten Degraders ist anhand von Simulationen mit dem Programmpaket GEANT [GEA94] dem von links nach rechts ansteigenden Teilchenimpuls optimal angepaßt [Fra96] [Sne98]. In vertikaler Richtung variiert die Dicke ebenfalls, um eine längere effektive Dicke bei schrägem Einfall zu kompensieren. Die Pionen bleiben wegen ihrer hohen Geschwindigkeit bzw. geringen Masse auch im ΔE-Zähler minimal ionisierend. Das Verhältnis der Energieverluste von Kaonen und Pionen, das im Stopp-Zähler bei ca. 2 liegt, hat sich im ΔE-Zähler auf ca. 5–6 erhöht. Die Kaonen werden wegen der Vavilov-Verteilung der Energieverluste entweder am Ende des ΔE-Zählers oder im zweiten Degrader gestoppt. Die Pionen durchqueren den zweiten Degrader und besitzen auch im Veto-Zähler noch minimal ionisierende Eigenschaften.

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Kanäle des K^+-Zerfalls [Rev96a].

K^+-Zerfallsmodus	Anteil
$\mu^+\ \nu_\mu$	63,51 %
$\pi^+\ \pi^0$	21,16 %
$\pi^+\ \pi^+\ \pi^-$	5,59 %
$\pi^0\ e^+\ \nu_e$	4,82 %
$\pi^0\ \mu^+\ \nu_\mu$	3,18 %

Die gestoppten Kaonen zerfallen mit einer mittleren Lebensdauer von 12,4 ns. Die wichtigsten Zerfallskanäle zeigt Tabelle 3.1. Die Detektion der Teilchen aus dem K^+-Zerfall im Veto-Zähler spielt bei der K^+-Identifikation eine wesentliche Rolle. Diese Teilchen erzeugen im Veto-Zähler ein verzögertes Signal relativ zu den Signalen der Teilchen, die das betreffende Teleskop durchqueren. Betrachtet man nur noch Ereignisse, deren Zeitsignale im Veto-Zähler mehr als 1,3 ns (10% der Lebensdauer der Kaonen) nach dem mittleren Zeitsignal der nicht gestoppten Teilchen auftreten, so verwirft man zwar etwa 10% der Kaonen, der Anteil des Untergrundes wird jedoch um 2 bis 3 Größenordnungen reduziert. Die auftretende Verzögerung des Zeitsignals der Myonen und Pionen aus dem Kaonzerfall kann somit als ein starkes Selektionskriterium benutzt werden. Diese Detektionsmethode besitzt den Nachteil, daß lediglich etwa ein Drittel der isotrop emittierten Zerfallsteilchen den Veto-Zähler des gleichen Teleskops erreichen.

Der erste Test mit einem Prototyp eines Teleskops für die K^+-Identifikation wurde am Institut für Theoretische und Experimentalphysik (ITEP) in Moskau mit der Reaktion $p+{}^9Be$ bei einer Strahlenergie von 2,9 GeV durchgeführt [Bue96]. Bei diesem Experiment wurde eine Unterdrückung der Pionen und Protonen um den Faktor 10^6 erreicht.

Die Plastikszintillatoren des Start- und Fokalflächenhodoskops werden an beiden Seiten von Photomultipliern ausgelesen. Um eine nach analytischen Überlegungen erforderliche Zeitauflösung von 600 ps Halbwertsbreite bei der Flugzeitmessung zu erzielen, werden eigens zu diesem Zwecke entwickelte sogenannte *Meantimer* und Diskriminatoren verwendet [Sle96]. Die Meantimer generieren den Mittelwert der Zeitsignale aus oberem und unterem Photomultiplier eines Szintillationsdetektors innerhalb von wenigen ns. Dieser Mittelwert ist unabhängig von dem Ort des Teilchendurchgangs im Detektor. Bei den K^+-Messungen wurden die Informationen der Meantimer von Start-, Stopp- und Veto-Zähler ausgelesen.

Die Meantimerinformation wird auch für die speziell für ANKE entwickelte Triggerelektronik [Sle96], dem sogenannten *schnellen Trigger*, benötigt. Dieser schnelle Trigger entscheidet innerhalb von 100 ns anhand der aufgetretenen Start-Stopp-Kombination, der aus den Meantimerinformationen berechneten Flugzeit zwischen Start- und Stopp-Zählern sowie der Energieverluste in den ΔE-Zählern, ob es sich bei einem Ereignis um Untergrund handelt. In diesem Falle wird das Ereignis verworfen, es verbleiben lediglich die K^+-Kandidaten. Weiterhin werden durch den schnellen Trigger nicht alle Start-Stopp-Kombinationen zugelassen, um die horizontale Akzeptanz von ANKE auf ca. $\pm 10^\circ$ zu beschränken. Bei Teilchen, die mit größeren horizontalen Emissionswinkeln das Target verlassen, sind die Fokussierungseigenschaften des Magneten D2 nicht mehr ausreichend. Die horizontale Winkelakzeptanz eines Start-Zählers beträgt in Bezug auf einem Stopp-Zähler etwa 2°. Durch Einschränkung der Start-Zähler, die mit einem Stopp-Zähler einen Trigger auslösen können, schließt man daher Teilchen aus, die einen horizontalen Winkel von mehr als 10° am Target besitzen. Insgesamt wird die Menge der zu speichernden Daten durch Anwendung des schnellen Triggers um den Faktor 400 reduziert.

Die Drahtkammern des Seitwärtsdetektors werden in Kapitel 4.1 näher beschrieben. Sie dienen zum einen bei Kenntnis des Magnetfeldes in D2 zur Bestimmung des Dreierimpulses eines Teilchens am Target. Dieser Impuls soll mit einer relativen Auflösung $\Delta p/p$ von ca. 2% für Kaonen ermittelt werden. Deshalb ist es nötig einen geringen Drahtabstand zu wählen, wodurch hohe Anforderungen an die Ausleseelektronik gestellt werden. Weiterhin sollen die Kammern hohe Teilchenraten von bis zu $10^5 s^{-1}$ verkraften, um Messungen mit hohen Luminositäten durchführen zu können. Zum anderen sind die Drahtkammern ein wichtiges Werkzeug zur Unterdrückung des Untergrundes, der nicht direkt vom Target kommt. Es handelt sich hierbei größtenteils um Protonen, deren Emissionswinkel am Target außerhalb der Winkelakzeptanz von ANKE liegt. Diese Protonen können an den Polschuhen von D2 gestreut werden und so dennoch in den Seitwärtsdetektor gelangen (Abbildung 3.4). Dieser Untergrund besitzt aber eine andere Korrelation zwischen dem Durchstoßpunkt in der ersten Drahtkammer und dem Winkel der Flugbahn zur zweiten Drahtkammer.

Das Datenaufnahmesystem basiert auf PCs [Har98], die wegen der ausgezeichneten Netzwerkfähigkeiten und der hohen Betriebssicherheit das Betriebssystem Linux verwenden. Das System erlaubt es, bis zu 10^4 Ereignisse pro Sekunde einzulesen und zu speichern.

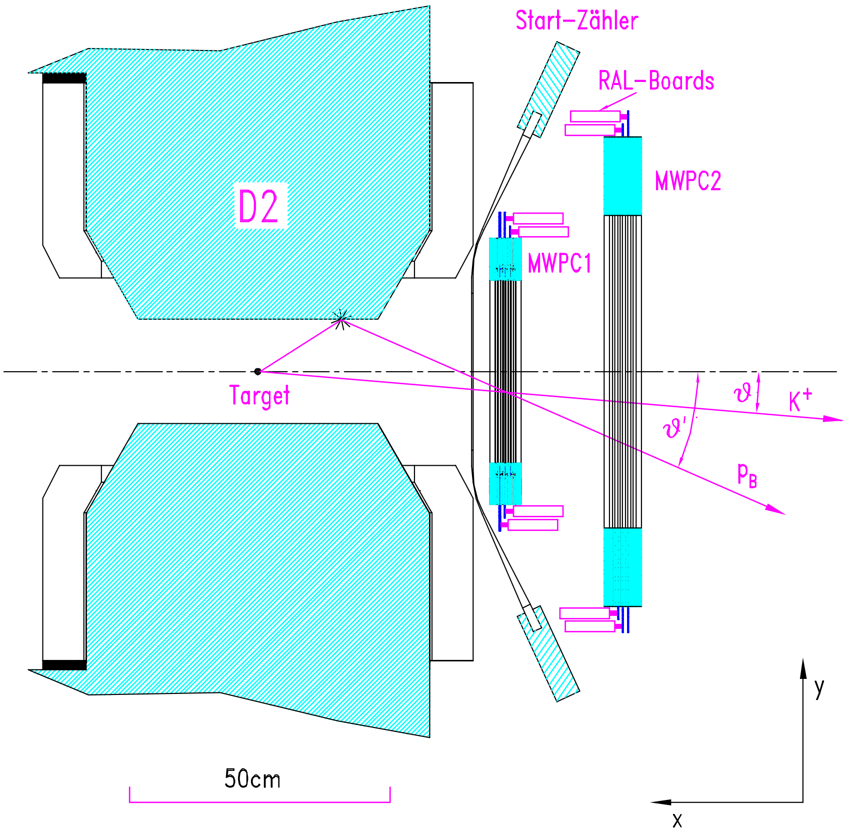


Abbildung 3.4: Ansicht der Drahtkammern MWPC1 und MWPC2 an ANKE in der xy-Ebene des verwendeten Koordinatensystems (Abbildung 3.2). Eingezeichnet sind Flugbahnen der Teilchen vom Target (K^+) und der Teilchen, die erst durch Streuung an den Polschuhen von D2 in den Seitwärtsdetektor gelangen (p_B). Durch die unterschiedliche Korrelation zwischen Flughöhe in MWPC1 und Winkel der Flugbahn relativ zu MWPC2 (ϑ für K^+ und ϑ' für p_B) lassen sich die Teilchen vom Target selektieren.

Kapitel 4

Das Auslesesystem der Drahtkammern

4.1 Die Drahtkammern zur K^+-Identifikation

Vieldrahtkammern werden zur Ortsbestimmung der Trajektorien geladener Teilchen in Experimenten eingesetzt. Durchfliegt ein geladenes Teilchen die mit Gas gefüllten Drahtkammern, so ionisieren sie das Gas. Die freigesetzten Elektronen werden in einem elektrischen Feld so stark beschleunigt, daß sie ihrerseits das Gas ionisieren. Es entsteht somit eine lawinenartige Ladungsverstärkung, die an der Anode bzw. Kathode abfließt und somit ein meßbares Signal erzeugt. Eine detaillierte Beschreibung von Drahtkammern ist in [Sau77] zu finden. Am Spektrometer ANKE werden im Seitwärtsdetektor wegen der zu erwartenden Teilchenrate von $10^5 s^{-1}$ und der Vielfachtreffer *Vieldraht-proportionalkammern* verwendet [Sne96][vHo96]. Die wichtigsten Eigenschaften der beiden im Forschungzentrum Rossendorf (FZR) gefertigten Drahtkammern MWPC1 und MWPC2 sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt, der Aufbau in Abbildung 4.1 dargestellt.

Tabelle 4.1: Die Eigenschaften der Vieldrahtkammern MWPC1 und MWPC2.

	MWPC1	MWPC2
Gasmischung	70% Ar : 30% CO_2	
Anzahl Anodenebenen	3	
Anordnung Anodendrähte	senkrecht und um jeweils $+30°$ und $-30°$ dazu geneigt	
Anodendrahtabstand	2,54 mm	
Abstand Anode-Kathode	5 mm	
Anzahl Anodendrähte	3·512	3·768
Anodenmaterial	20 μm dicke Wolframdrähte	25 μm dicke Wolframdrähte
Kathodenmaterial	18 μm dicke Mylarfolie	23 μm dicke Mylarfolie
Sensitive Fläche	35·130 cm^2	60·196 cm^2

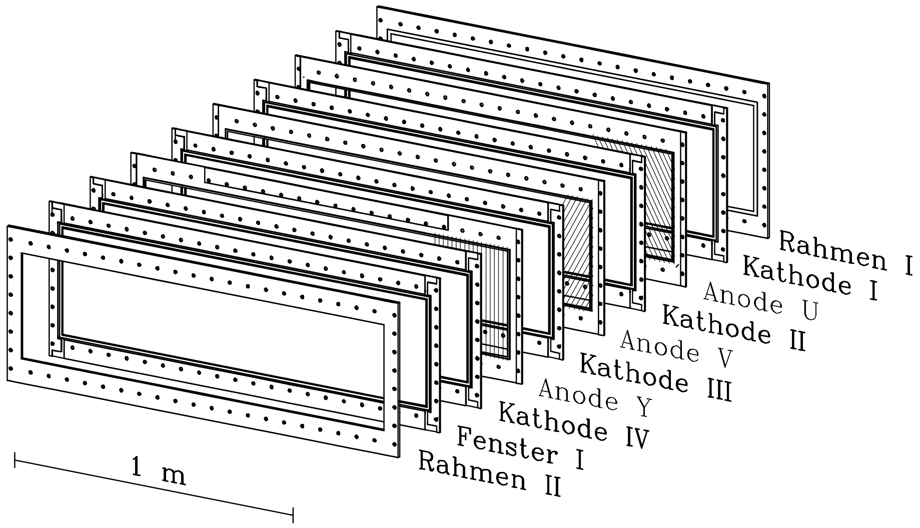


Abbildung 4.1: Der Aufbau der Vieldrahtkammern MWPC1 und MWPC2.

4.2 Die Ausleseelektronik

Die Vieldrahtkammern des Spektrometers ANKE besitzen zusammen ungefähr 10.000 Drähte, deren Signale ausgelesen werden müssen. Dies bedeutet, daß das Signal jedes einzelnen Drahtes verstärkt, verzögert, diskriminiert und zur weiterführenden Datenerfassung gesendet werden muß.

Ein hochintegriertes Auslesesystem wurde am Rutherford Appleton Laboratory (RAL, Großbritannien) entwickelt [Fre94]. Es besteht aus einem analogen und einem digitalen Chip. Der analoge Chip verstärkt und diskriminiert das Signal, während der digitale Chip das Signal verzögert und eine Datenreduktion vornimmt. Diese Datenreduktion geschieht durch das Weiterleiten nur solcher Drahtnummern, bei denen die ausgelesene Ladung bzw. der ausgelesene Strom über der eingestellten Diskriminatorschwelle liegt. Pro Ereignis sprechen nur ca. 1–2% der Anodendrähte an, somit wird eine Reduktion der Datenmenge um nahezu zwei Größenordnungen erreicht. Der nachfolgenden Datenerfassung werden neben den Drahtnummern keinerlei weitere Information über die Amplitude des Signals übermittelt.

Zwei unterschiedliche analoge Chips vom Rutherford Appleton Laboratory, RAL 118 sowie RAL 170, standen in der engeren Auswahl für den Einsatz am Spektrometer ANKE. Beide Chips können die Signale von 8 Drähten verarbeiten. Besonderes Augenmerk wurde bei den anschließenden Tests auf die Effizienz sowie das Übersprechen der Signale zwischen benachbarten Kanälen gelegt.

Für den Chip RAL 170 wurde eine Effizienz von mindestens 95% bestimmt [Jun96]. Es zeigte sich allerdings, daß bei steigender Kammerspannung bis zum Ende des Plateaus bei ca. 3000 V das Kammersignal vom ausgelesenen Kanal des Chips auf die benachbarten Kanäle immer häufiger überspricht (Abbildung 4.2). Für diese Untersuchungen wurde eine kollimierte ^{90}Sr-Quelle so positioniert, daß sie auf den Draht Nummer 5 gerichtet war. Bei einer Kammerspannung von 2600 V gibt die Verteilung der angesprochenen Kanäle in einem Chip RAL 170 noch die durch die Kleinwinkelstreuung verbreiterte Intensitätsverteilung der Quelle wieder. Bei 3000 V Spannung haben aber alle Kanäle eine annähernd gleiche Ansprechhäufigkeit. Es konnte aber ein Verfahren entwickelt werden, mit welchem sich das Originalsignal von den übergesprochenen Signalen trennen läßt. Hierbei wurde die Tatsache ausgenutzt, daß das Originalsignal zeitlich vor den übergesprochenen Signalen auftritt.

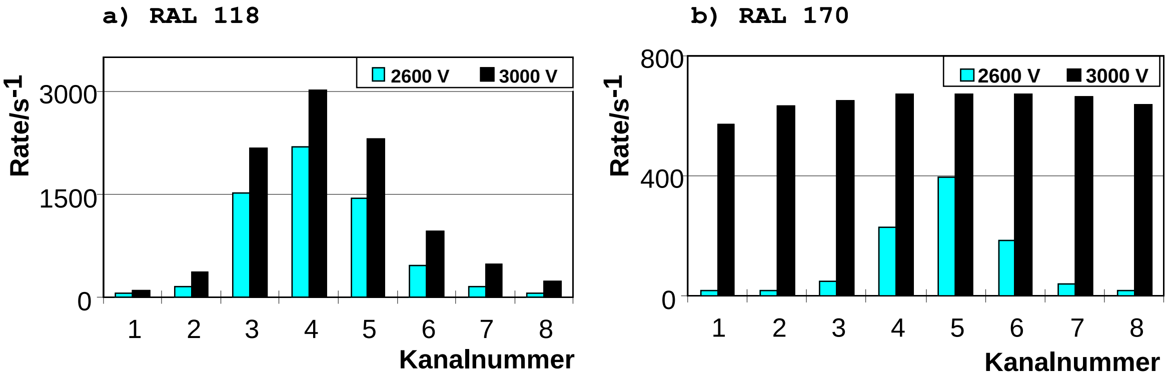


Abbildung 4.2: Übersprechen der Signale eines Chips auf benachbarte Kanäle bei verschiedenen Spannungen [Jun97]. **a)** RAL 118, **b)** RAL 170. Beim Chip RAL 118 erkennt man bei einer Kammerspannung von 2600 V sowie 3000 V die Strahlverteilung der verwendeten Quelle. Bei dem Chip RAL 170 tritt Übersprechen zwischen den Kanälen bei 3000 V auf, so daß die Ortsinformation der Drahtkammer verfälscht wird.

Beim Chip RAL 118 wurde zunächst mittels der ^{90}Sr-Quelle und einer Koinzidenzschaltung aus 8 Drähten der Kammer, die von einem Chip ausgelesen werden, und einem dahinter positionierten Szintillator die Effizienzkurve aufgenommen. Der Verlauf der Effizienzkurve spiegelt sehr gut das Ansprechverhalten der Kammer inklusive Plateau wieder (Abbildung 4.3), so wie es in [Sne96] mit analoger Elektronik gemessen wurde. Daß der Maximalwert dieser Kurve nicht 100% beträgt, liegt daran, daß ein Teil der leicht ablenkbaren β-Strahlen zwar den Szintillator trifft, jedoch an dem ausgelesenen Bereich der Kammer vorbeifliegt. Es zeigte sich auch fast kein Übersprechen der Signale zwischen benachbarten Kanälen des Chips [Jun97] (Abbildung 4.2). Anhand dieser Ergebnisse wurde für den Einsatz am Spektrometer ANKE der analoge Chip RAL 118 ausgewählt.

Bei dem digitalen Chip handelte es sich um den Chip RAL 111. Er verarbeitet Signale von 16 Drähten. Die Verzögerung der Signale wird durch ein 64-Bit-Schieberegister erreicht, das mit 50 MHz getaktet wird. Vier RAL 111 Chips sowie 8 RAL 118 Chips sind auf einer Platine untergebracht, so daß man mit einer Platine 64 Drähte einer

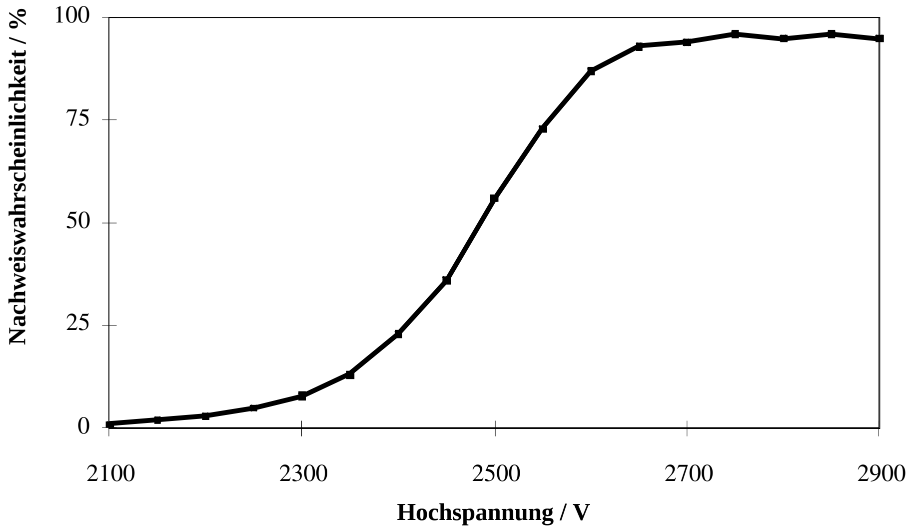


Abbildung 4.3: Effizienzkurve des Chips RAL 118. Die Form der Kurve sowie das Ausbilden eines Plateaus zu höheren Spannungen hin ist typisch für eine Vieldrahtkammer. Der Chip beeinflußt somit nicht das Ansprechverhalten der Drahtkammer, das in [Sne96] gemessen wurde. Durch das Verändern der internen Diskriminatorschwelle läßt sich aber der Beginn des Plateaus verschieben.

Drahtkammer auslesen kann. Diese Platine wird direkt auf die an der Kammer befindlichen Buchsen eingesteckt. Die Entwicklung und die Fertigung der Platinen fand in Zusammenarbeit des Forschungszentrums Rossendorf mit dem Zentrallabor für Elektronik (ZEL) des Forschungszentrums Jülich statt.

Die vollständig mit Elektronik bestückten Drahtkammern MWPC1 und MWPC2 wurden in ANKE eingebaut, und es wurden einige Detailoptimierungen im Bereich der Rauschunterdrückung vorgenommen. Anschließende Tests mit einer ^{90}Sr-Quelle vor Ort ergaben eine Effizienz von annähernd 100 % [Bor98]. Eine Beschreibung des gesamten Auslesesystems kann in [Erv98] nachgelesen werden.

4.3 Das Ausleseverfahren

Die im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Ausleseplatinen werden in verschiedenen Auslesegruppen angeordnet. Sie sind durch Flachbandkabel verbunden, und jede Gruppe ist mit einer V-Koppelkarte[1] abgeschlossen. Die erste Gruppe ist mit einer O-Koppelkarte abgeschlossen[2]. Diese Karte stellt die Verbindung zum CAMAC/FERA-Auslesemodul her (Abbildung 4.4). Es wurde eine optische und keine elektrische Verbindung gewählt, um das sehr sensible System nicht durch einkoppelnde elektrische

[1] *V* steht für Spannung, d.h. die Verbindung zwischen den Karten erfolgt elektrisch
[2] *O* steht für optisch, d.h. die Verbindung geschieht über Lichtsignale

Störungen auf der langen Verbindungsstrecke[3] zu beeinträchtigen. Jede Kammer verfügt über eine getrennte Ausleseeinheit.

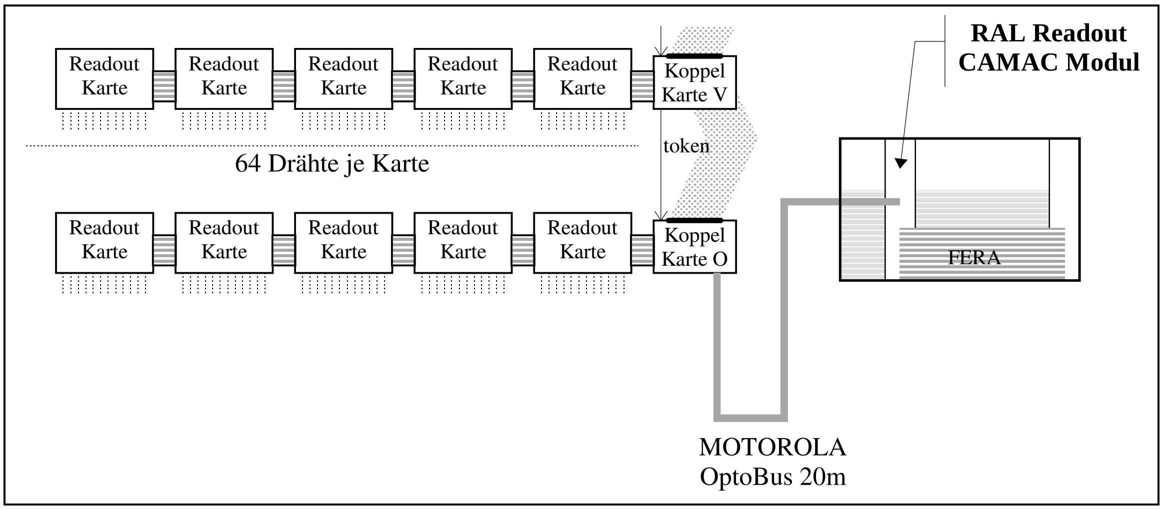


Abbildung 4.4: Anordnung und Verbindung der RAL-Auslesekarten. Bis zu 16 Auslesekarten, die jeweils 64 Kanäle besitzen, werden zu einer Gruppe zusammengefaßt. Die Gruppen werden mit Ausnahme der ersten durch eine V-Koppelkarte verbunden. Die letzte Gruppe stellt durch eine O-Koppelkarte die Verbindung zum CAMAC/FERA-Auslesemodul her.

Das CAMAC-Auslesemodul und die CAMAC-Kontrolleinheit sind Entwicklungen des ZEL des Forschungszentrums Jülich. Die Kontrolleinheit basiert auf einem handelsüblichen PC und kommuniziert mittels einer Ethernetverbindung mit den anderen an der Datenerfassung beteiligten Rechnern [Dro98]. Eine Beschreibung des gesamten Auslesesystems von ANKE ist in [Har98] zu finden.

Der Beginn und die Länge des Intervalls, in dem Signale der Drahtkammer aufgenommen werden, wird durch ein externes Strobesignal bestimmt. Innerhalb dieser Zeit werden alle Drähte der Kammern parallel ausgelesen. Die Nummern der Kanäle eines RAL 111 Chips, die während eines Auslesezyklus ein Signal erhalten haben, werden seriell in ein dem Chip zugewiesenes Schieberegister geschrieben. Hat ein Chip kein Signal erhalten, so wird eine Null in das Schieberegister geschrieben, so daß jeder RAL 111 Chip mindestens eine Zahl in das Schieberegister schreibt. Am Ende eines Auslesezyklus werden die einzelnen Schieberegister zu einer Kette zusammengeschlossen und nacheinander ausgelesen. Dies geschieht mit einer Frequenz von 20 MHz. Da dieser Auslesevorgang Signale auf die Drähte der Kammer oder auf die Kanäle der RAL 118 Chips induzieren kann, werden bis zu dessen Ende keine weiteren Daten aufgenommen. Die sich daraus ergebende Totzeit darf keinen negativen Einfluß auf die

[3] Die Entfernung an ANKE zwischen den Drahtkammern und dem CAMAC/FERA-Auslesemodul beträgt 20 m

Effizienz des restlichen Systems haben. Gegebenenfalls muß jede Kammer mit mehreren Ausleseeinheiten bestückt werden. Sei τ der Beitrag eines Ereignisses zur Totzeit. Der Minimalwert τ_{min} wird erreicht, wenn kein Draht ein Signal sieht, der Maximalwert τ_{max}, wenn alle Drähte ein Signal sehen.

1. MWPC1: 1536 Drähte $\Rightarrow$ 96 RAL111 Chips $\Rightarrow$

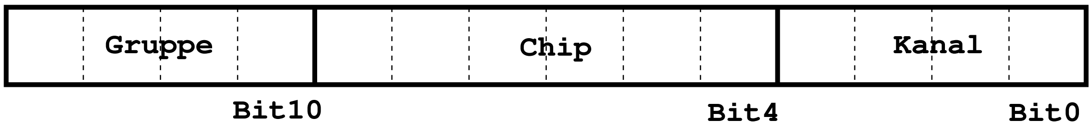
$$\tau_{\min} = 96 \cdot 50\mathrm{ns} = 4,8\mu\mathrm{s} \qquad \tau_{\max} = \tau_{\min} \cdot 16 = 76,8\mu\mathrm{s}$$

2. MWPC2: 2304 Drähte $\Rightarrow$ 144 RAL111 Chips $\Rightarrow$

$$\tau_{\min} = 144 \cdot 50\mathrm{ns} = 7,2\mu\mathrm{s} \qquad \tau_{\max} = \tau_{\min} \cdot 16 = 115,2\mu\mathrm{s}$$

Bei einem typischen Ereignis werden pro Drahtkammer nicht mehr als 100 Drähte ansprechen. Dem entspricht dann eine Totzeit von maximal 15 μs. Dieser Wert führt nicht zu Effizienzverlusten des restlichen Systems, so daß es nicht nötig erscheint, jede Kammer mit mehr als einem Modul auszulesen.

Die Information der Drahtkammer, welcher Draht ein Signal gesendet hat, wird als 14-Bit-Wort in den Datenstrom geschrieben. Die Bedeutung der einzelnen Bits illustriert das folgende Schema:



Kanal, Bit 0–3	: Nummer des Kanals innerhalb des RAL111 Chips (0–15)
Chip, Bit 4–9	: Nummer des RAL111 Chips innerhalb der Gruppe (0–63)
Gruppe, Bit 10–13	: Nummer der Gruppe (0–14, 15 reserviert)

Für die Online- und Offline- Analyse muß die Drahtkammerinformation allerdings als Drahtnummer verfügbar sein. Dafür wurde eine Routine entwickelt und in die Analysesoftware integriert, die für den Benutzer unsichtbar Kanalnummern in die zugehörigen Drahtnummern umwandelt. Diese Routine ist modular und kann auf eine beliebige Anzahl von Drahtkammern erweitert werden.

Kapitel 5

Analyse der Drahtkammerinformation

Die Flugbahn eines Teilchens nach dem Verlassen des Magneten D2 wird im Seitwärtsdetektor anhand der Durchstoßpunkte mit den beiden Drahtkammern MWPC1 und MWPC2 bestimmt. Außerhalb von D2 herrscht ein vernachlässigbar kleines Magnetfeld, so daß die Flugbahn als geradlinig angenommen werden kann. Beide Drahtkammern bestehen aus jeweils drei sensitiven Anodendrahtebenen. Die folgende Tabelle zeigt die Anordnung der Drähte in den Anodenebenen, wenn man vom Magneten D2 auf die Drahtkammern blickt.

Tabelle 5.1: Anordnung der Drähte in den Ebenen von MWPC1 und MWPC2. Die Neigung von +30° und -30° ist jeweils relativ zu der senkrecht angeordneten Ebene angegeben.

MWPC1			MWPC2		
Ebene 1	Ebene 2	Ebene 3	Ebene 1	Ebene 2	Ebene 3
+30°	-30°	90°	90°	+30°	-30°

Aus der Information, welche Drähte in den Ebenen bei einem Teilchendurchflug ein Signal liefern, läßt sich der Raumpunkt bestimmen, in dem das Teilchen die Drahtkammer durchflogen hat. Die Koordinaten werden zunächst im lokalen Kammersystem ermittelt. Die x-Achse und y-Achse dieses Koordinatensystems sind parallel zu den entsprechenden Achsen des ANKE-Koordinatensystems (Abbildung 3.2). Die z-Achse des lokalen Kammersystems ist parallel zu den sensitiven Flächen. Somit ist die z-Achse von MWPC2 gegenüber der z-Achse des ANKE-Systems gedreht. Der Ursprung des lokalen Koordinatensystems wird in die Mitte der zentralen Ebene gelegt. Damit ist die x-Koordinate jeder Ebene festgelegt, die y-, bzw. z-Koordinate muß aus den Drahtnummern bestimmt werden. Die Positionen der einzelnen Drähte im lokalen Koordinatensystem wurden im Forschungszentrum Rossendorf vor Beginn der ersten Strahlzeit vermessen. Aus der Kenntnis der Drahtnummern kann man den Schnittbereich mit einer Teilchenbahn in jeder Ebene auf eine Gerade beschränken. Eine Ebene der Kammern besitzt parallel zu der y-Achse gespannte Drähte. Daraus kann direkt die z-Koordinate bestimmt werden. Die y-Koordinate ergibt sich aus dem Schnittpunkt der beiden Geraden aus den geneigten Ebenen. Aus diesem Schnittpunk läßt sich die z-Koordinate ein zweites Mal bestimmen. Die beiden, unabhängig voneinander bestimmten z-Koordinaten stimmen bei einem Teilchendurchgang sehr gut überein. Ihre Differenz bestimmt die sogenannte *innere Auflösung* der Vieldrahtkammer [vHo96]. Offensichtlich muß man vor der Koordinatenbestimmung wissen, welche Drahtnummern in den drei Ebenen zu demselben Teilchendurchflug gehören.

Häufig kommt es jedoch vor, daß pro Auslesezyklus mehr als ein Draht in jeder Ebene ein Signal liefert. Folgende Gründe können dafür verantwortlich sein:

- Durchflug von mehreren Teilchen,
- schräger Teilchendurchflug,
- Rauschereignisse, die entweder in der Kammer selbst oder in der Elektronik entstehen.

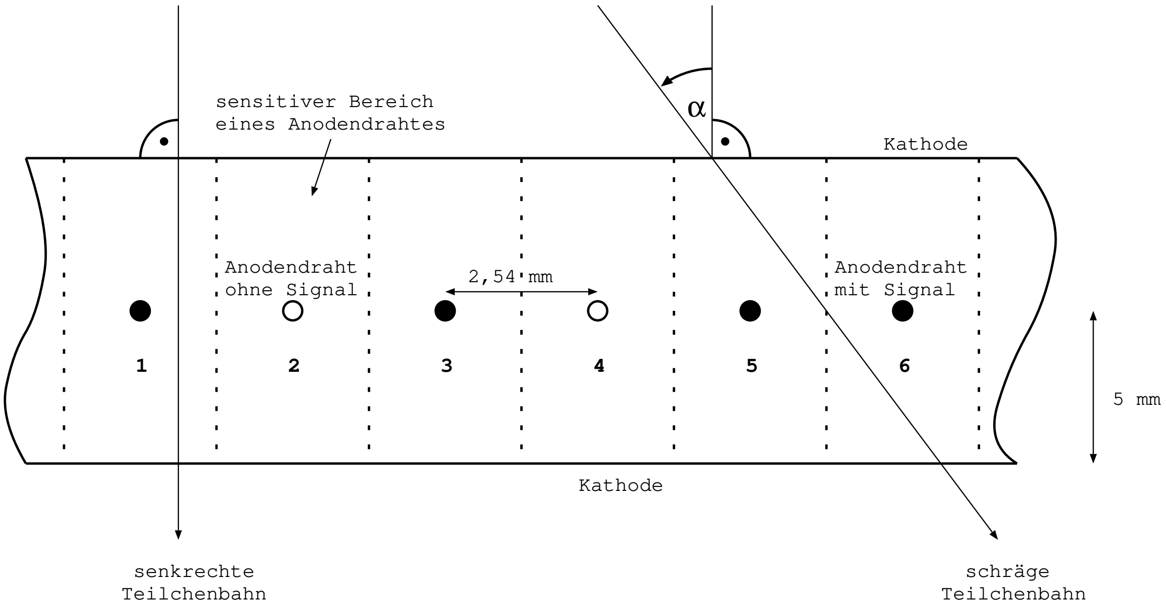


Abbildung 5.1: Entstehung von Mehrfachtreffern in einer Ebene einer Vieldrahtkammer.

In Abbildung 5.1 sind diese Fälle veranschaulicht. Durch den sensitiven Bereich von Draht Nummer 1 fliegt ein Teilchen senkrecht zur Kathodenebene. Dieser Draht liefert dadurch ein Signal. Die sensitiven Bereiche von Draht Nummer 5 und Draht Nummer 6 werden von einem Teilchen unter einen Winkel α zur Kathodenebene durchflogen und liefern ein Signal. Draht Nummer 3 liefert ein Signal, ohne daß ein Teilchen durch dessen sensitiven Bereich geflogen ist. Hierbei handelt es sich um ein Rauschereignis.

Nebeneinander liegende Drähte, die wie Draht Nummer 5 und Draht Nummer 6 ein Signal geliefert haben, werden als *Drahtcluster* oder auch nur *Cluster* bezeichnet. Bei Clustern handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um Drähte, deren Signale durch dieselbe Ursache entstanden sind, z.B. schräger Teilchendurchflug oder Rauschen, das sich über mehrere Drähte erstreckt.

Bei Clustern, die aus mehr als zwei Drähten bestehen, kann es vorkommen, daß Drähte innerhalb des Clusters kein Signal liefern, obwohl der zugehörige sensitive Bereich von einem Teilchen durchflogen wurde. Diese dann beobachteten beiden Drahtcluster gehören physikalisch zu demselben Cluster. Dies wurde bei einer Testmessung mit MWPC1 am Spektrometer BIG KARL an COSY festgestellt [Sne96][vHo96]. Ein Grund dafür kann die geringe aber endliche Ineffizienz der Kammer sein. Ein weiterer Grund kann die Wirkungen der sich beeinflussenden Ladungslawinen benachbarter Drähte sein. Die genaue Ursache ist jedoch noch nicht restlos geklärt worden.

Um aus der Menge der Drahtnummern, die ein Signal geliefert haben, die Koordinaten des Teilchendurchflugs zu bestimmen, müssen folgende Schritte durchgeführt werden:

1. Rauschereignisse aussortieren,
2. Identifikation der benachbarten Cluster, die physikalisch zu demselben Cluster gehören,
3. Zuordnung der zu einem Teilchendurchgang gehörenden sechs Cluster aus den sechs Ebenen.

Diese Schritte werden in den nachfolgenden Abschnitten näher erläutert.

5.1 Aussortieren der Rauschereignisse

Rauschereignisse lassen sich identifizieren, wenn etliche Drähte zwischen ihnen und den Clustern liegen, die von einem Teilchendurchgang erzeugt werden. Trifft dies nicht zu, ist es schwierig zu entscheiden, welches Cluster durch Rauschen und welches durch den Teilchendurchgang entstanden ist. Am ANKE-Spektrometer hilft aber die Tatsache, daß man die Informationen der Szintillationsdetektoren ausnutzen kann. Fliegt ein Teilchen durch eine bestimmte Start-Stopp-Kombination, so ist der Bereich, in dem es die Kammern kreuzen kann, wohldefiniert. Abbildung 5.2 zeigt diesen Fall für zwei verschiedene Start-Stopp-Kombinationen. Die Flugbahnen der Teilchen vom Target, die durch eine der beiden Kombinationen fliegen, wurden mit dem Programmpaket GEANT [GEA94] simuliert und in die xz-Ebene projiziert. Der von den Teilchen überstrichene Bereich wird *horizontaler Korridor* genannt. Innerhalb der Drahtkammern können demzufolge bei einem Teilchendurchgang nur Drähte ansprechen, die im Schnittbereich des horizontalen Korridors mit den einzelnen Ebenen liegen.

Zum Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Experimentdaten wählt man Ereignisse aus, in denen jeweils nur ein Start- und ein Stopp-Zähler ein Signal liefern.

Um Mehrdeutigkeiten in der Drahtkammer zu vermeiden, beschränkt man die Zahl der Cluster pro Ebene auf eins. Da die Kammern eine hohe Effizienz besitzen, können Rauschereignisse nur auftreten, wenn eine Ebene an der Stelle des Teilchendurchflugs ineffizient ist und gleichzeitig an einer anderen Stelle der Ebenen ein Cluster durch Rauschen auftritt. In Abbildung 5.3 sind für verschiedene Start-Stopp Kombinationen die Clusterzentren in der senkrechten Ebene der ersten Drahtkammer aufgetragen. Man erkennt in jedem Spektrum einen schmalen Bereich, in dem fast die gesamte Anzahl der Clusterzentren liegt. Dieser Bereich wird *erlaubter Bereich* einer Start-Stopp-Kombination genannt. An den Rändern des erlaubten Bereichs ändert sich die Zählrate deutlich, von 10% auf 75% des Maximalwertes innerhalb von 5 Drähten. Somit ist der erlaubte Bereich sehr scharf definiert.

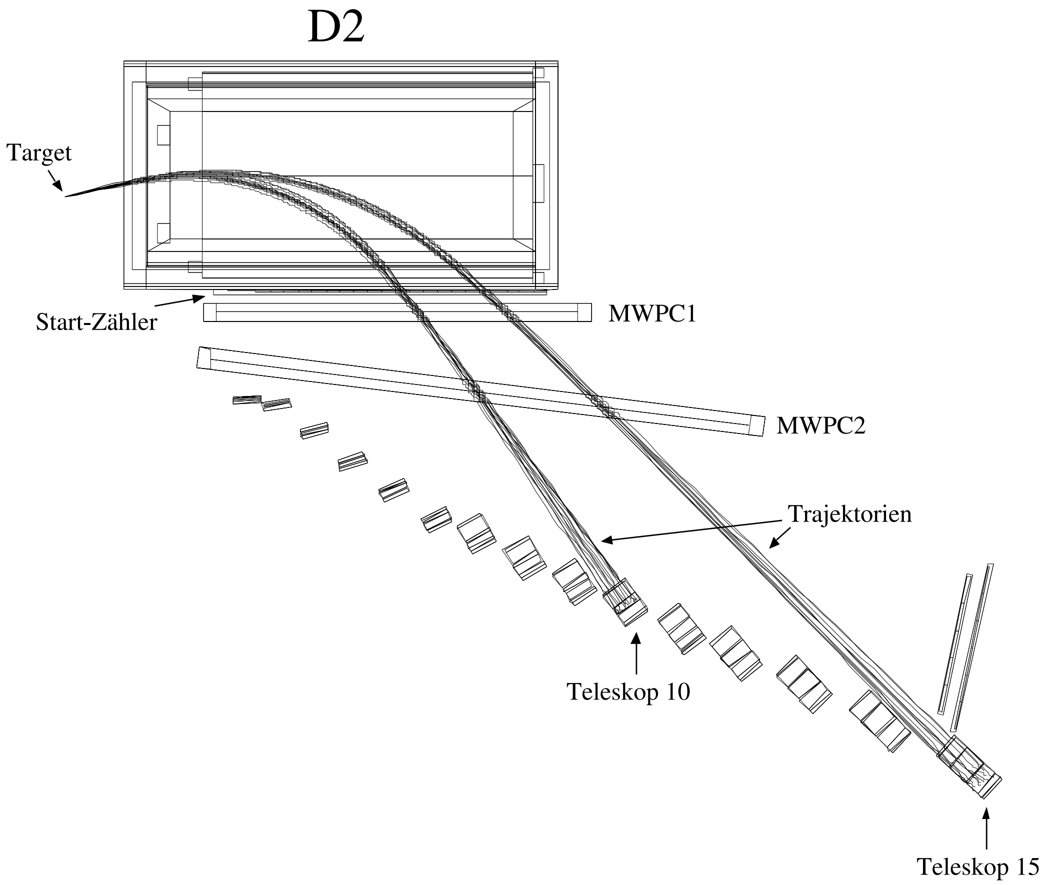


Abbildung 5.2: Simulierte Trajektorien der vom Target stammenden Teilchen, die durch Startzähler 13 und Teleskop 10 bzw. Startzähler 19 und Teleskop 15 fliegen [Bue99]. Aufgrund der Geometrie können die Trajektorien nur einen sehr eingeschränkten Bereich in beiden Drahtkammern überstreichen.

Als 10%-Breite dieser Verteilung (d.h. die Differenz der Drahtnummern, bei welchen die Zählrate nur noch 10% von jener im Maximum der Verteilung beträgt) erhält man für jede der drei Start-Stopp-Kombinationen 21 Drähte. Bei einem Drahtabstand von 2,54 mm entspricht dies einer Breite von 5,1 cm. Dies stimmt ungefähr der Breite von 5 cm eines Start-Zählers überein. Der Abstand von MWPC1 zu den Start-Zählern beträgt nur 7 cm. Auf dieser kurzen Strecke ist der Beitrag der Kleinwinkelstreuung gering, so daß der überstrichene Bereich in der Drahtkammer die Projektion der Breite des Start-Zählers entlang der geradlinigen Trajektorie zu dem ausgewählten Stopp-Zähler darstellt. Die Verschmierung der Ränder dieser Projektion stammt einerseits von der geringen aber endlichen Kleinwinkelstreuung. Ein weiterer Grund dafür ist die Forderung, daß nur ein Start-Zähler ein Signal liefern soll. Manche Trajektorien durchqueren zwei benachbarte Start-Zähler. Dies geschieht im Bereich der sich gegenüberliegenden Ränder der Start-Zähler. Solche Ereignisse tauchen aber wegen der Forderung nach nur einem angesprochenen Start-Zähler in diesem Spektrum nicht auf, so daß die Zählrate in den Randbereichen reduziert wird. Als quantitative Definition des erlaubten Bereichs in dieser Ebene wählt man die 10%-Breite zu jeder Seite um jeweils 5 Drähte erweitert. Außerhalb des so festgelegten erlaubten Bereichs, das sind 95% der Ebene, befinden sich homogen verteilt ca. 1–2% der gesamten Ereignisse. Dies spricht mit hoher Wahrscheinlichkeit dafür, daß es sich um Rauschereignisse handelt. Bei der Ereignisanalyse werden deshalb Clusterzentren außerhalb des erlaubten Bereichs verworfen.

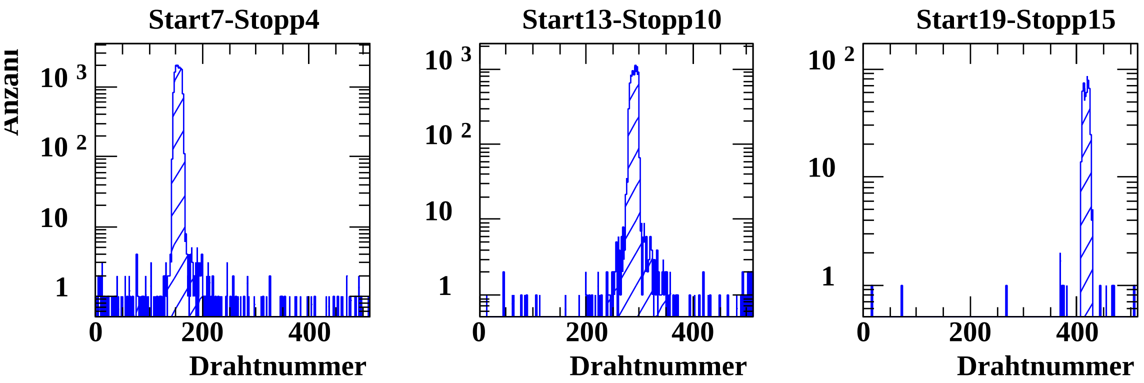


Abbildung 5.3: Verteilung der Clusterzentren der Teilchen vom Target in der senkrechten Ebene von MWPC1 für verschiedene Start-Stopp Kombinationen. Mehr als 98% der Clusterzentren liegen in einem ca. 5 cm breiten Bereich, dem *erlaubtem Bereich*. Bei den restlichen, nahezu homogen über die Ebene verteilten Clusterzentren handelt es sich um Rauschereignisse. Es werden nur solche Ereignisse betrachtet, bei denen lediglich ein Cluster in jeder Ebene vorhanden ist.

Diese Überlegungen treffen für alle Ebenen zu, wie Abbildung 5.4 zeigt. Darin sind als Beispiel die Verteilungen der Clusterzentren für alle sechs Ebenen bei Auftreten der Start13-Stopp10-Kombination dargestellt. Die 10%-Breiten der beiden geneigten Ebenen von MWPC1 betragen 59 Drähte, der erlaubte Bereich somit 69 Drähte. Durch die Neigung der Drähte trägt auch die Höhe der Start-Zähler zu dieser Breite bei. Der

Abstand der Drähte in diesen Ebenen beträgt entlang der y-Achse 5,1 mm, entlang der z-Achse 2,9 mm. Die Höhe der Startzähler beträgt zwar 28 cm, jedoch bestimmt der Abstand von 20 cm der Polschuhe von D2 die Akzeptanz. Dieser Höhe von 20 cm entsprechen 40 Drähte in den geneigten Ebenen. Die Breite von 5 cm überstreicht weitere 17 Drähte. Aus dem Abstand von Start-Zähler und MWPC1 von 7,6 cm ergeben sich bei einer vertikalen Akzeptanz von 7° weitere 2 cm in der y-Richtung, was 4 Drähten entspricht. Bei Abwesenheit der Kleinwinkelstreuung sollte die Breite ca. 61 Drähte betragen. Mit dem erlaubten Bereich von 69 Drähten sollten damit nahezu alle Teilchen vom Target erfaßt werden.

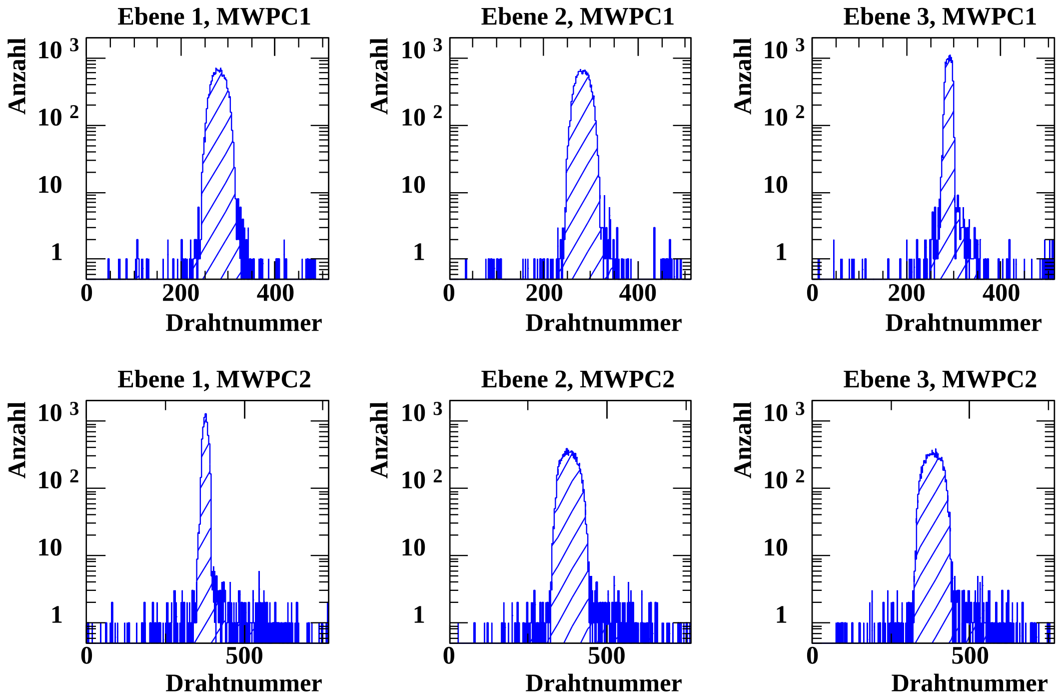


Abbildung 5.4: Verteilung der Clusterzentren der vom Target stammenden Teilchen in allen sechs Ebenen von MWPC1 und MWPC2. Es wird nur die Kombination Start13-Stopp10 berücksichtigt, die Anzahl der Cluster pro Ebene und Ereignis ist auf eins beschränkt.

Die 10%-Breiten der geneigten Ebenen von MWPC2 betragen ca. 100 Drähte. Diesen Wert bestimmen neben Höhe und Breite des Start-Zählers auch Höhe und Breite des Stopp-Zählers, die Entfernung der Ebene von den Start-Zählern, der Drehwinkel der Kammer um die y-Achse sowie wegen der langen Flugstrecke von 131 cm zwischen dem betrachteten Start- und Stopp-Zähler die Kleinwinkelstreuung. Die 10%-Breite der senkrechten Ebene von MWPC2 beträgt 40 Drähte. Dies entspricht einer Breite von 10 cm und damit genau der Breite eines Stopp-Zählers.

Der wahre Vorteil der beschriebenen Methode der Nutzung von Korridoren für die Auswahl der Kammersignale zeigt sich, wenn man die Verteilung der Clusterzentren beim Ansprechen einer Start-Stopp-Kombination ohne die Einschränkung betrachtet, daß nur ein Cluster pro Ebene vorhanden sein soll. Abbildung 5.5 zeigt dies für jede Ebene für die Kombination Start-Zähler Nummer 13 und Stopp-Zähler Nummer 10. Die Form der Spektren ist die gleiche wie in Abbildung 5.3, jedoch befinden sich außerhalb des erlaubten Bereichs mit ca. 15% deutlich mehr Ereignisse. Dieses Rauschniveau von 15% kann man lediglich durch Ausnutzen von Geometrie-Eigenschaften identifizieren und aussondern, d.h. ohne Anwendung von Methoden der Kombinatorik, wie in Abschnitt 5.3 beschrieben.

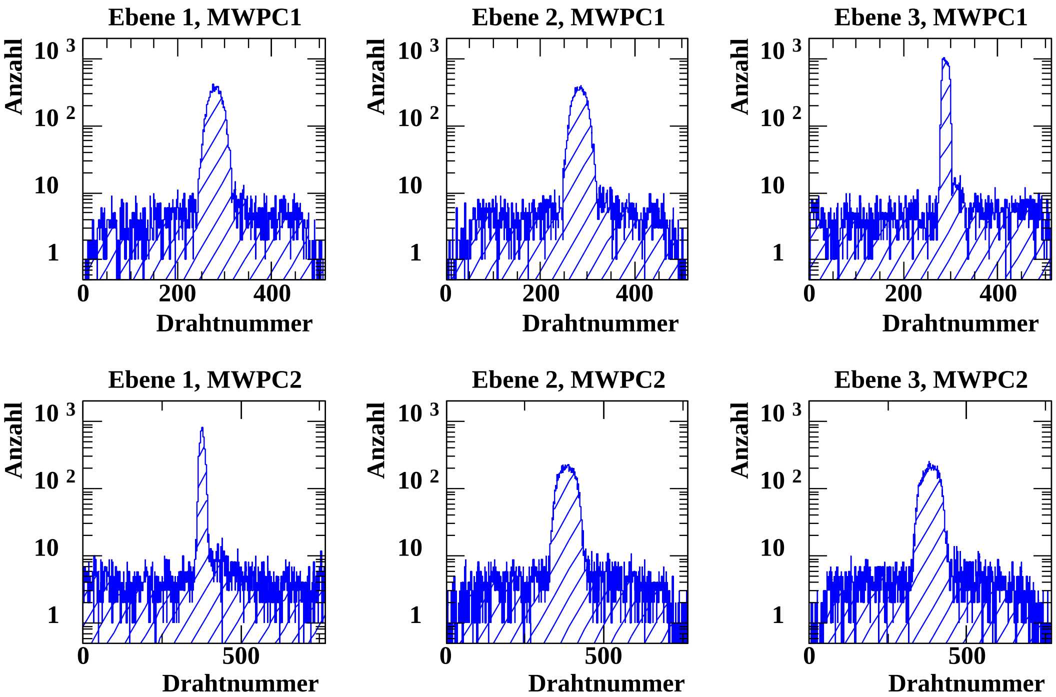


Abbildung 5.5: Verteilung der Clusterzentren in allen Ebenen von MWPC1 und MWPC2 für die Kombination Start13-Stopp10. Die Anzahl der Cluster in einer Ebene pro Ereignis ist nicht beschränkt. Der Untergrund außerhalb des erlaubten Bereichs ist ca. 10 mal höher als bei Ereignissen mit nur einem Cluster pro Ebene (Abbildung 5.3).

Während die erlaubten Bereiche in den senkrechten Ebenen nur 6% in MWPC1 und 6,5% in MWPC2 der Gesamtebene betragen, nehmen die erlaubten Bereiche der geneigten Ebenen 13,5% in MWPC1 und 14,5% in MWPC2 ein. Damit steigt auch der Anteil der Rauschereignisse im erlaubten Bereich der geneigten Ebenen auf das ca. 2,3 fache des Anteils im erlaubten Bereich der senkrechten Ebenen. Nutzt man jedoch die Korrelationen zwischen den Clusterzentren der geneigten Ebenen einer Kammer, so läßt sich dieser Faktor durch Definition von *erlaubten Korrelationen* verkleinern. Abbildung 5.6 zeigt für die Kombination Start13-Stopp10 ein Beispiel für eine erlaubte und eine nicht erlaubte Korrelation für MWPC1. Abbildung 5.7 zeigt die Verteilung der Paare der Clusterzentren in den geneigten Ebenen einer Kammer. Um Mehrdeutigkeiten zu vermeiden, werden nur Ereignisse mit einer bestimmten angesprochenen Start-Stopp-Kombination sowie mit nur jeweils einem Cluster in jeder geneigten Ebene betrachtet (Abbildung 5.4). Die nur durch die erlaubten Bereiche vorgegebene Fläche besitzt eine nahezu quadratische Form. Innerhalb des Quadrats gibt es einen rechteckigen Bereich, in dem sich der Großteil der Clusterzentren befindet. Bei den außerhalb des Rechtecks liegenden Clusterzentren handelt es sich um Rauschereignisse. Die Seiten des Rechtecks sind um 45° zu den Seiten des Quadrats gedreht. Das Verhältnis der Fläche des Quadrats zu der Fläche des Rechtecks besitzt ungefähr den Wert 2,3. Somit kann man das Rauschen in einer geneigten Ebene um den Faktor $\sqrt{2,3} \simeq 1,5$ reduzieren.

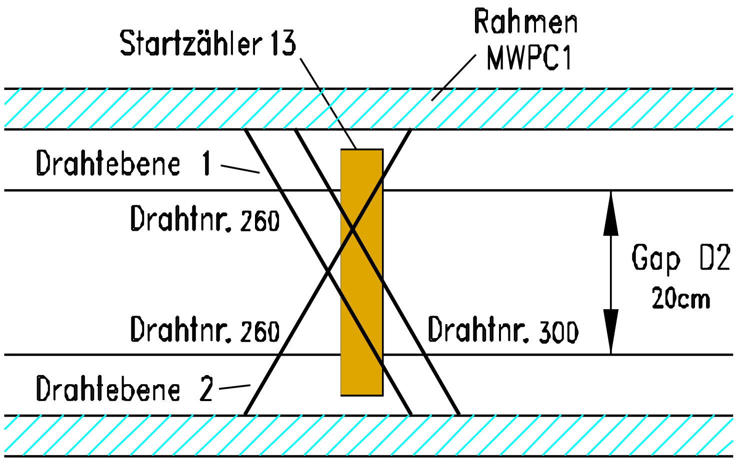


Abbildung 5.6: Blick von Teleskop Nummer 10 auf Start-Zähler Nummer 13. Bei Teilchen, die die Kombination Start13-Stopp10 durchfliegen, können in der Ebene 1 von MWPC1 die Drahtnummern 260 und 300 und in der Ebene 2 die Drahtnummer 260 Signale liefern. Die Korrelation zwischen Ebene 1, Drahtnummer 260 mit Ebene 2, Drahtnummer 260 befindet sich jedoch nicht innerhalb des durch Start-Zähler 13 abgedeckten Bereichs und kann somit nicht von einem Teilchendurchflug stammen. Dagegen ist die Korrelation zwischen Ebene 1, Drahtnummer 300 mit Ebene 2, Drahtnummer 260 beim Teilchendurchflug möglich. Im vorliegenden Fall würde man Drahtnummer 260 aus Ebene 1 aussortieren.

Um die durch Rauschen entstandenen Cluster zu identifizieren bestimmt man zuerst für jede Ebene die erlaubten Bereiche jeder einzelnen Start-Stopp Kombination. Anschließend wird der Bereich der erlaubten Korrelationen zwischen den geneigten Ebenen bestimmt. In Spektren wie in Abbildung 5.7 wird eine Fit-Gerade gelegt, so daß die Summe der Quadrate der Abstände aller Punkte von dieser Geraden den kleinstmöglichen Wert annimmt. Anschließend wird ein Abstand von dieser Gerade in der Weise bestimmt, daß mindestens 98% der Clusterzentren kleinere Abstände von dieser Geraden besitzen, wenn nur ein Cluster pro Ebene zugelassen wird. Alle Clusterzentren, die sich nicht in einem erlaubten Bereich befinden und bei den geneigten Ebenen eine erlaubte Korrelation besitzen, werden als Rauschen identifiziert und verworfen.

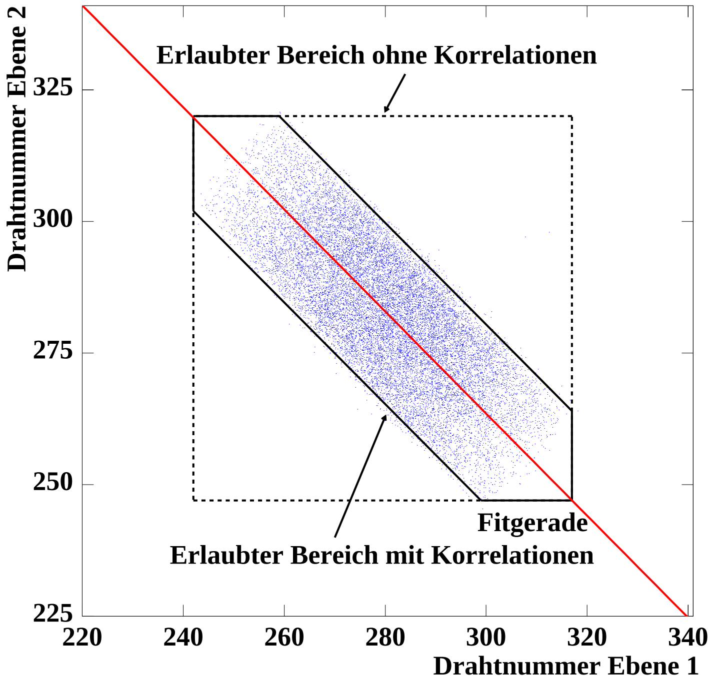


Abbildung 5.7: Verteilung der Clusterzentren der geneigten Ebenen für die Kombination Start13-Stopp10 in der zweidimensionalen Darstellung. Deutlich sichtbar ist der Bereich, innerhalb dessen nahezu alle Ereignisse liegen.

5.2 Behandlung von Lücken zwischen Clustern

Wie bereits oben erwähnt, wurde bei einem Test von MWPC1 am Spektrometer BIG KARL festgestellt, daß in manchen Fällen Drähte innerhalb eines Clusters keine Signale liefern. Es wurde gezeigt[Sne96][vHo96], daß dieser Effekt die innere Auflösung der Kammer stark beeinträchtigt. Durch geeignetes Auffüllen solcher Lücken in den Clustern können die optimalen Bedingungen allerdings wiederhergestellt werden. Diese Messungen wurden mit einem provisorischen Auslesesystem durchgeführt. Es ist nicht bekannt, ob das Auftreten von Lücken im Cluster von dem verwendeten Auslesesystem abhängt. Bei dem Betrieb am Spektrometer ANKE mußte daher geprüft werden, inwieweit dieser Effekt mit dem neuen Auslesesystem vorhanden ist.

Dazu betrachtet man die Drahtabstände zweier Cluster, von denen mindestens eines von nur einem Teilchendurchgang stammt. Dies läßt sich dadurch sicherstellen, daß nur eine Start-Stopp-Kombination angesprochen hat und in den anderen zwei Ebenen der betrachteten Kammer nur ein Cluster auftritt. Für die Fälle, bei denen das zweite

Cluster durch Rauschen entsteht, würde man eine homogene Verteilung dieser Cluster über die Ebene erwarten. Da der Teilchendurchflug ebenfalls annähernd gleichverteilt über die Kammer stattfindet, hätte man es mit zwei zufällig verteilten Clustern in der Ebene zu tun. Zur Vereinfachung setzt man die Anzahl der Drähte pro Cluster auf eins. Dann erhält man als Wahrscheinlichkeit P für das Auftreten eines Drahtabstandes A zwischen zwei Clustern bei einer Gesamtanzahl W von Drähten (s. Anhang A):

$$P(W, A) = 2 \cdot \frac{W - A - 1}{(W-1)(W-2)} \quad \wedge \quad 0 < A < W - 1. \tag{5.1}$$

Zur Bestimmung dieser Funktion für die senkrechte Ebene von MWPC1 muß man die Anzahl der Drähte angeben, die von den Start-Zählern abgedeckt werden. Aus geometrischen Überlegungen erhält man 480 Drähte, so daß mit Gleichung 5.1 folgt:

$$P(A) = 4,2 \cdot 10^{-3} - 8,7 \cdot 10^{-6} A. \tag{5.2}$$

Betrachtet man N Ereignisse, so erhält man als Verteilungsfunktion der Clusterabstände $V(A)$:

$$V(A) = N \cdot P(A) = N \cdot (4,2 \cdot 10^{-3} - 8,7 \cdot 10^{-6} A). \tag{5.3}$$

Die Verteilungsfunktion $V(A)$ und die Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(A)$ besitzen beide eine Nullstelle bei $A = 480$. Um zu prüfen, ob eine Verteilung von Abständen der Wahrscheinlichkeitsfunktion aus Gleichung 5.2 gehorcht, genügt es, die Nullstelle zu bestimmen.

Nimmt man die gemessenen Daten und betrachtet die Abstände zwischen zwei Clustern in der senkrechten Ebene von MWPC1, so erhält man die Verteilung in Abbildung 5.8. Diese Verteilung wurde für Abstände größer als 35 Drähte mit einer Geraden angenähert und die Gerade in die Abbildung eingezeichnet. Man sieht, daß für große Abstände die Gerade den Verlauf gut wiedergibt. Die Nullstelle dieser Geraden liegt bei einem Abstand von 481 Drähten, der sehr gut mit der Nullstelle von 480 Drähten der Wahrscheinlichkeitsfunktion $P(A)$ aus Gleichung 5.2 übereinstimmt. Dies zeigt, daß für große Abstände beide Cluster unabhängig voneinander in der Kammer auftreten. Da durch die Forderungen in den Start- und Stopp-Zählern sowie in den benachbarten Ebenen ein zweites Teilchen ausgeschlossen wurde, kann es sich bei einem dieser Cluster nur um Rauschen handeln.

Bei Abständen unter 20 Drähten steigt die Kurve zu kleineren Abständen hin sehr stark an. Folgende Punkte führen zwangsläufig zur Abweichung von der linearen Verteilung:

- Cluster mit einer Länge von mehr als einem Draht,
- die Randbereiche der Kammer werden nicht von den Start-Zählern abgedeckt, so daß durch die Forderung einer Start-Stopp-Kombination diese Bereiche unterdrückt werden.

Diese Punkte führen zu einer Bevorzugung kleiner Abstände. Insbesondere der Anstieg um etwa eine Größenordnung zwischen den Abständen 3 und 1, wobei in ca. 90% der Ereignisse eine Lücke von 1 Draht auftritt, kann dadurch allerdings nicht erklärt werden. Bei kleinen Abständen muß mit großer Wahrscheinlichkeit ein kausaler Zusammenhang zwischen beiden Clustern vorhanden sein. Dies deutet darauf hin, daß die beiden von nur wenigen Drähten getrennten Cluster physikalisch ein Cluster mit Lücke sind.

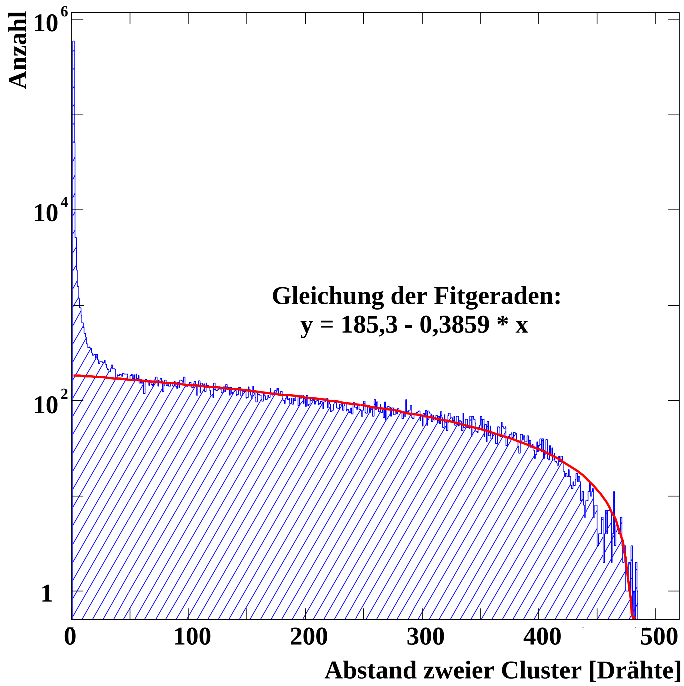


Abbildung 5.8: Gemessene Verteilung der Lücken zwischen zwei Clustern in der senkrechten Ebene von MWPC1, wenn lediglich ein Start- und ein Stopp-Zähler angesprochen hat und in den benachbarten Ebenen nur ein Cluster aufgetreten ist. Eingezeichnet ist eine an den Verlauf zu größeren Lücken hin angepaßte Gerade (in logarithmischer Darstellung). Für kleinere Abstände weicht die Verteilung stark von der Geraden ab.

Damit konnte gezeigt werden, daß die oben erwähnten Ergebnisse des Tests von MWPC1 am Spektrometer BIG KARL auch mit dem neuen Auslesesystem reproduziert werden. Dies läßt den Schluß zu, daß der Effekt des Auftretens einer Lücke im Cluster mit großer Wahrscheinlichkeit unabhängig vom Auslesesystem ist und damit eine Eigenschaft der Kammer darstellt.

Für die weitere Analyse benötigt man eine Größe, anhand welcher man entscheiden kann, ob es sich bei benachbarten Clustern um ein Cluster mit Lücke oder um zwei unterschiedliche Cluster handelt. Solch eine Größe stellt die Clusterlänge dar. Sei s der Drahtabstand, G der Abstand zweier Kathoden und α der Winkel der Flugbahn zur Ebene, so berechnet sich die maximal mögliche Clusterlänge l wie folgt (siehe auch

Abbildung 5.1):

$$l_{min} = \frac{G \cdot \tan(\alpha)}{s} + 1, \tag{5.4}$$
$$l_{max} = l_{min} + 1. \tag{5.5}$$

Diese Überlegungen sind rein geometrischer Natur, geringe Abweichungen davon sind möglich und werden weiter unten diskutiert.

Zur Identifikation der Natur zweier benachbarter Cluster kann man folgendermaßen vorgehen: übersteigt der Drahtabstand zwischen erstem Draht des ersten Clusters und letztem Draht des zweiten Clusters den Maximalwert aus Gleichung 5.5 um mehr als einen Draht, so nimmt man an, daß es sich bei diesen Clustern um kausal nicht zusammengehörende Cluster handelt. Bleibt dieser Drahtabstand darunter, so werden die zwei Cluster als ein Cluster mit Lücke angesehen. In die weitere Analyse geht nur noch das Gesamtcluster mit aufgefüllter Lücke ein.

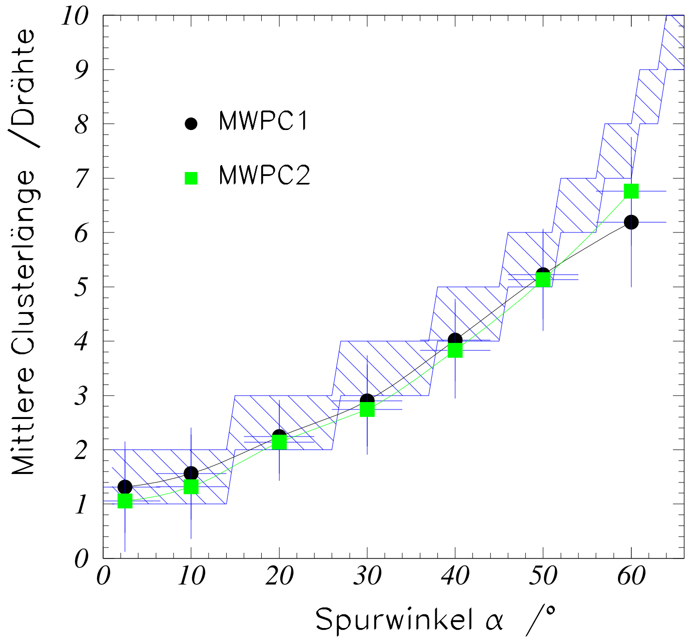


Abbildung 5.9: Vergleich zwischen den nach den Gleichungen 5.4 und 5.5 berechneten (schraffierter Bereich) und den experimentell ermittelten Clusterlängen (durchgezogene Kurve) in Abhängigkeit des horizontalen Winkels α der Flugbahn [Sne99]. Die sich aus den experimentellen Daten ergebenden Clusterlängen werden durch die Gleichungen 5.4 und 5.5 gut wiedergegeben.

In Abbildung 5.9 sind die mittleren Längen der Cluster in Abhängigkeit des Winkels der Flugbahn aufgetragen [Sne99]. Dabei wurden sowohl Cluster, bei denen eine Lücke aufgefüllt wurde, als auch Cluster ohne Lücke berücksichtigt. Der schraffierte

Bereich deutet den nach den Gleichungen 5.4 und 5.5 erlaubten Bereich an. Man erkennt, daß die mittleren Clusterlängen mit Ausnahme des größten Winkels innerhalb dieses Bereichs liegen. Jedoch ist die Lage nicht symmetrisch zu den maximalen und minimalen Werten, sondern zu den minimalen Werten hin verschoben. Dies ist eine Folge der Tatsache, daß sich nicht nur innerhalb eines Clusters eine Lücke bilden kann, sondern auch an den Rändern Drähte nicht ansprechen können. Hiermit kann lediglich festgestellt werden, daß Randdrähte nicht ansprechen, jedoch nicht an welcher Seite des Clusters dies geschieht. Dieser Effekt trägt zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung der Drahtkammern bei und kann mit den vorhandenen Informationen nicht behoben werden.

5.3 Berechnung der Koordinaten

Die Berechnung der Koordinaten eines Teilchendurchgangs erfordert die Kenntnis der dadurch entstandenen Cluster in jeder Ebene. Im Idealfall befindet sich in jeder Ebene lediglich ein Cluster und die Koordinaten lassen sich direkt berechnen. Üblicherweise wird der Durchstoßpunkt der Teilchenbahn durch die mittlere Ebene der Kammer angegeben. Wegen des endlichen Abstandes zwischen den Ebenen müssen die Clusterzentren der äußeren Ebenen entlang der Teilchenspur auf die mittlere Ebene projiziert werden. Aus den drei Clusterzentren läßt sich einmal die y-Koordinate und zweimal unabhängig voneinander die z-Koordinate berechnen. Die z-Koordinate, die sich aus dem Kreuzungspunkt der beiden geneigten Ebenen ergibt, wird mit $z_\times$ bezeichnet, die aus der vertikalen Ebene mit $z_\perp$. Für den Fall, daß die Neigungswinkel der Ebenen einer Kammer den gleichen Betrag haben, ergeben sich zur Berechnung der Koordinaten folgende Formeln:

Koordinaten in MWPC1

$$y = y_1^0 + \frac{s_1}{2\sin(\gamma_1)}(C_{11} - C_{12}) - \frac{G}{2}\left(\tan(\vartheta) + \frac{1}{\tan(\gamma_1)\tan(\varphi)}\right) \quad (5.6)$$

$$z_\times = z_{\times 1}^0 + \frac{s_1}{2\cos(\gamma_1)}(C_{11} + C_{12}) - \frac{G}{2}\left(\tan(\vartheta)\tan(\gamma_1) + \frac{1}{\tan(\varphi)}\right) \quad (5.7)$$

$$z_\perp = z_{\perp 1}^0 + s \cdot C_{13} + \frac{G}{\tan(\varphi)} \quad (5.8)$$

Koordinaten in MWPC2

$$y = y_2^0 + \frac{s_2}{2\sin(\gamma_2)}(C_{22} - C_{23}) + \frac{G}{2}\left(\tan(\vartheta) + \frac{1}{\tan(\gamma_2)\tan(\varphi - \alpha)}\right) \quad (5.9)$$

$$z_\times = z_{\times 2}^0 + \frac{s_2}{2\cos(\gamma_2)}(C_{22} + C_{23}) + \frac{G}{2}\left(\tan(\vartheta)\tan(\gamma_2) + \frac{1}{\tan(\varphi - \alpha)}\right) \quad (5.10)$$

$$z_\perp = z_{\perp 2}^0 + s \cdot C_{21} - \frac{G}{\tan(\varphi - \alpha)} \quad (5.11)$$

$y_i^0,\ z_{\times i}^0,\ z_{\perp i}^0$	:	Koordinaten der Drahtnummer(n) 1 in Kammer i
C_{ij}	:	Zentrum des Clusters aus Ebene j, Kammer i
s_i	:	Drahtabstand der Kammer i
G	:	Kathodenabstand
γ_i	:	Betrag des Neigungswinkels der Ebenen in der Kammer i
ϑ	:	Winkel der Teilchenbahn in der xy-Ebene, $\tan(\vartheta) = \Delta y/\Delta x$
φ	:	Winkel der Teilchenbahn in der xz-Ebene, $\tan(\varphi) = \Delta x/\Delta z$
α	:	Drehwinkel von MWPC2 um die y-Achse

In ca. 85% der mit ANKE gemessenen Ereignisse bleibt nach dem Aussortieren der Rauschereignisse und dem Auffüllen der Clusterlücken nur noch ein Cluster pro Ebene und horizontalem Korridor übrig. Die ca. 15% der Ereignisse mit nicht eindeutiger Clusterverteilung müssen mit kombinatorischen Mitteln weiter untersucht werden. Hier kann man sich die Tatsache zunutze machen, daß die z-Koordinate des Teilchendurchflugs zweimal unabhängig bestimmt wird. Stammen die dabei verwendeten Cluster von derselben Trajektorie, so läßt sich die Standardabweichung der Verteilung der Differenzen dieser beiden Werte theoretisch bestimmen [vHo96]. Bei den eingesetzten Kammern MWPC1 und MWPC2 beträgt die Standardabweichung 0,95 mm. Experimentell wurde eine Standardabweichung von 0,96 mm für MWPC1 ermittelt [vHo96].

In etwa 6% der Ereignisse findet man die folgende Clusterverteilung: in fünf Ebenen jeweils ein Cluster, in einer Ebene zwei Cluster. Somit befinden sich sieben Cluster in dem horizontalen Korridor. Bei einem dieser beiden Cluster in der doppelt besetzten Ebene handelt es sich höchstwahrscheinlich um ein Rauschereignis. Um es zu eliminieren, bildet man nun in dieser Kammer die beiden Kombinationen mit jeweils einem Cluster in einer Ebene. Die Kombination mit dem Rauschereignis ist dadurch charakterisiert, daß die Differenz der beiden z-Koordinaten in nahezu allen Fällen vom Betrag her den größeren Wert besitzt. Das gleiche Verfahren kann man anwenden, wenn sich acht Cluster in einem horizontalen Korridor befinden. Bei neun oder mehr Clustern in einem horizontalen Korridor ist die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Teilchen in diesem Korridor durch eine Kammer geflogen sind, groß. Obwohl man durch Kombinatorik die Spuren der Teilchen ermitteln könnte, ist die Information der Szintillationsdetektoren im allgemeinen nicht mehr eindeutig. Das Zeitsignal eines Detektors wird nur von einem Teilchen generiert, während das Amplitudensignal der Summe der Amplituden beider Teilchen entspricht. Da der Anteil solcher Ereignisse im Prozentbereich liegt, und deren Identifikation fehlerbehaftet ist, werden solche Ereignisse verworfen.

Das gesamte Verfahren zur Analyse der Drahtkammerinformation ist in Abbildung 5.10 skizziert. Diese Analysemethode stellt die Grundlage zur Ermittlung der Impulse der zu untersuchenden Teilchen dar. In etwa 90% der analysierten Ereignisse können die Koordinaten der Teilchenbahn angegeben werden. In den 10% der Ereignisse, bei denen dies nicht möglich ist, ist entweder mindestens eine Ebene ineffizient oder es befinden sich mehr als acht Cluster in einem horizontalen Korridor.

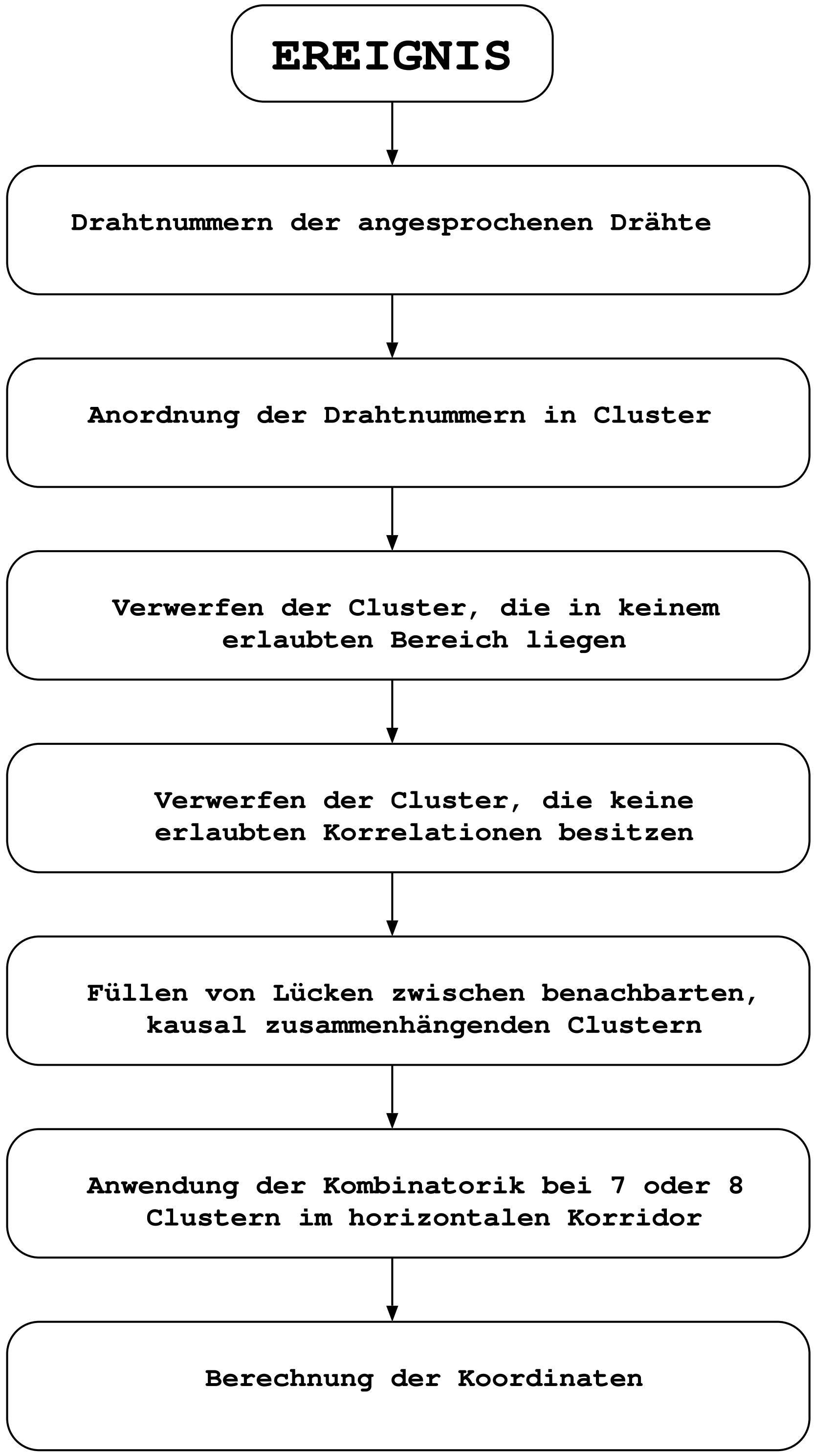


Abbildung 5.10: Flußdiagramm zur Veranschaulichung der Schritte bei der Analyse der Drahtkammerinformation.

Kapitel 6

Das Programmpaket zur Datenanalyse

6.1 Einführung

Ein Programm zur Auswertung gemessener Daten sollte im allgemeinen zwei Funktionen gewährleisten:

1. Überprüfung der Detektoreigenschaften.

2. Auswertung und Präsentation der Ergebnisse im Rahmen der physikalischen Zielsetzung.

Der erste Punkt ist wichtig um festzustellen, ob sich während eines Experimentes gewisse Detektor-Parameter wie z.B. Hochspannungen oder Diskriminatorschwellen der Photomultiplier ändern. Solche Änderungen können die Meßdaten in einer nicht zu vernachlässigenden Weise beeinflussen und im schlimmsten Fall dazu führen, daß die Meßdaten unbrauchbar werden. Nur wenn man im Strahlzeitbetrieb eine Änderung feststellt, ist man in der Lage, diese unverzüglich rückgängig zu machen. Die Informationen, die man zur Überprüfung der Detektoreigenschaften benötigt, werden in sogenannten *Rohspektren* dargestellt. Diese Informationen in Form von Amplituden- und Zeitsignale der Photomultiplier sowie Drahtnummern der Drahtkammern werden ohne oder nur mit minimalen Modifikationen dargestellt (s. Kapitel 6.2).

Im Punkt zwei werden Daten dargestellt, die durch das Setzen von speziellen Fenstern, *Schnitte* genannt, auf die Detektorinformationen selektiert werden. Den zugrunde liegenden Auswertealgorithmus beschreibt Abschnitt 6.3.

Die Auswertesoftware basiert auf dem Programmpaket *XD* [Zol96]. Diese in der Programmiersprache C^{++} geschriebene Funktions-Bibliothek bietet folgende Charakteristiken:

- den Zugang zu Daten im sogenannten *Event-Format* [Dro94], in welches die Daten an ANKE umgewandelt werden können,

- die Möglichkeit für den Benutzer, Spektren entsprechend seinen Anforderungen anzulegen und zu füllen,

- die Schnittstelle zu dem Programmpaket *PAW* [PAW94] für die Präsentation der erzeugten Spektren.

Für die Präsentation der Spektren mit dem Programmpaket PAW wurden im Rahmen dieser Arbeit Routinen geschrieben, um dem Benutzer in komfortabler Weise zusammengehörende Spektren darzustellen. In einem Kontrollfenster können nach Aktivierung per Mausklick die interessierenden Spektren angezeigt werden.

6.2 Die Rohspektren

Um eine Vereinheitlichung der Namen der Detektorinformationskanäle zu erreichen, wurde eine Namenskonvention festgelegt. Der Name eines solchen Kanals setzt sich aus vier Teilen zusammen. Der erste Teil bezeichnet das Detektionssystem von ANKE. Der zweite Teil steht für den Namen des Detektors, der dritte für die Art der Information. Der vierte Teil gibt die Nummer des Detektors an. Tabelle 6.1 gibt einen Überblick der Zusammensetzung von Namen anhand der vereinbarten Konventionen.

Zu beachten ist, daß alle Informationsarten außer Tm, Td und Qm direkt von der Hardware übermittelt werden, während sich diese drei aus verschiedenen Hardwarekanälen zusammensetzen. Diese drei Informationsarten sind aber für die Auswertung sehr wichtig. Die Amplitude des oberen oder unteren Photomultipliers alleine sagt wegen der Abschwächung des Signals im Szintillator wenig über die darin abgegebene Energie aus. Nur bei Kenntnis der Summe der beiden Amplituden mittelt sich die Abschwächung des Signals näherungsweise heraus, und es ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen deponierter Energie im Szintillator und der Amplitude des Photomultipliers unabhängig vom Auftreffort der Teilchen. Ähnliche Überlegungen gelten für die oberen und unteren Zeiten. Die Angabe der gemittelten Zeit Tm aus beiden Signalen stellt die Zeit für einen Teilchendurchgang durch die Mitte des Szintillators dar. Damit können alle Zeiten unabhängig vom Durchgangsort des Teilchens miteinander verglichen werden. Für Start-, Stopp- sowie Vetozähler wird diese Zeit bereits in der Hardware durch den Meantimer generiert. Dies ist nötig, da für den Einsatz dieser Zähler im schnellen Trigger die Informationen innerhalb von 100 μs nach dem tatsächlichen Teilchendurchgang durch den Detektor vorhanden sein müssen. Die Differenz Td aus oberer und unterer Zeit ist proportional zur Höhe des Teilchendurchgangs im Detektor, was bei der Analyse ausgenutzt werden kann.

Die einzelnen Kanäle werden mit einer Auflösung von 10 oder 11 bit digitalisiert. Für alle ausgelesenen Kanäle werden Spektren angelegt und mit den Daten gefüllt. Für die Überprüfung der Detektoreigenschaften werden bevorzugt Pionen selektiert, da bereits nach kurzer Meßzeit Spektren mit genügend großer statistischer Genauigkeit vorhanden sind, um Aussagen treffen zu können. Abbildung 6.1 zeigt die Rohspektren der

Tabelle 6.1: Die Namen der verschiedenen Detektorinformationskanäle.

		System
Pd	:	K^+-Detektionssystem ("**P**ositive Particle **D**etector")
		Detektor
Sa	:	Start-Zähler
So	:	Stopp-Zähler
Ce	:	Čerenkov-Zähler
De	:	ΔE-Zähler
Ve	:	Veto-Zähler
		Informationsart
Tu	:	obere Zeit
Tb	:	untere Zeit
Tm	:	(Tu+Tb)/2
Td	:	Tu−Tb
Qu	:	obere Amplitude
Qb	:	untere Amplitude
Qm	:	(Qu+Qb)/2
M	:	Meantimer (nur Start, Stopp und Veto)
		Nummer
1–23	:	Start-Zähler
1–15	:	Stopp-, ΔE-, Veto-Zähler
7–15	:	Čerenkov-Zähler
		Zusammengesetzte Namen
D_*K1*_*K2*	:	Differenz der Einträge aus Kanal *K1* und *K2*

Messung bei 2,0 GeV Protonenstrahlenergie für Start-Zähler Nummer 14. Die Sprache in den jeweiligen Abbildungen ist englisch, da in der ANKE-Kollaboration viele ausländische Wissenschaftler mitarbeiten. Man sieht, daß die oberen und unteren Amplitudenspektren eine breite Verteilung aufweisen, während diese Verteilung, wie oben diskutiert, in dem Spektrum der mittleren Amplitude schmaler ist (Spektren a), b) bzw. c) in der linken Spalte). Die im Mittel abgegebene Energie beim Durchgang eines minimal ionisierenden Pions durch den 2 mm dicken Zähler beträgt ca. 400 keV. Die Form der Spektren wird durch die Landau-Verteilung der in den Zählern deponierten Energie bestimmt.

Bei den Spektren e) bis g) in der rechten Spalte handelt es sich um Zeitspektren. Hierbei spielt es eine Rolle, welcher Stopp-Zähler in Koinzidenz mit dem Start-Zähler

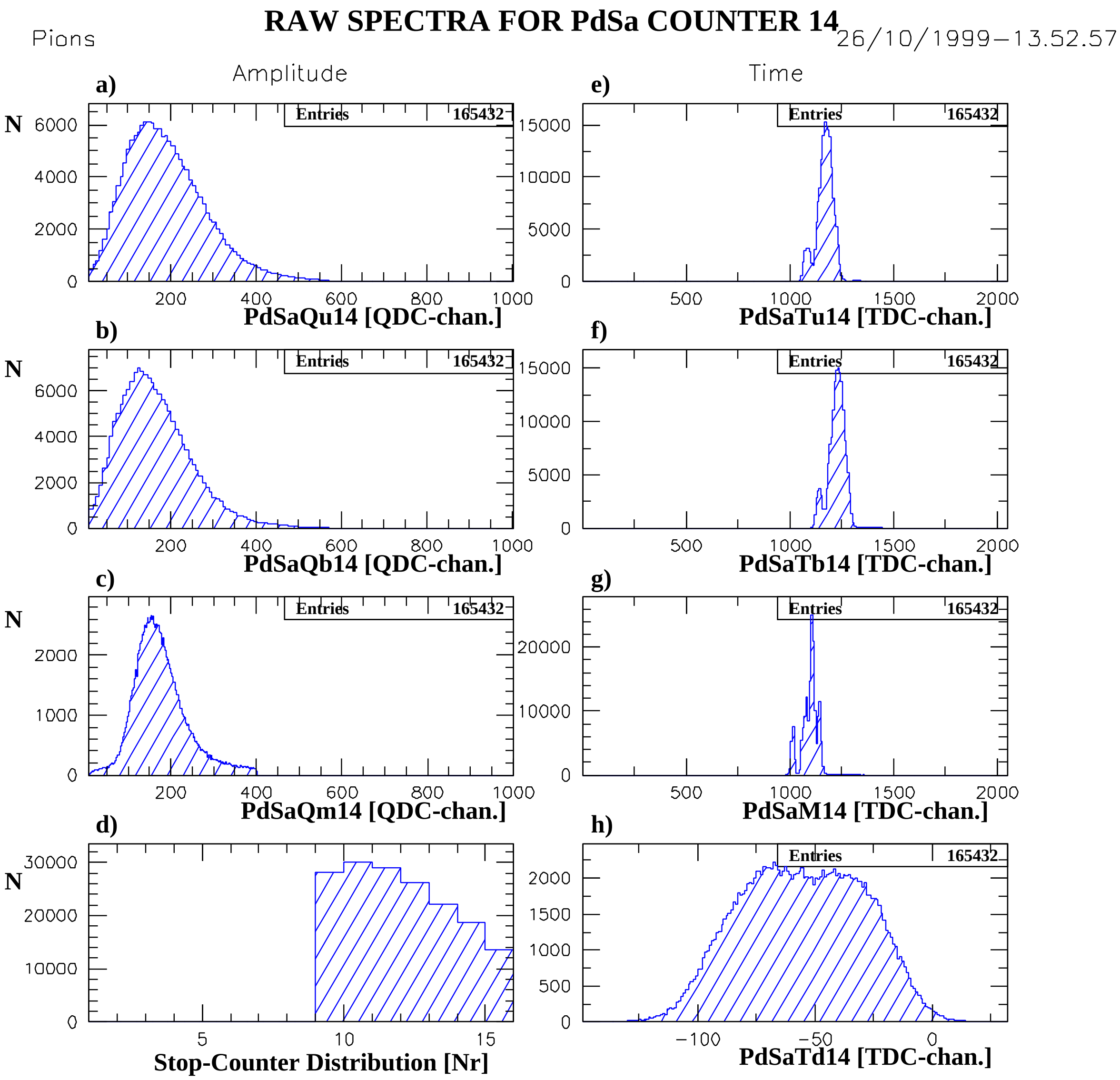


Abbildung 6.1: Gemessene Rohspektren für Start-Zähler Nummer 14.

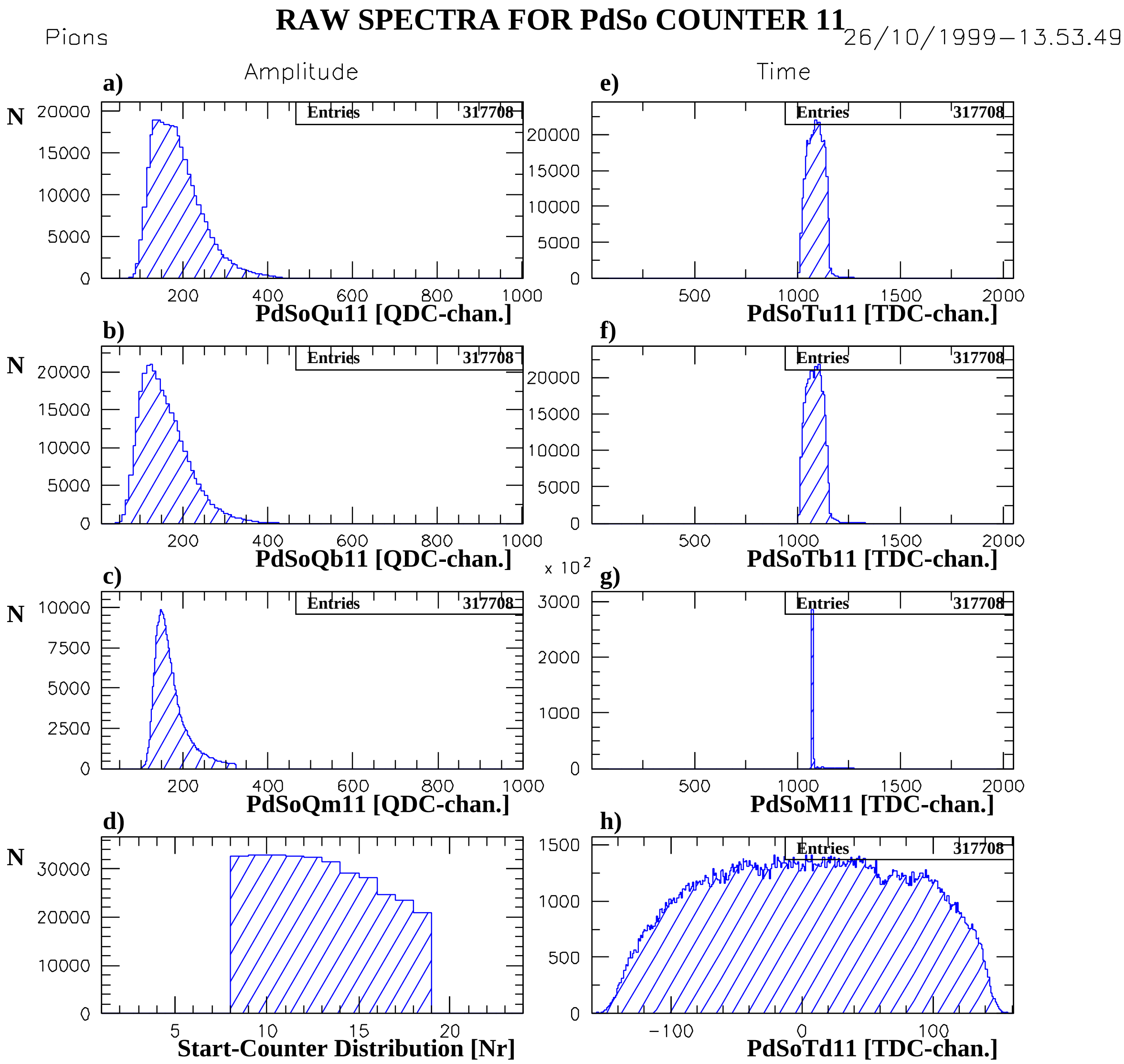


Abbildung 6.2: Gemessene Rohspektren für Stopp-Zähler Nummer 11.

angesprochen hat. Die Zeit des Start-Zählers wird relativ zu der Zeit des angesprochenen Stopp-Zählers gemessen. Die Verteilung der Ereignisse im Spektrum g), dem Meantimerspektrum, besitzt für jeden in Koinzidenz angesprochenen Stopp-Zähler eine Gaußform. Wegen der unterschiedlichen Verzögerungen der Signale der verschiedenen Stopp-Zähler (z.B. durch unterschiedliche Hochspannungen der Photomultiplier) und der unterschiedlich langen Flugwege befindet sich diese Verteilung für jeden Stopp-Zähler nicht notwendigerweise an derselben Kanalnummer im Spektrum. Deshalb bildet sich in diesem Spektrum die dargestellte Struktur aus. Durch die Laufzeit der Signale im Szintillator verbreitern sich die einzelnen Verteilungen bei dem oberen und unteren Zeitspektrum. Das Spektrum der Differenz aus oberer und unterer Zeit, Spektrum h), zeigt eine Plateau-Struktur mit sanften Abfällen zu beiden Seiten hin. Der sanfte Abfall im Spektrum rührt von der Auflösung der Start-Zähler her. Das Plateau zeigt, daß die Pionen über die Höhe des Zählers ungefähr gleichverteilt sind. Ohne die durch die Auflösung bedingte Verbreiterung würde dieses Spektrum eine Rechteckform besitzen.

Das Spektrum d) auf der linken Seite gibt die Häufigkeit der in Koinzidenz mit diesem Start-Zähler angesprochenen Stopp-Zähler, wobei die Abszisse die Nummer des Stopp-Zählers angibt. Damit läßt sich die Funktion des schnellen Triggers, der nur gewisse Start-Stopp-Kombinationen als Trigger zuläßt (s. Abschnitt 3.3), überprüfen.

Aus der Lage der Verteilungen in den einzelnen Spektren kann man feststellen, ob der Zähler einwandfrei funktioniert. Für die Berechnung der Summe der am oberen und unteren Photomultiplier ausgelesenen Amplitude ist es wichtig, daß die Verstärkungen der beiden Photomultiplier in etwa gleich eingestellt sind. Trifft dies zu, so haben die Verteilungen in den Spektren der oberen und unteren Amplitude, Spektrum a) und b) in Abbildung 6.1, die gleiche Lage. Nur in diesem Fall ist die Summe der beiden Amplituden nahezu unabhängig vom Durchgangsort des Teilchens.

In Abbildung 6.2 sind die Rohspektren von Stopp-Zähler Nummer 11 dargestellt. Der Aufbau des Bildes ist analog zu dem von Abbildung 6.1. Spektrum d) zeigt hier die Häufigkeit der mit diesem Stopp-Zähler angesprochenen Start-Zähler an. Die Zeit- und Amplitudenspektren besitzen auch eine ähnliche Form wie die entsprechenden Spektren des Startzählers in Abbildung 6.1. Nur im Spektrum des Meantimers, Spektrum g) in Abbildung 6.2, befinden sich nahezu alle Einträge im selben Kanal. Da, wie bereits oben erwähnt, die Zeit des angesprochenen Stopp-Zählers als Referenz aller Zeitsignale verwendet wird, definiert diese Zeit für den Stopp-Zähler gleichzeitig Anfang und Ende der Zeitmessung. Durch die endliche Laufzeit des Signals in der Ausleseelektronik taucht es im Meantimerspektrum nicht bei Kanalnummer Null auf.

Für alle weiteren Detektoren des ANKE-Spektrometers existieren ebenfalls solche Rohspektren. Zu Beginn jeder Strahlzeit und anschließend in regelmäßigen Abständen werden alle diese Spektren genau überprüft, um etwaige Fehlfunktionen zu erkennen.

6.3 Die Spektren zur K^+-Identifikation

Während die Rohspektren hauptsächlich Aussagen über die Funktion der einzelnen Detektoren machen, benötigt man weitere Spektren, die Ergebnisse zur physikalischen Zielsetzung, hier die K^+-Identifikation, beinhalten. Folgende Ziele wurden bei der Entwicklung dieses Teils des Auswerteprogramms verfolgt:

- Alle Spektren, die zur K^+-Identifikation beitragen, werden im selben Programm erzeugt und gefüllt,
- Kommunikation des Benutzers mit dem Programm über eine Datei, der sog. *Parameterdatei*, in der sämtliche Parameter, wie die anzuwendenden Schnitte oder die Kalibrationskonstanten, enthalten sind.

Der Benutzer ist somit in der Lage die aufgenommenen Daten durch gezieltes Verändern der Parameterdatei so zu analysieren, daß er anschließend die Ergebnisse aus den Spektren extrahiert. Die Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen jeweils die fünfzehn Spektren, anhand welcher man für jedes Teleskop in der Lage ist, die zu untersuchenden Teilchen zu identifizieren. Als Beispiel wurde bei einer Messung mit 2,0 GeV Protonenstrahlenergie das Teleskop Nummer 11 ausgewählt. In Abbildung 6.3 wurden Pionen selektiert, während in Abbildung 6.4 die entsprechenden Schnitte (Flugzeit, ...) auf Kaonen gesetzt wurden. Im weiteren Verlauf des Abschnitts werden sowohl die Bedeutung der einzelnen Spektren allgemein als auch speziell die Unterschiede zwischen Kaonen und Pionen exemplarisch für dieses Teleskop erläutert. Die Schilderung der konkreten Schnitte zur K^+-Identifikation und deren Wirkungsweise folgt im Kapitel 7. Hier sei noch erwähnt, daß je nach Bedarf die Daten mit oder ohne die Pionen und Protonen vom Target aufgenommen wurden durch Wahl der Triggerbedingungen während der Messung. Spektren mit diesen Teilchen dienen vor allem der Detektorüberprüfung und zu Kalibrationszwecken, während diejenigen, bei denen sie mittels des schnellen Triggers ausgeblendet sind, die Messung der K^+-Mesonen mit möglichst hoher Intensität ermöglichen.

Die Einteilung der fünfzehn Spektren, die auch während der Messungen zur Verfügung stehen, erfolgt in drei Spalten zu je fünf Spektren. In der ersten Spalte (a) - e)) werden die Spektren eingeordnet, die eine Zeitinformation beinhalten. Die zweite Spalte (f) - j)) präsentiert Spektren mit Amplitudeninformation. Die ersten drei Spektren der dritten Spalte (k) - m)) werden mit Drahtkammerinformationen gefüllt, die restlichen zwei Spektren mit statistischen Einträgen. Alle Spektren werden nur innerhalb der auf sie angewendeten Schnitte dargestellt. Über dem ersten Spektrum der linken Spalte steht der Name der Teilchen, die durch die Schnitte selektiert werden. Unter Spektrum e) dieser Spalte steht die Gesamtanzahl der Teilchen, die das betrachtete Teleskop erreichen. Diese Zahl ist für die Normierung der Ergebnisse unerläßlich. Die Zahl der gespeicherten Daten ist allerdings aufgrund der Totzeit des Auslesesystems geringer. Rechts neben der Triggeranzahl ist die Trigger-Bedingung des Auswerteprogramms zu sehen. Die Bedeutung der einzelnen Einträge zeigt Tabelle 6.2.

Spektrum a) zeigt die Flugzeit der Teilchen zwischen den Start-Zählern und dem Stopp-Zähler des Teleskops. Hierbei werden nur Start-Zähler berücksichtigt, deren

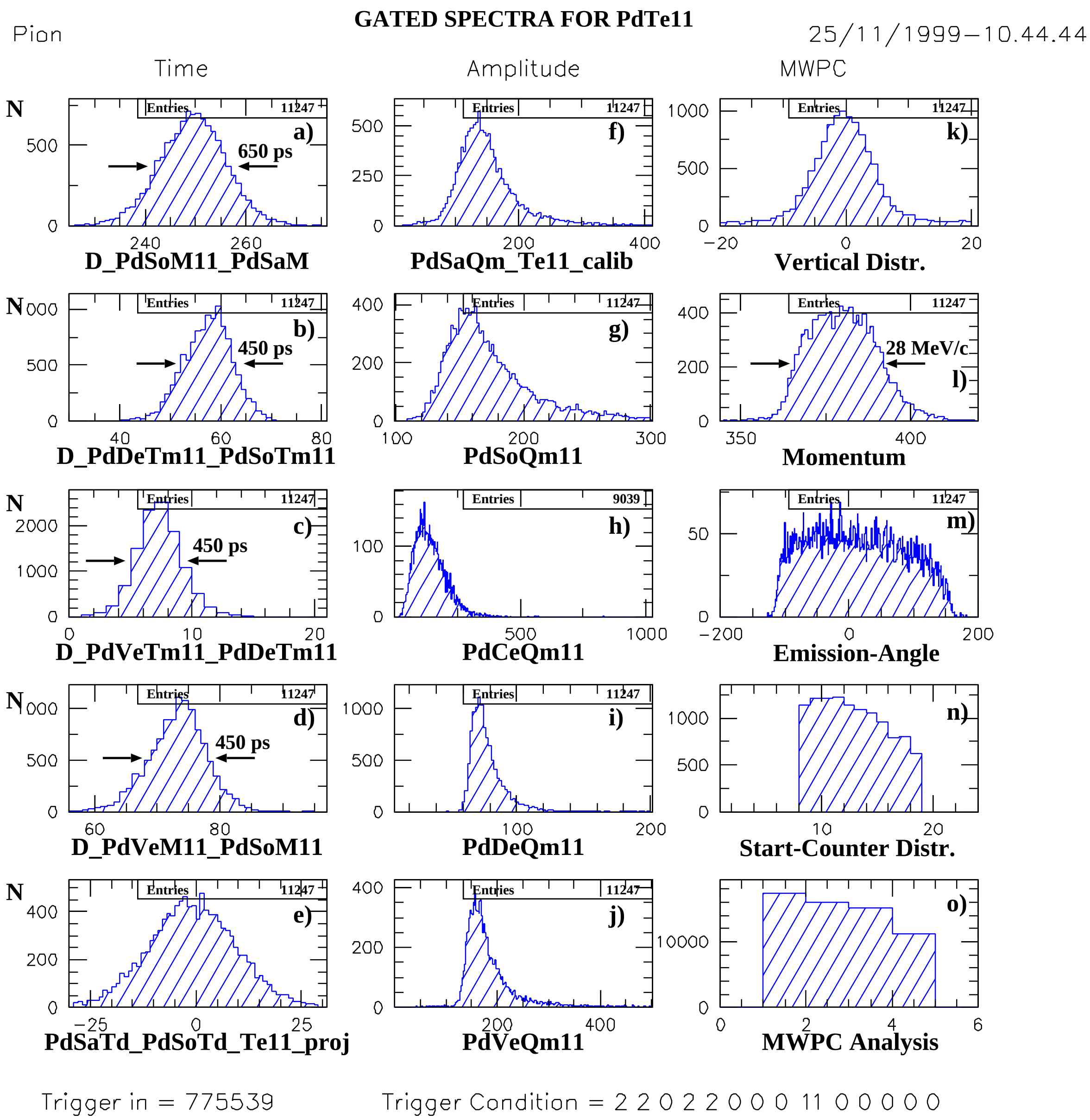


Abbildung 6.3: Darstellung der Spektren, mit deren Hilfe Teilchen identifiziert werden. Bei der Analyse der gemessenen Daten wurden in diesem Fall Pionen selektiert. Die Spektren, die eine Zeitinformation beinhalten, befinden sich in der ersten Spalte, die Spektren mit Amplitudeninformationen in der zweiten Spalte. Die Einträge der ersten drei Spektren in der dritten Spalte werden aus der Drahtkammerinformation berechnet werden. Die übrigen zwei Spektren dieser Spalte beinhalten statistische Informationen. Die in den Flugzeitspektren und im Impulsspektrum eingetragenen Halbwertsbreiten der Verteilungen werden im Text erläutert. Für die Bedeutung der Zahlen der Triggerbedingung siehe Tabelle 6.2.

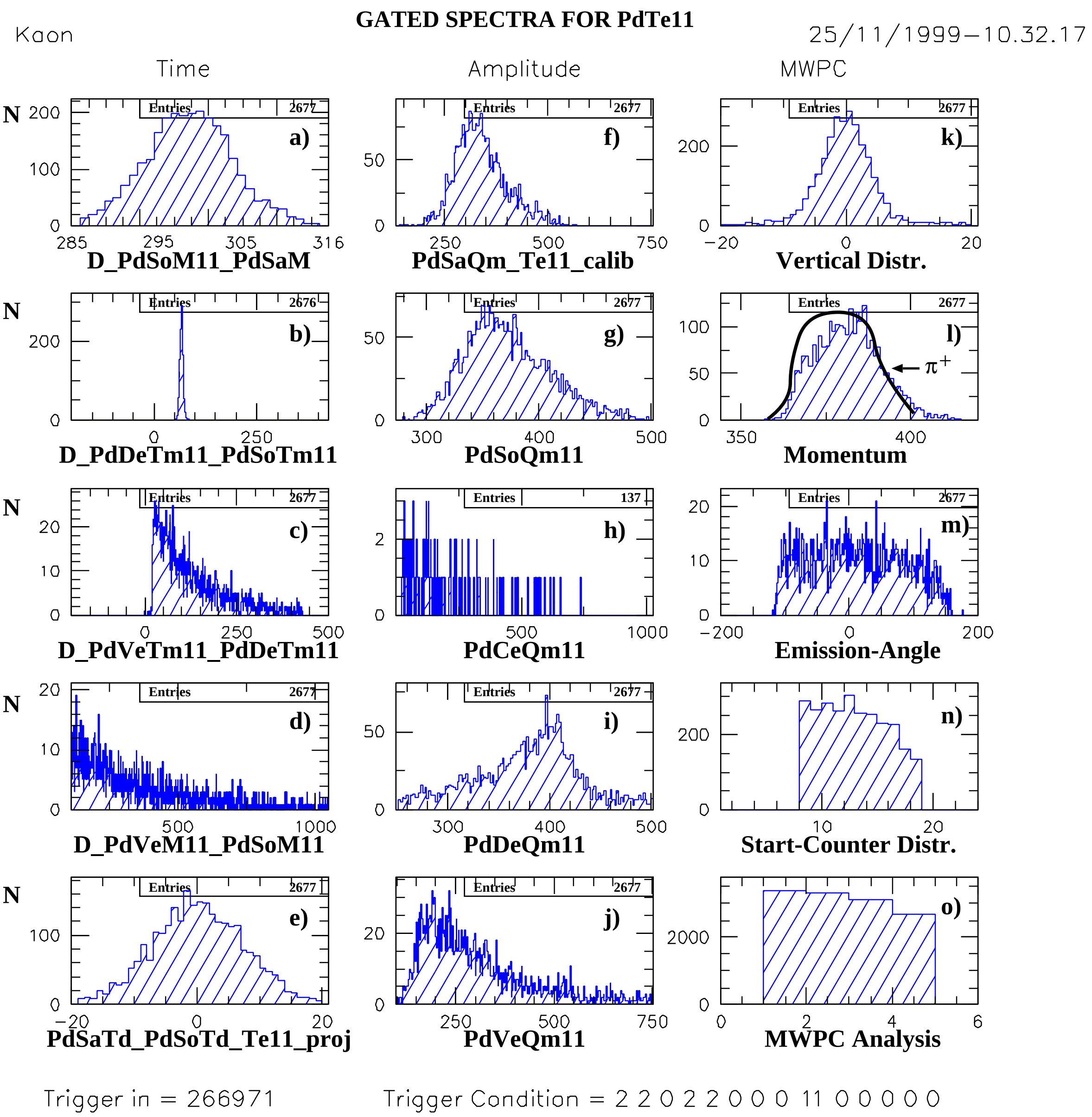


Abbildung 6.4: Die Spektren aus Abbildung 6.3 für den Fall, daß bei der Analyse Kaonen selektiert wurden. Die Triggerbedingung in diesem Fall lautet: Ausnutzung der Informationen der Start-, Stopp-, ΔE- und Veto-Zähler, sowie der vertikalen Verteilung und des Impulses.

Tabelle 6.2: Definition der Bedeutung der Zahlen in der Trigger-Bedingung. In der ersten Spalte steht die Nummer des Eintrags, die zweite Spalte gibt an, auf welchen Detektor sich dieser Eintrag bezieht und die letzte Spalte repräsentiert die Art der Schnitte auf den betreffenden Detektor. Der Eintrag “ohne” setzt alle in die Parameterdatei eingetragenen Schnitte auf den betreffenden Detektor außer Kraft. Bei dem Eintrag “mit” werden alle Schnitte auf den genannten Detektor angewendet, zusätzlich wird bei “mit+einzelner” das Ansprechen genau eines Zählers gefordert.

Nummer	Detektor	Art der Schnitte
1	Start	0=ohne; 1=mit+einzelner; 2=mit
2	Stopp	0=ohne; 1=mit+einzelner; 2=mit
3	Čerenkov	0=ohne; 1=mit+einzelner; 2=mit
4	ΔE	0=ohne; 1=mit+einzelner; 2=mit
5	Veto	0=ohne; 1=mit+einzelner; 2=mit
6	Seitwand	0=ohne; 1=mit+einzelner; 2=mit
7		nicht verwendet zur K^+-Detektion
8		nicht verwendet zur K^+-Detektion
9	MWPC	0=ohne; 1=Schnitt auf ϑ; 11= Schnitt auf ϑ und Emissionsimpuls
10		nicht verwendet zur K^+-Detektion
11		nicht verwendet zur K^+-Detektion
12		nicht verwendet zur K^+-Detektion
13		nicht verwendet zur K^+-Detektion
14		nicht verwendet zur K^+-Detektion

Koinzidenz mit diesem Teleskop im schnellen Trigger als erlaubte Kombination erkannt wurde. Die relativen Flugzeiten der einzelnen Start-Stopp-Kombinationen werden in Einheiten von (44,0±1,4) ps pro Kanal angegeben. Wegen der unterschiedlichen Verzögerung der einzelnen Start-Zähler und der unterschiedlich langen Flugwege treten jedoch die Verteilungen der Pionen und Kaonen nicht für alle Kombinationen an derselben Stelle auf. Deshalb ermittelt man für jede einzelne Start-Stopp-Kombination das Zentrum der Verteilung im Flugzeitspektrum und verschiebt dieses Zentrum zu einer beliebigen Kanalnummer. Bei Pionen wurde dafür die Kanalnummer 250 gewählt. Die Kaonen besitzen bei einem D2-Magnetfeld von 1,57 T im Mittel eine um 2,2 ns längere Flugzeit, so daß ihnen die Kanalnummer 300 zugewiesen wurde. Die Zentren der einzelnen Verteilungen werden in die Parameterdatei eingetragen. Damit kann man die Flugzeit der Teilchen zwischen allen erlaubten Start-Zählern und dem jeweiligen Stopp-Zähler in einem einzigen Spektrum betrachten. Die Form der Spektren folgt einer Gaußverteilung mit einer Halbwertsbreite von 650 ps. Dieser Wert stimmt mit dem erwarteten Wert von 600 ps überein (Abschnitt 3.3), da die Bestimmung der einzelnen Zentren nur mit einer Genauigkeit von einem Kanal oder 44 ps möglich ist. Um direkt prüfen zu können, ob sich die Positionen der Verteilungen nicht verschoben haben, kann man sich für jedes Teleskop die Flugzeitspektren zwischen dem Stopp-Zähler und den einzelnen Start-Zählern anzeigen lassen (Abbildung 6.5). Die Überprüfung wird vereinfacht, indem die Spektren symmetrisch um den in der Parameterdatei eingetragenen Wert der Zentren der Verteilungen dargestellt werden. Die Größe des dargestellten Bereichs ist ebenfalls mittels eines Parameters variierbar. Liegt das Spektrum nicht symmetrisch um die Mitte des dargestellten Bereichs, sondern leicht dagegen verschoben, so muß der zugehörige Parameter für das Zentrum der Verteilung geändert werden.

Die Spektren b) bis d) der Abbildungen 6.3 und 6.3 zeigen die Zeitdifferenzen zwischen den verschiedenen Detektoren eines Teleskops. Die Spektren b) und d) besitzen wie Spektrum a) eine Eichung von (44,0$\pm$1,4) ps pro Kanal. Spektrum c) besitzt eine Eichung von (100$\pm$3) ps, da für die Auslese der verwendeten Detektorkanäle ein anderes Elektroniksystem (FASTBUS statt FERA) verwendet wurde. Die Pionen durchqueren das gesamte Teleskop, falls sie keine nukleare Reaktion erleiden. Ihre Verteilungen in den drei Spektren ist nahezu gaußförmig mit einer Halbwertsbreite von 450 ps. Die Auflösung der Zeitdifferenzen zwischen den Detektoren eines Teleskops ist besser als die Auflösung der Flugzeit zwischen Start- und Stopp-Zähler, da die Dicke der Teleskopdetektoren mindestens fünfmal größer als die der Start-Zähler ist.

Betrachtet man die Verteilung der Kaonen in diesen Spektren, so kann man feststellen, wo sie im Teleskop gestoppt werden und in welchen Detektoren die Zerfallsprodukte registriert werden, vergleiche Kapitel 3.3. Kaonen, die im zweiten Degrader gestoppt werden und deren Zerfallsprodukte den Veto-Zähler erreichen, tauchen als verzögerte Ereignisse in den Spektren c) und d), welche die Differenzen zwischen den Zeitsignalen des Veto- und ΔE- bzw. Stopp-Zähler enthalten, mit einem charakteristischen exponentiellen Abfall auf. Den ΔE-Zähler erreichen die Kaonen jedoch prompt, so daß ihre Verteilung im Spektrum b), in welchem die Differenz zwischen den Zeitsignalen des ΔE- und des Stopp-Zähler aufgetragen wird, gaußförmig ist. Wegen der Vavilov-Verteilung der Energieverluste besteht eine endliche Wahrscheinlichkeit, daß Kaonen bereits im ersten Degrader gestoppt werden. Die Zerfallsprodukte solcher Kaonen besitzen beim Durchgang durch den ΔE-Zähler eine völlig andere Charakteristik als die den Zähler erreichenden Kaonen. Der Energieverlust der Zerfallsmyonen und -pionen ist minimal im ΔE-Zähler und damit nicht unterscheidbar von dem der Pionen vom Target, während der Energieverlust der Kaonen, die den ΔE-Zähler erreichen, durch den Bragg-Peak bestimmt wird (Kapitel 3.3). Die Identifikation der im ersten Degrader gestoppten Kaonen ist aus den genannten Gründen äußerst schwierig. Die Wahrscheinlichkeit für das Stoppen der Kaonen im ersten Degrader ist deshalb zu minimieren, was durch geeignete Wahl des ersten Degraders möglich ist. Gleichzeitig muß der Degrader gewährleisten, daß sich die Energieverluste der Kaonen und Pionen im ΔE-Zähler deutlich unterscheiden. Die Dicke des Degrader wurde vor den Messungen mit Simulationen abgeschätzt [Fra96][Sne98]. Die Feinabstimmung der Degraderdicken wurde während der Strahlzeit innerhalb weniger Stunden unter Verwendung des hier beschriebenen Programmpakets durchgeführt. Dabei ergaben sich geringe aber entscheidend wichtige Abweichungen von den Rechnungen.

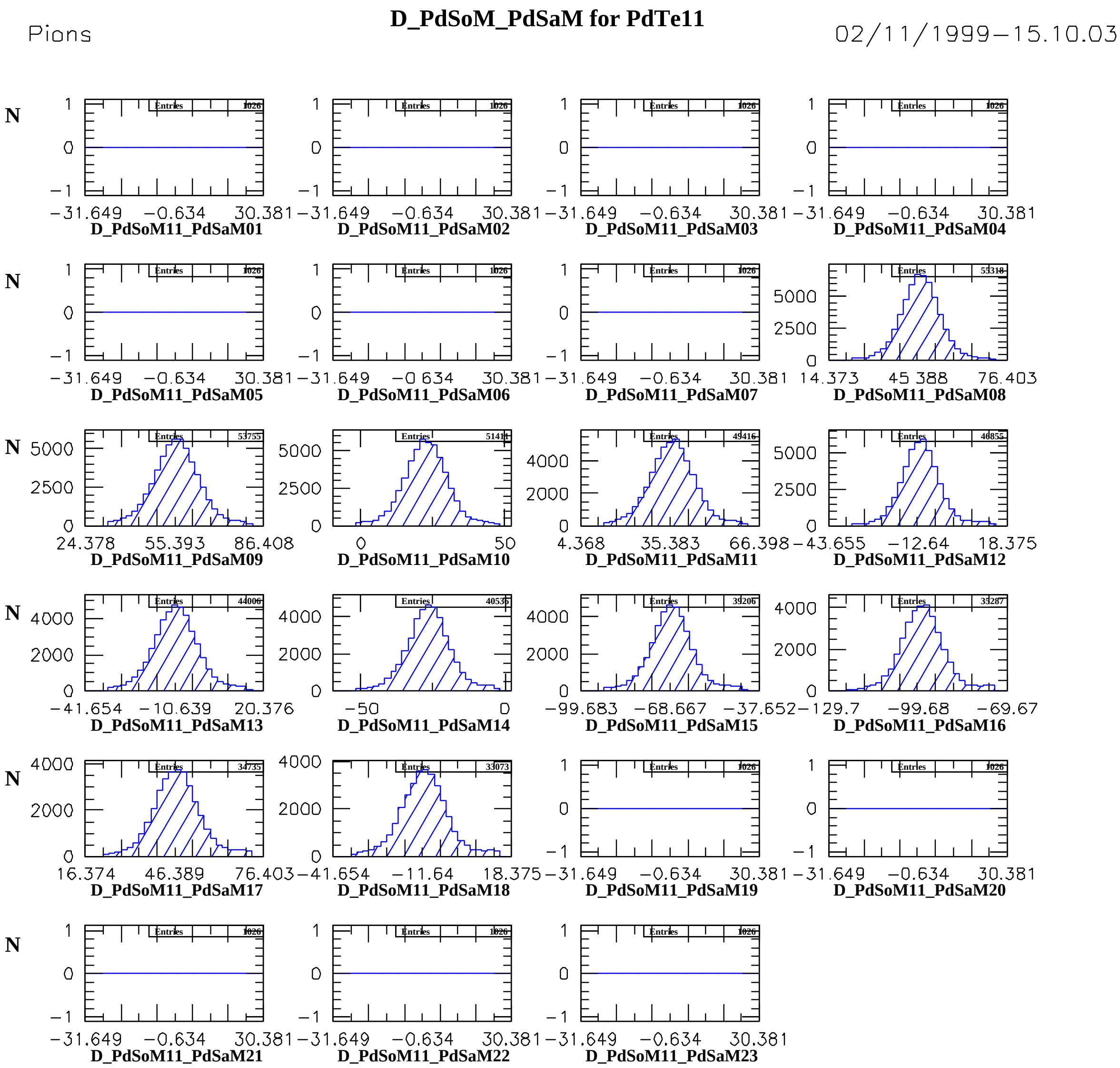


Abbildung 6.5: Gemessene Flugzeitspektren zwischen den erlaubten Start-Zählern und dem Stopp-Zähler Nummer 11. Die Spektren sind symmetrisch um den in der Parameterdatei angegebenen Wert des Zentrums der Verteilung der Pionen dargestellt. Die Kanalzahlen der verschiedenen Spektren sind nicht untereinander vergleichbar, weil die Verzögerungen der Signale der einzelnen Startdetektoren und die Flugwege nicht übereinstimmen.

Das Spektrum e) in der ersten Spalte und das Spektrum k) in der dritten Spalte dienen der Separation der an den Polschuhen von D2 gestreuten Teilchen von den Teilchen vom Target, deren Flugbahnen in Abbildung 3.4 dargestellt sind. Im Spektrum e) geschieht die Separation mittels der Höheninformationen von Start- und Stopp-Zähler, im Spektrum k) mittels der Ortsinformation der beiden Vieldrahtkammern. Die Methode, wie man die Einträge für diese Spektren ermittelt, ist die gleiche für beide Spektren, weshalb hier nur auf Spektrum k) eingegangen wird.

Zunächst trägt man für jede Start-Stopp-Kombination in einem zweidimensionalen Spektrum den vertikalen Winkel ϑ der Flugbahn der untersuchten Teilchen gegen den y-Wert des Auftreffpunktes in MWPC1 auf (Abbildung 6.6). Beide Werte werden mit dem Gleichungssystem 5.6 berechnet. Die Teilchen vom Target liegen in Abbildung 6.6 innerhalb eines schmalen, rechteckigen Bereichs, während die gestreuten Teilchen über das gesamte Spektrum verteilt sein können. Analog zu Abbildung 5.7 bestimmt man eine Fitgerade nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Die Parameter der Geradengleichungen trägt man in die Parameterdatei ein. Dann ermittelt man die senkrechten Abstände der Einträge zur Fitgeraden und trägt die Abstände in ein Spektrum ein. Die sich so ergebenden eindimensionalen Spektren für Teleskop Nummer 11 zeigt Abbildung 6.7. Die Teilchen vom Target häufen sich bei x = 0, der Streuuntergrund ist über das gesamte Spektrum verteilt. Hat man eine Fitgerade nicht richtig bestimmt, so verschiebt oder verbreitert sich die Verteilung in dem zugehörigen Spektrum. Spektrum k) ist ein kleiner Ausschnitt aus der Summe der Spektren aus Abbildung 6.7. Die Auflösung in diesem Spektrum wird von der Kleinwinkelstreuung dominiert und beträgt ca. 1,5 bis 2,0°. Im folgenden wird dieses Spektrum als "vertikale Verteilung" bezeichnet.

Im Spektrum e) nimmt man die Differenz Td der oberen Zeit von der unteren Zeit von Start- und Stopp-Zähler, die proportional zur y-Koordinate des Teilchendurchgangs ist (s. Kapitel 6.2). Allerdings ist die Auflösung in diesem Spektrum deutlich schlechter als in Spektrum k). Dies liegt vor allem an der Auflösung von ca. 10 cm der Höheninformation des Start-Zählers, während beide Drahtkammern eine Auflösung von ca. 1 mm besitzen. Die Auflösung der Höheninformation der Stopp-Zähler beträgt ca. 5 cm, jedoch trägt am Ort der Teleskope die Kleinwinkelstreuung etwa den gleichen Beitrag zur Verschmierung der Flugbahn bei. Damit beträgt die Gesamtauflösung der Höheninformation am Ort der Teleskope ca. 7 cm. Bei Start-Zähler und MWPC1 ist der Beitrag der Kleinwinkelstreuung noch vernachlässigbar klein, da die Teilchen vom Target bis zum Austrittsfenster von D2 durch Vakuum fliegen und die Flugstrecke vom Vakuumfenster bis zu MWPC1 nur einige cm beträgt.

Der Grund, warum man beide Spektren betrachtet, ist der, daß man einerseits die Konsistenz der Informationen prüfen kann. Andererseits ist es trotz der deutlich schlechteren Auflösung möglich ist, mittels Schnitten in Spektrum e) Untergrundteilchen zu identifizieren und zu verwerfen. Wegen der Ineffizienz der Drahtkammern oder der Mehrdeutigkeit der Drahtkammerinformation können nicht alle Ereignisse analysiert werden (s. Kapitel 5.3). Die Szintillatorinformation ermöglicht dagegen die Identifikation von Streuteilchen auch bei Ereignissen, deren Drahtkammerinformation nicht

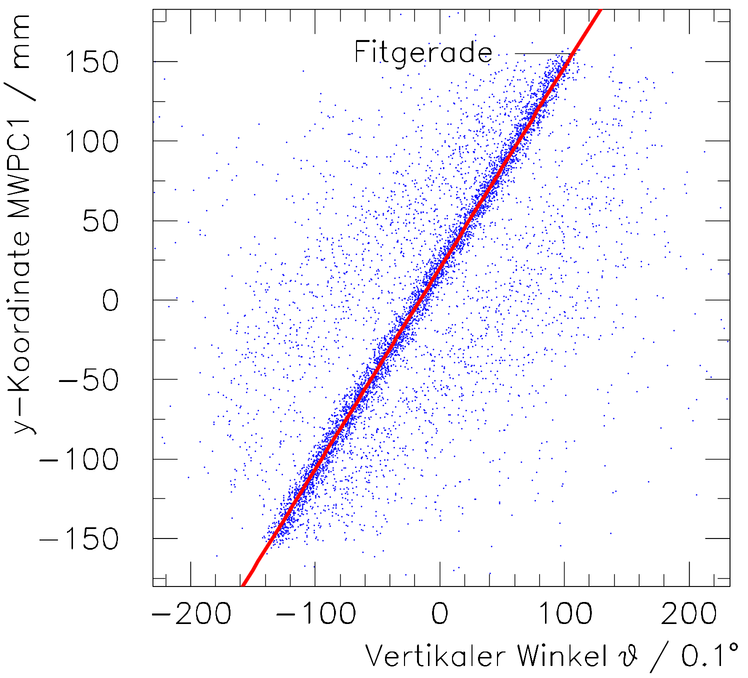


Abbildung 6.6: Gemessenes Spektrum zur Separation der Teilchen vom Target von den an den Polschuhen von D2 gestreuten Ejektilen. Aufgetragen ist der vertikale Winkel ϑ der Flugbahn der Teilchen zwischen Start- und Stopp-Zähler gegen die Höhe der Flugbahn in MWPC1. Die Teilchen vom Target befinden sich innerhalb eines schmalen, geradlinigen Bereichs, während die gestreuten Teilchen über das ganze Spektrum verteilt sind. Die eingezeichnete Gerade besitzt den geringsten aufsummierten Abstand der einzelnen Teilchen vom Target.

ausgewertet werden kann.

In der zweiten Spalte der Spektren wird die Amplitudeninformation der Detektoren präsentiert. Die Spektren g) bis j) dieser Spalte zeigen die Verteilungen der Mittelwerte aus oberer und unterer Amplitude der Stopp-, Čerenkov-, ΔE- sowie Veto-Zähler. Das erste Spektrum dieser Spalte ist die Summe der Start-Zählerspektren. Um die mittleren Amplituden der Start-Zähler in einem einzigen Spektrum einzutragen, muß man die einzelnen Spektren kalibrieren. Dies geschieht durch die Angabe der Kanalnummer, bei der sich das Zentrum der Verteilungen der Pionen befindet, sowie der Kanalnummer der Nullströme, sogenannte *Pedestals.* Die Verteilung der Energieverluste der Pionen besitzt in allen Spektren eine Landauform, da die im Detektor deponierte Energie klein gegenüber der kinetischen Energie ist. Bei den Kaonen ist diese Bedingung nur beim Durchgang durch Start- und Stopp-Zähler gegeben. Die Energieverluste in diesen Zählern sind etwa doppelt so groß wie die der Pionen. Im ΔE-Zähler deponieren die Kaonen den Großteil ihrer kinetischen Energie oder auch die gesamte kinetische Energie. Die Verteilung der Energieverluste im ΔE-Zähler ist breit, da die Eingangsenergie

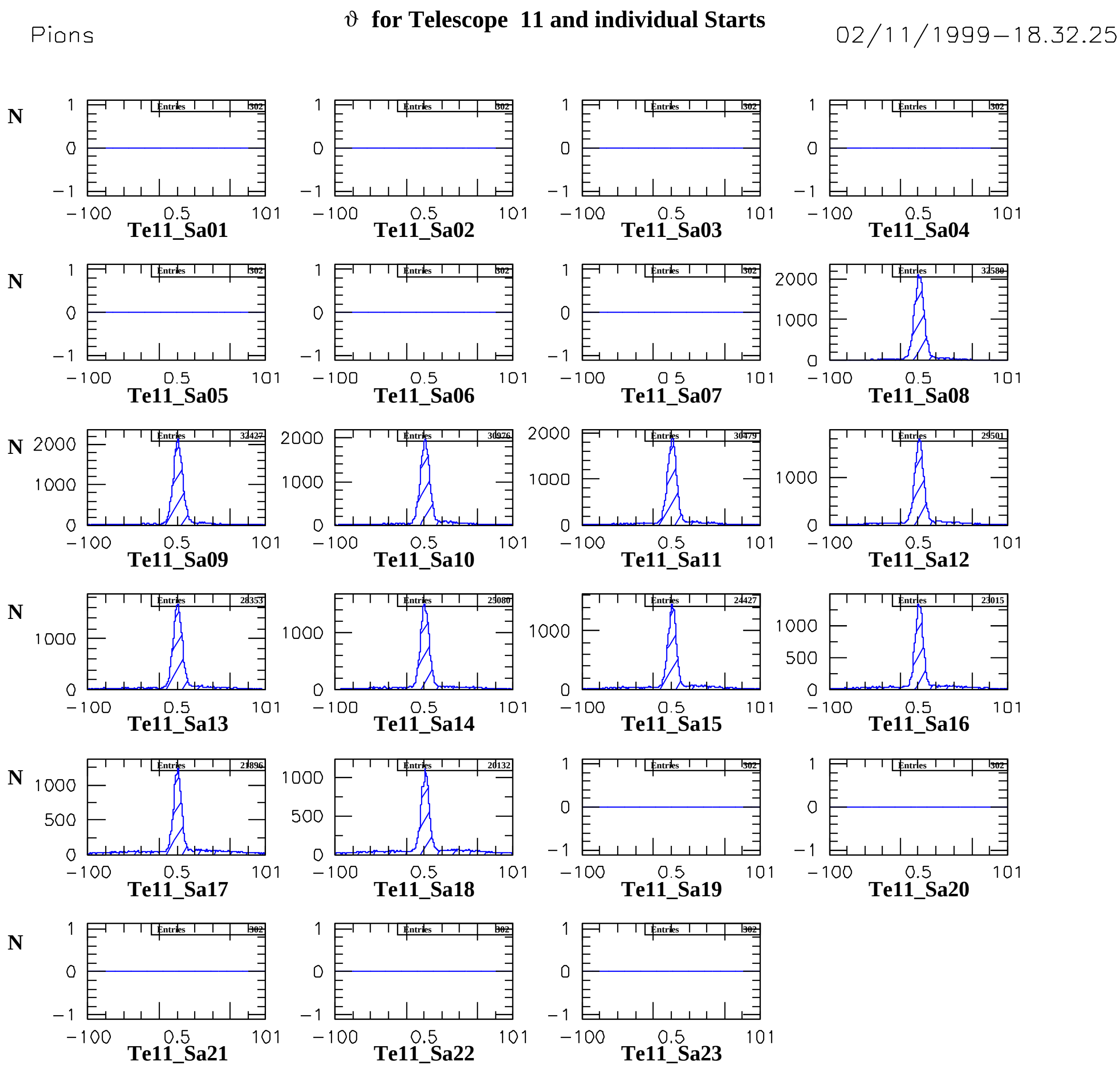


Abbildung 6.7: Verteilung der Abstände von den Fitgeraden wie in Abbildung 6.6 exemplarisch dargestellt für alle erlaubten Start-Stopp-Kombinationen für Teleskop Nummer 11. Die Teilchen vom Target häufen sich um den Nullpunkt, gestreute Teilchen sind über das gesamte Spektrum verteilt.

der Kaonen stark variiert. Der starke Abfall der Verteilung nach dem Maximum bei Kanalnummer 400 wird von den Kaonen verursacht, die ihre gesamte Energie abgeben.

Der flache Verlauf der Verteilung ab Kanalnummer 450 wird durch den im folgenden erklärten Effekt verursacht. Wie Tabelle 3.1 zu entnehmen ist, entsteht beim K^+-Zerfall in manchen Fällen ein π^0. Dieses π^0 zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von $8,4 \cdot 10^{-17}$s zu 98,8 % in zwei Photonen [Rev96b]. Treffen die Photonen auf den Degrader oder werden sie darin erzeugt, so erzeugen sie mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Elektron-Positron-Paar. Erreichen diese Elektronen oder Positronen den ΔE-Zähler, so bilden deren Energieverluste darin einen zusätzlichen Beitrag zum Amplitudensignal.

Der mittlere Energieverlust der Kaonen im ΔE-Zähler ist etwa fünfmal größer als der mittlere Energieverlust der Pionen. Wie bereits erwähnt erreichen die Kaonen nicht mehr den Veto-Zähler, sondern nur noch die aus dem Kaonzerfall stammenden Myonen oder Pionen. Diese Teilchen besitzen minimal ionisierende Eigenschaften, weshalb sie bei senkrechtem Durchflug durch den Veto-Zähler ähnliche Energieverluste wie die Pionen vom Target erleiden. Da die Myonen oder Pionen nur wenige cm vor dem Veto-Zähler isotrop emittiert werden, können sie unter einem weiten Winkelintervall zur Detektoroberfläche den Detektor durchqueren und damit die Flugstrecke im Detektor deutlich vergrößern. In der Verteilung der Energieverluste zeigt sich dies in einer hinter dem Maximum nur langsam abfallenden Flanke, während bei der Verteilung der Pionen vom Target diese Flanke viel schneller abfällt, wie aus dem Vergleich der entsprechenden Spektren in den Abbildungen 6.3 j) und 6.4 j) zu ersehen ist. Der Čerenkov-Zähler dient hauptsächlich der Identifikation von Pionen und wird bei den K^+-Messungen nicht aktiv verwendet.

Das zweite Spektrum der dritten Spalte zeigt den Betrag des Impulses der Teilchen in MeV/c am Target. Das Magnetfeld von D2 wird für die Berechnung des Impulses als näherungsweise kastenförmig angenommen, wie bereits in Kapitel 3.2 beschrieben. Der Mittelwert des Impulses für dieses Teleskop liegt für Kaonen und Pionen bei etwa 380 MeV/c. Die Halbwertsbreite beträgt 28 MeV/c oder 7,4% des Mittelwertes, was mit den in [Sne98] durchgeführten Simulationen übereinstimmt. Die Impulsverteilung der im Veto-Zähler detektierten Pionen ist nahezu symmetrisch um den Mittelwert, so wie die Impulsverteilung der das Teleskop erreichenden Pionen. Daraus kann man schließen, daß die in den anderen Teilen des Teleskops gestoppten Pionen gleichmäßig über die vorhandenen Impulse verteilt sind. Bei der Verteilung der Kaonenimpulse erkennt man eine Asymmetrie bei den Impulsen rechts vom Mittelwert. Die Form der Pionenverteilung ist zum Vergleich in diesem Spektrum eingezeichnet. Dies zeigt, daß sich der Anteil der in anderen Detektoren gestoppten Kaonen mit dem Impuls ändert. Mit sinkendem Impuls steigt die Wahrscheinlichkeit, daß die Kaonen im Stopp- oder Čerenkov-Zähler oder im ersten Degrader gestoppt werden. Dies trifft zwar auch auf die Pionen zu, doch wegen der minimal ionisierenden Eigenschaften ist diese Wahrscheinlichkeit vernachlässigbar klein.

Der ebenfalls mit der Methode des Kastenfeldes berechnete Emissionswinkel am Target wird im dritten Spektrum der dritten Spalte in Einheiten von $0,1^\circ$ präsentiert. Der Nullpunkt dieses Spektrums stimmt mit der Richtung des COSY-Strahls am Target überein. Das vierte Spektrum dieser Spalte zeigt die Verteilung der in Koinzidenz mit dem betrachteten Teleskop angesprochenen Start-Zähler. Dabei werden nur die Start-Zähler berücksichtigt, deren Signale innerhalb der angewendeten Schnitte liegen. Die Form dieses Spektrums stimmt qualitativ mit der Form des Spektrums der Emissionswinkel überein, da jeder Start-Zähler in Bezug auf ein bestimmtes Teleskop ein Winkelintervall von $2°$ überstreicht (Kapitel 3.3).

Das letzte Spektrum dieser Spalte besteht aus vier Balken und gibt die Anzahl der Ereignisse an, die nach den verschiedenen Analyseschritten übrigbleiben. Der erste Balken stellt die Anzahl der Ereignisse dar, die innerhalb der auf die Spektren der ersten beiden Spalten (also auf die Szintillationsinformationen) angewendeten Schnitte liegen. Der zweite Balken repräsentiert die Anzahl der Ereignisse aus dem ersten Balken, bei welchen alle Ebenen der Drahtkammern effizient waren. Eine Ebene einer Drahtkammer ist effizient, wenn innerhalb des horizontalen Korridors (s. Kapitel 5.1) mindestens ein Cluster vorhanden ist. Der dritte Balken zeigt, wieviele der Ereignisse aus Balken Nummer zwei eine Berechnung der Koordinaten der Teilchentrajektorie erlauben. Der vierte Balken gibt die Anzahl der Ereignisse an, die nach eventuellen Schnitten auf die Drahtkammerinformationen, wie die vertikale Verteilung, den Emissionsimpuls oder den Emissionswinkel, übrigbleiben. Diese Informationen sind wichtig für die in Kapitel 7.3 diskutierte Effizienz der Drahtkammerauswertung.

Eine weitere Information der Drahtkammer, auf welche Schnitte gesetzt werden können, ist die y-Koordinate des Teilchendurchgangs durch MWPC1. Durch Schnitte auf diese Koordinate in Abhängigkeit der angesprochenen Start-Stopp-Kombination besitzt man eine Möglichkeit, mit der die Raumwinkelakzeptanz für die betreffende Kombination bestimmt werden kann (s. Kapitel 7.3). Zur Überprüfung der Schnitte kann man sich für jede Kombination die Verteilung der y-Koordinate von MWPC1 anzeigen lassen. Abbildung 6.8 zeigt diese Kombinationen für Teleskop Nummer 11. Die Teilchen direkt vom Target können den Bereich von -110 mm bis 110 mm überstreichen, s. Kapitel 5.1. Die Ereignisse außerhalb dieses Bereichs sind ein Teil der an den Polschuhen von D2 gestreuten Teilchen.

Mit dem in diesem Kapitel beschriebenen Auswerteprogramm ist es nun möglich, die gemessenen Daten zu analysieren und K^+-Mesonen in den verschiedenen Teleskopen zu identifizieren. Darüber berichtet das nächste Kapitel.

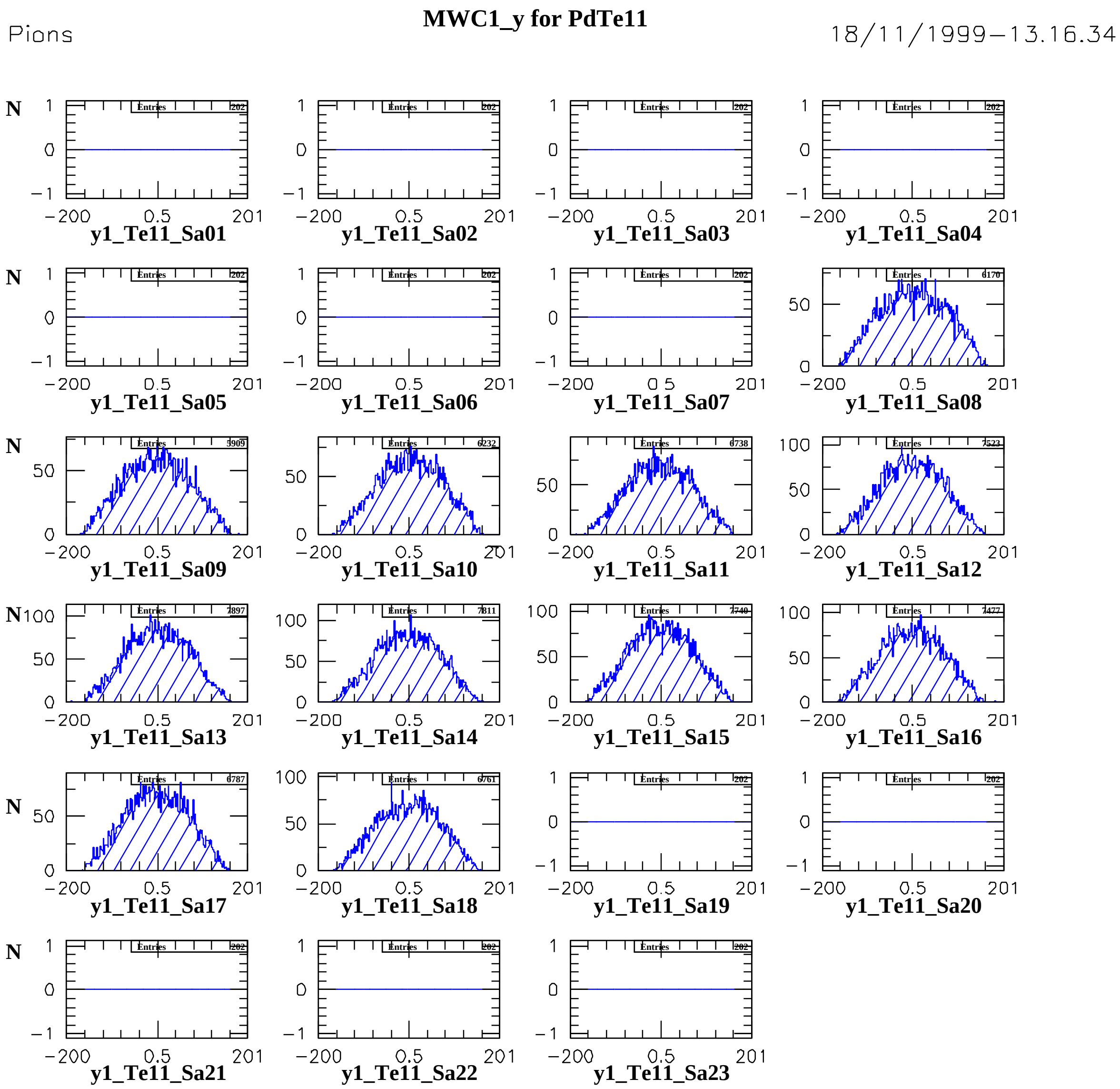


Abbildung 6.8: Verteilung der y-Koordinate von MWPC1 für Teleskop Nummer 11 für alle erlaubten Start-Zähler. Die y-Koordinate wird in mm aufgetragen.

Kapitel 7

Ermittlung der K^+-Impulsspektren

Die Schwierigkeit bei der Identifikation von K^+-Mesonen besteht, wie bereits erwähnt, in der Anwesenheit eines bis zu 10^6-fach größeren Untergrundes, vgl. Kapitel 3.3. Mit dem in Kapitel 6 vorgestellten Programmpaket ist es gelungen, mit geeigneten Schnitten auf die Detektorinformationen Kaonen bis hinab zu einer Protonenstrahlenergie von 1,0 GeV zu identifizieren. Im Verlaufe dieses Kapitels werden zunächst die angewendeten Schnitte auf die Szintillatorinformationen (Abschnitt 7.1) und auf die Drahtkammerinformationen (Abschnitt 7.2) beschrieben, anschließend werden die damit erzielten Ergebnisse der K^+-Identifikation präsentiert (Abschnitt 7.3). Ein erster Vergleich dieser Daten mit theoretischen Modellen folgt in Abschnitt 7.4.

Abbildung 7.1 zeigt das Flugzeitspektrum der Teilchen zwischen Stopp-Zähler Nummer 11 und allen erlaubten Start-Zählern im dargestellten Bereich sowie das Amplitudenspektrum dieses Stopp-Zählers. Die Flugzeitspektren der verschiedenen Start-Stopp11-Kombinationen sind nach dem in Kapitel 6.3 angegebenen Verfahren überlagert. Eingezeichnet ist auch die Verteilung, die man nach der Anwendung aller Schnitte für die K^+-Identifikation, die im folgenden beschrieben werden, erhält. Die Protonenstrahlenergie betrug 2,3 GeV. Die Wirkungsquerschnitte der Produktion für Pionen sind bei dieser Energie ca. 2 Größenordnungen höher als die für Kaonen (s. Abbildung 1.2). In Abbildung 7.1 sind daneben die einzelnen Komponenten des Untergrundes eingezeichnet:

1. Pionen, die am Target produziert werden und ohne Streuung den Start-Zähler erreichen, sind gaußförmig um Kanalnummer 250 verteilt.

2. Protonen, die am Target produziert werden und ohne Streuung den Start-Zähler erreichen, liegen bei Kanalnummer 390 mit einer gaußförmigen Verteilung.

3. Protonen, die auf dem Weg zwischen Target und Start-Zähler gestreut werden, besitzen eine breite und flache Verteilung über das gesamte Flugzeitspektrum hinweg. Damit liegen sie sich auch in dem Bereich um Kanalnummer 300, in welchem sich die Kaonen befinden.

Die Teleskope besitzen eine relative Impulsbreite, die zwischen 17% bei Teleskop 1 und 6% bei Teleskop 15 liegt, so daß die Flugzeit der Teilchen vom Target zwischen Start- und Stopp-Zähler innerhalb schmaler Grenzen festgelegt ist. Etwa 80% der in Abbildung 7.1 eingetragenen Ereignisse stammen vom Target. Die gestreuten Teilchen machen etwa 20% der Ereignisse aus. Der Impuls der gestreuten Teilchen, die Teleskop 11 erreichen, stimmt nicht mehr mit dem durch die Fokussierungseigenschaften des Magneten D2 bestimmten Impuls der Teilchen vom Target überein, sondern variiert innerhalb eines weiten Bereiches. Deshalb sind die gestreuten Teilchen über das gesamte Flugzeitspektrum verteilt.

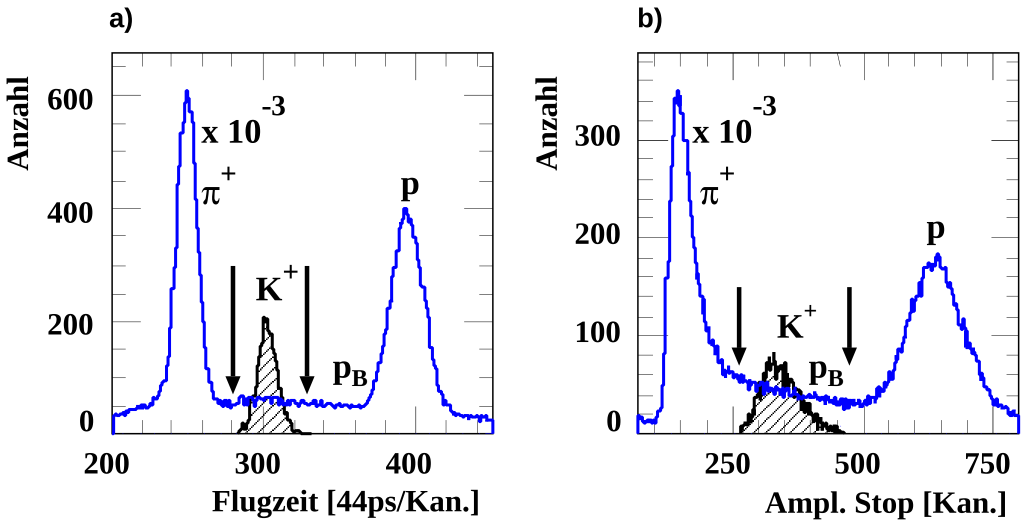


Abbildung 7.1: **a)** - Gemessenes Flugzeitspektrum bei einer Protonenstrahlenergie von 2,3 GeV zwischen Stopp-Zähler Nummer 11 und allen erlaubten Start-Zählern für alle Teilchen. **b)** - Gemessenes Amplitudenspektrum des Stopp-Zählers Nummer 11. Die Kaonen, die nach Anwendung aller Schnitte übrigbleiben, sind jeweils schraffiert dargestellt. Die Pfeile deuten die aus der Analyse der Meßdaten ermittelten Schnitte zur K^+-Identifikation in den Spektren an.

7.1 Anwendung der Szintillatorinformationen

Wie in Abbildung 7.1 ersichtlich, liegen die Kaonen im Flugzeit- und im Energieverlustspektrum zwischen Pionen und Protonen und sind deutlich getrennt von beiden. Bereits durch die in den Abbildungen angedeuteten Schnitte erreicht man eine starke Unterdrückung der Pionen und Protonen vom Target. Gestreute Protonen sind nahezu gleichmäßig über die beiden Spektren verteilt und befinden sich damit insbesondere auch im Bereich der Kaonen. Durch die Schnitte in beiden Spektren kann man daher nur einen Teil der gestreuten Protonen unterdrücken. Berücksichtigt man den Faktor

10^3, um den das Spektrum ohne Schnitte unterdrückt ist, so erkennt man, daß unbedingt weitere Auswahlkriterien für die Identifikation der K^+-Mesonen erforderlich sind.

Im Amplitudenspektrum des ΔE-Zählers findet man keine Protonen vom Target wieder, da diese im Čerenkov-Zähler oder im ersten Degrader gestoppt werden. Es bleiben nur noch die Pionen sowie die gestreuten Protonen übrig (Abbildung 7.2 a)). Durch präzises Optimieren der Degraderdicken erreicht man folgende Situation: die Kaonen werden im ersten Degrader soweit abgebremst, daß sie gerade noch den ΔE-Zähler durchqueren und im zweiten Degrader gestoppt werden. Man erhält so ein Verhältnis der deponierten Energien von Kaonen zu Pionen von etwa 5. Das Amplitudenspektrum des ΔE-Zählers ist sehr sensitiv auf geringe Änderungen der Degraderdicken. Die Feinabstimmung der Degraderdicken wurde, wie bereits in Kapitel 6.3 erwähnt, während einer Strahlzeit in wenigen Stunden durchgeführt. Dies ist möglich, da sämtliche Schnitte zur K^+-Identifikation bereits während der Messung gesetzt werden können und die Ergebnisse sofort sichtbar sind. Es wurde einerseits die Position der Kaonen im Amplitudenspektrum des ΔE-Zählers überprüft und gleichzeitig darauf geachtet, daß im Spektrum der Zeitdifferenz zwischen ΔE- und Stopp-Zähler keine verzögerten Ereignisse auftreten. Die Bedeutung dieser Feinabstimmung zeigt sich besonders, wenn man Schnitte auf die Kaonen in der Flugzeit zwischen Start- und Stopp-Zähler sowie im Amplitudenspektrum des Stopp-Zählers setzt. Diese Schnitte selektieren neben den Kaonen auch einen Teil der gestreuten Protonen, vgl. Abbildung 7.1. In Abbildung 7.2 b) erkennt man, daß nach der Feinabstimmung der Degraderdicken die gestreuten Protonen, die sich im Energieverlustspektrum des Stopp-Zählers an der gleichen Position wie die Kaonen befinden, deutlich von den Kaonen getrennt werden können. Im Bereich der Kaonen liegen nur wenige Prozent der gestreuten Protonen. Hier wirkt sich aus, daß die gestreuten Protonen, welche die gleiche Flugzeit wie die Kaonen haben, wegen des Massenverhältnisses $m_p/m_{K^+} \simeq 2$ ungefähr den doppelten Kaonimpuls und daher andere Energieverlusteigenschaften besitzen. Durch die Selektion der gestreuten Protonen innerhalb eines schmalen Impulsbereichs besitzen sie eine Landauverteilung im Energieverlustspektrum des ΔE-Zählers. Die Breite dieser Verteilung wird hauptsächlich durch die Detektoreigenschaften bestimmt. Ohne Feinabstimmung der Degraderdicken würde der Abstand der Verteilungen von Kaonen und gestreuten Protonen geringer, was deren Anteil im Bereich der Kaonen erhöhen würde.

Im Energieverlustspektrum des Veto-Zählers überlappen die Bereiche der gestreuten Protonen stark mit denen der aus dem K^+-Zerfall stammenden, minimal ionisierenden μ^+ oder π^+, siehe Abbildung 7.3 a). Das Zeitdifferenzspektrum zwischen Veto- und Stopp-Zähler, das nur ab einer Verzögerung von 1,3 ns in bezug auf die prompten Teilchen gezeigt wird, zeigt einen exponentiellen Abfall für die als Kaonen identifizierten Teilchen mit einer Lebensdauer von $(11,8 \pm 2,0)$ ns (Abbildung 7.3 b)). Diese Zeit stimmt innerhalb des Fehlers mit der Lebensdauer von Kaonen von 12,4 ns überein. Dies ist ein deutlicher Hinweis dafür, daß man im Veto-Zähler die Zerfallsprodukte der Kaonen detektiert.

Zusammenfassend läßt sich nach den Schnitten auf die Szintillatorinformationen

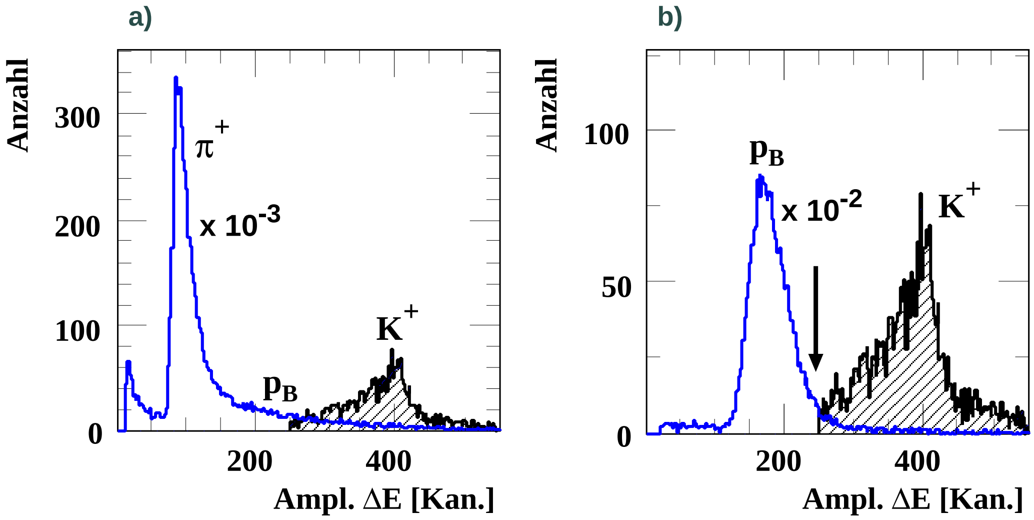


Abbildung 7.2: Vergleich der Position von Kaonen im Energieverlustspektrum des ΔE-Zählers Nummer 11 mit **a)** - allen Teilchen, die den ΔE-Zähler erreichen, **b)** - den gestreuten Protonen, die innerhalb der in Abbildung 7.1 eingezeichneten Schnitte zur K^+-Identifikation im Flugzeit- und Energieverlustspektrum liegen. Der Pfeil deutet den Schnitt zur K^+-Identifikation an.

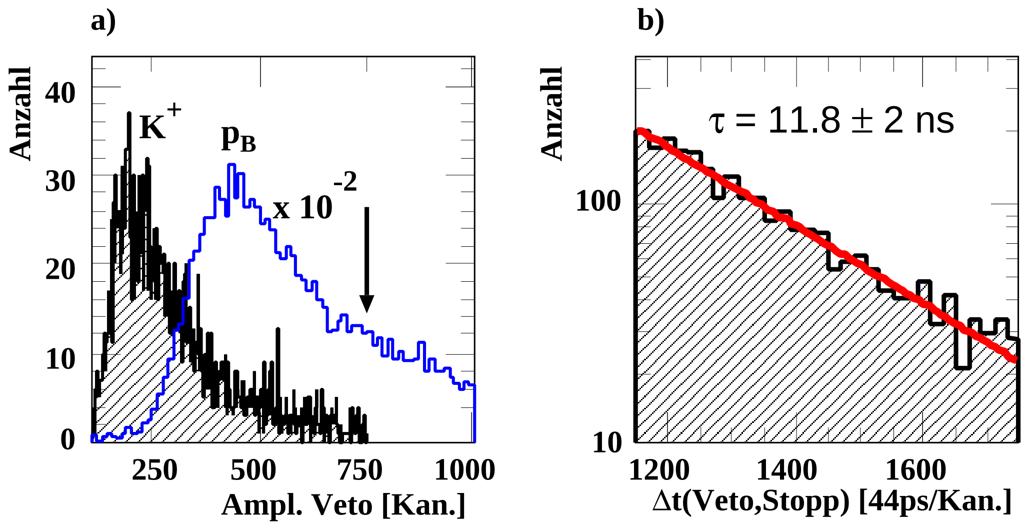


Abbildung 7.3: **a)** - Vergleich der Position der minimal ionisierenden μ^+ oder π^+ aus dem Kaonzerfall mit den gestreuten Protonen im Energieverlustspektrum des Veto-Zählers Nummer 11, **b)** - die als Kaonen identifizierten Ereignisse im Spektrum der Zeitdifferenz zwischen dem Veto-Zähler und dem Stopp-Zähler aus Teleskop Nummer 11. Dargestellt ist nur der Bereich ab 1,3 ns nach der Position der prompten Signale.

sagen, daß

- die Protonen vom Target durch die Forderung eines Signals im ΔE-Zähler völlig unterdrückt werden können, da sie bereits im Čerenkov-Zähler oder im ersten Degrader gestoppt werden,
- die Pionen vom Target nahezu vollständig durch die Schnitte unterdrückt werden können,
- von den gestreuten Protonen mit ungefähr doppelt so hohem Impuls wie die Kaonen ein Restanteil übrig bleibt.

Die nach den Schnitten noch vorhandenen gestreuten Protonen können durch die Forderung nach verzögerten Ereignissen im Veto-Zähler stark unterdrückt werden. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte ist es aber unerläßlich, bei hohen Strahlenergien die Kaonen auch ohne die Detektion der Zerfallsprodukte zu identifizieren (s. Kapitel 7.3).

7.2 Anwendung der Drahtkammerinformation

Mit der Drahtkammerinformation lassen sich die Teilchen vom Target von den zwischen Target und Start-Zähler gestreuten Teilchen unterscheiden, wie Abbildung 6.6 zu entnehmen ist. Abbildung 7.4 zeigt die Verteilung der senkrechten Abstände der Ereignisse von der in der Abbildung eingezeichneten Fitgeraden (vertikale Verteilung) für Kaonen bei verschiedenen Protonenstrahlenergien. Es wurden alle Schnitte auf die Szintillatorinformationen angewendet, also auch die Forderung nach verzögerten Teilchen im Veto-Zähler. Bei 2,0 GeV Strahlenergie (Abbildung 7.4 a)) erhält man qualitativ das gleiche Bild wie bei den Schnitten auf Pionen (Abbildung 6.3 k)). Die Kaonen vom Target befinden sich in einer schmalen Häufung um den Nullpunkt, die gestreuten Protonen liegen in einer breiten, flachen und strukturlosen Verteilung ebenfalls um den Nullpunkt.

Bei den niedrigeren Strahlenergien (Abbildung 7.4 b) und c)) ergibt sich qualitativ ein anderes Bild. Die Verteilung der Kaonen besitzt deutlich weniger Intensität relativ zu den gestreuten Protonen, und in der Verteilung der gestreuten Teilchen offenbaren sich bei den Kanalnummern 50 und -50 zwei Erhöhungen im Spektrum. Betrachtet man das gleiche Spektrum ohne die Benutzung des Kriteriums des K^+-Zerfalls, so wird die Anzahl der gestreuten Protonen relativ zu der Anzahl der Kaonen so stark erhöht, daß man die Verteilung der Kaonen nicht mehr auflösen kann (Abbildung 7.5). Die Tatsache, daß in einem Bereich zwischen den Erhöhungen um die Kanalnummern 50 und -50 eine flache Verteilung auftritt, deutet darauf hin, daß es sich hierbei um Teilchen handelt, die nicht an den Polschuhen von D2 gestreut werden (s. Abbildung 3.4). Es handelt sich vielmehr um Protonen, die im Verbindungsstück zwischen COSY-Strahlrohr und D2-Vakuumkammer gestreut werden (s. Abbildung 7.6). Ihre gesamte Verteilung über das Spektrum aus Abbildung 7.5 ist schraffiert dargestellt. Simulationen, in denen nur

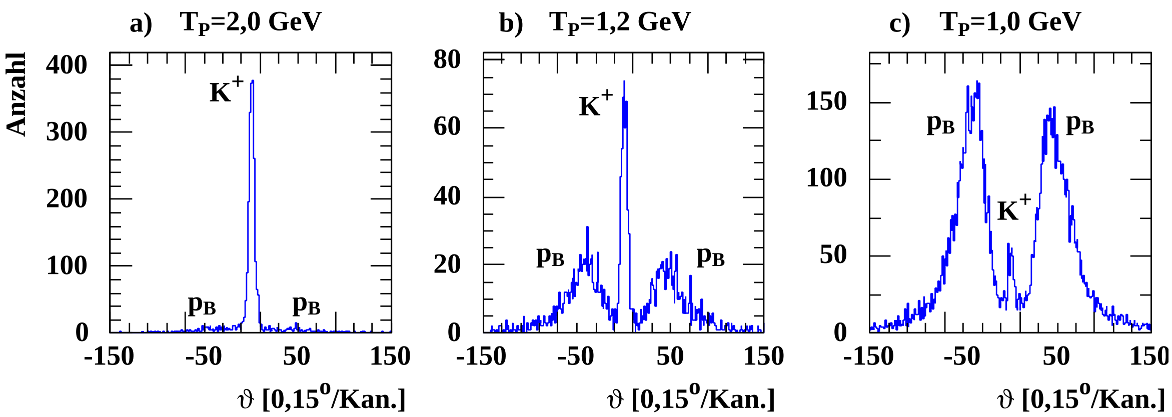


Abbildung 7.4: Vertikale Verteilung der gemessenen Ereignisse nach Anwendung aller Schnitte auf die Szintillatorinformationen zur K^+-Identifikation. Die Form der Spektren bei den niedrigen Strahlenergien von 1,2 und 1,0 GeV unterscheiden sich deutlich von jener bei der Strahlenergie von 2,0 GeV.

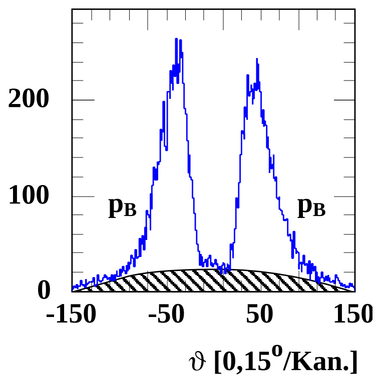


Abbildung 7.5: Vertikale Verteilung für gemessene Ereignisse bei einer Strahlenergie von 1,0 GeV nach Anwendung aller Schnitte auf die Szintillatorinformationen zur K^+-Identifikation außer der Forderung nach verzögerten Ereignissen im Veto-Zähler. Die Verteilung der Kaonen in der Mitte des Spektrums von Abbildung 7.4 c) ist durch die relativ zu den Kaonen stark gestiegene Anzahl der gestreuten Protonen nicht mehr auflösbar. Der schraffiert dargestellte Bereich ist die Verteilung der am Verbindungsstück zwischen COSY-Strahlrohr und D2-Vakuumkammer gestreuten Protonen.

gestreute Protonen betrachtet werden, kommen zu den gleichen Ergebnissen bezüglich der Verteilungen im Spektrum der vertikalen Verteilung [Kac99].

Die an den Polschuhen gestreuten Teilchen können nahezu vollständig durch Schnitte auf die vertikale Verteilung unterdrückt werden. Die im Verbindungsstück gestreuten Teilchen befinden sich auch hier im gleichen Bereich wie die Kaonen und können somit nicht unterdrückt werden.

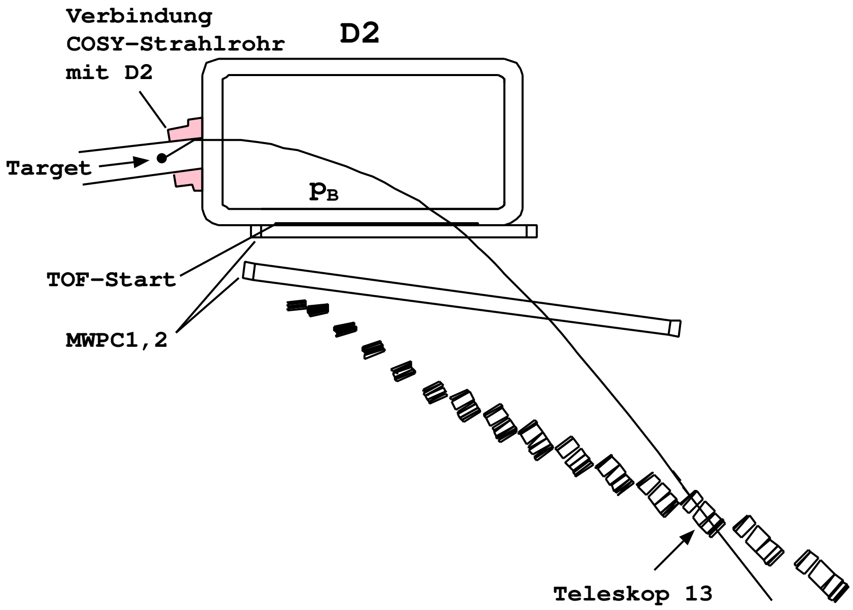


Abbildung 7.6: Die außerhalb der Winkelakzeptanz von ANKE am Target emittierten Protonen p_B können durch Streuung am Verbindungsstück zwischen COSY-Strahlrohr und D2-Vakuumkammer in den Seitwärtsdetektor gelangen. Durch die breite Impuls- und Winkelverteilung erzeugt ein Teil dieser gestreuten Protonen in allen Detektoren die gleichen Signale und kann so durch Schnitte auf die Detektorinformationen nicht unterdrückt werden.

7.3 Die K^+-Impulsspektren

Allgemein ergibt sich der Wirkungsquerschnitt σ_{K^+} der K^+-Produktion zu:

$$\sigma_{K^+} = \frac{N_{K^+}}{t} \cdot \frac{1}{L}, \tag{7.1}$$

wobei N_{K^+} die Anzahl der am Target produzierten Kaonen und L die mittlere Luminosität im Zeitintervall t darstellt. Das Spektrometer ANKE bietet jedoch noch die Möglichkeit, die Wirkungsquerschnitte auf andere Weise zu bestimmen.

Am ANKE-Spektrometer können gleichzeitig mit den Kaonen auch Pionen gemessen werden. Die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\pi^+}}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p}$ der π^+-Produktion sind bekannt [Aba88]. Mit dieser Kenntnis werden die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\mathrm{K}^+}}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p}$ der K$^+$-Mesonenproduktion wie folgt berechnet:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{K^+}}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p} = \frac{\mathrm{d}^2\sigma_{\pi^+}}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p} \cdot \frac{\epsilon_{\pi^+}}{\epsilon_{\mathrm{K}^+}} \cdot \frac{N_{\mathrm{K}^+}}{N_{\pi^+}} \cdot \frac{\Delta\Omega_{\pi^+}}{\Delta\Omega_{\mathrm{K}^+}}, \tag{7.2}$$

wobei ϵ_{π^+}, ϵ_{K^+} Korrekturfaktoren zur Berücksichtigung des unterschiedlich starken Zerfalls von Pionen und Kaonen auf dem Weg vom Target zum Teleskop sind, N_{π^+} und N_{K^+} die Anzahl der ein Teleskop erreichenden Pionen und Kaonen sowie $\Delta\Omega_{\pi^+}$ und $\Delta\Omega_{\mathrm{K}^+}$ die jeweiligen Raumwinkelakzeptanzen für ein Teleskop darstellen. Die Raumwinkelakzeptanzen sind wegen der unterschiedlichen Kleinwinkelstreuung von Pionen und Kaonen verschieden. Den Korrekturfaktor ϵ_i, wo i für π^+ oder K^+ steht, erhält man nach der Formel:

$$\epsilon_i = \exp\left(-\frac{l \cdot m_i \cdot c}{p \cdot \tau_i}\right), \tag{7.3}$$

mit c der Lichtgeschwindigkeit, l der mittleren Weglänge vom Target bis zum betrachteten Teleskop, τ_i der Lebensdauer und p dem Betrag des Impulses des Teilchens i.

Die Anzahl der ein Teleskop erreichenden π^+ oder K^+ werden für die beiden Teilchen unterschiedlich bestimmt. Bei Pionen setzt man für alle gemessenen Strahlenergien Schnitte auf die Flugzeit zwischen den Start- und Stopp-Zähler sowie auf die Energieverluste in beiden Detektoren. Zusätzlich wendet man noch einen Schnitt auf die vertikale Verteilung der Flugbahnen an. In dem Flugzeitspektrum sowie im Spektrum der vertikalen Verteilung (s.Abbildung 6.3) besitzen die Pionen eine gaußförmige Verteilung. Der noch verbleibende Untergrund hat eine flache Form. Diese Spektren sind demnach die Überlagerung einer linearen und einer Gaußfunktion mit der allgemeinen Funktionsgleichung:

$$N(x) = a + bx + c \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right). \tag{7.4}$$

Die fünf freien Parameter werden durch einen Fit nach der χ^2-Methode bestimmt. Die Anzahl n_{π^+} der Pionen, die durch die Analyse identifiziert werden, erhält man aus dem Parameter σ:

$$n_{\pi^+} = \sqrt{2\pi} \cdot c \cdot \sigma. \tag{7.5}$$

Um aus n_{π^+} die Anzahl N_{π^+} der das Teleskop erreichenden Pionen zu berechnen, muß man die Ineffizienzen der Analysemethode abschätzen. Zum einen muß man die Anzahl der Pionen berechnen, die durch die Schnitte verworfen werden. Beim Flugzeitspektrum sowie bei der vertikalen Verteilung berechnet man anhand der Gaußverteilung den Anteil der Ereignisse außerhalb der Schnitte. Die Energieverluste in den Start- und

Stopp-Zählern folgen einer Landauverteilung, so daß der Anteil der Pionen außerhalb der Schnitte mit dieser Verteilung berechnet wird. Zum anderen können nicht in allen Ereignissen die Drahtkammerinformationen ausgewertet werden, vgl. Kapitel 5.3. Alle hier genannten Effekte werden im Korrekturfaktor $\epsilon_{\text{Schnitte}}$ von n_{π^+} berücksichtigt, mit welchem die Zahl N_{π^+} berechnet wird:

$$N_{\pi^+} = \frac{n_{\pi^+}}{\epsilon_{\text{Schnitte}}}. \tag{7.6}$$

Die Identifikation von Kaonen ist lediglich bei der höchsten bisher gemessenen Strahlenergie von 2,3 GeV analog zu dem oben beschriebenen Verfahren für die Pionen möglich. Abbildung 7.7 zeigt für den Kaonenbereich das Flugzeitspektrum, das Energieverlustspektrum des Stopp-Zählers sowie das Spektrum der vertikalen Verteilung nach Schnitten auf die Flugzeit und den Energieverlust. Im Spektrum der vertikalen Verteilung erkennt man eine gaußförmige Verteilung der Kaonen um den Nullpunkt. Der Anteil der Kaonen in diesem Spektrum liegt bei ca. 3%. Sie sind nur deshalb zu erkennen, weil der Untergrund in diesem Bereich eine flache Verteilung besitzt und in der gleichen Größenordnung liegt. Im Flugzeitspektrum jedoch übersteigt der Untergrund im Bereich der Kaonen deren Anteil um mehr als eine Größenordnung. Die Verteilung der Kaonen ist nicht mehr auflösbar. Mit einem zusätzlichen Schnitt auf die vertikale Verteilung unterdrückt man den Untergrund um den Faktor 20 (Abbildung 7.8). In diesem Fall erkennt man die Verteilung der Kaonen im Spektrum der vertikalen Verteilung und im Flugzeitspektrum. Der Vorteil dieser Identifikationsmethode liegt in der hohen Effizienz der K^+-Identifikation von mehr als 80%.

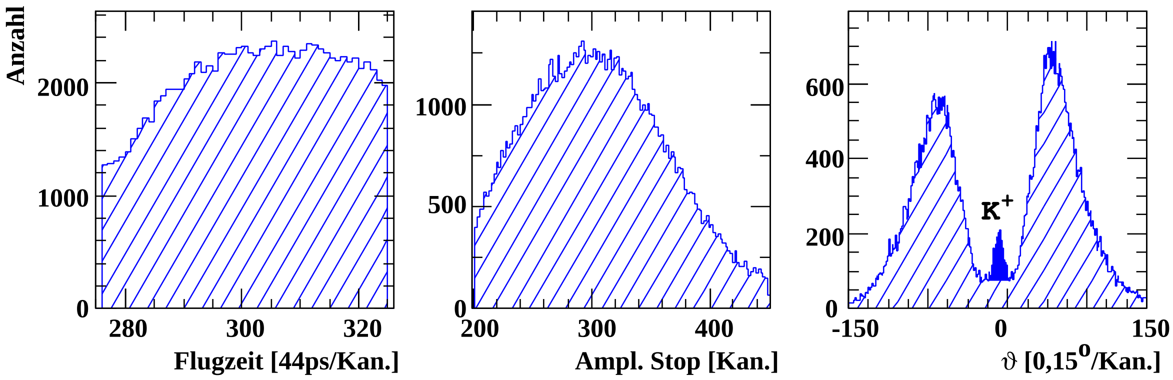


Abbildung 7.7: Verbleibende Ereignisse bei einer Protonenstrahlenergie von 2,3 GeV nach Schnitten auf die Flugzeit zwischen Start- und Stopp-Zählern sowie den Energieverlust in Start- und Stopp-Zählern. Im Spektrum der vertikalen Verteilung erkennt man die dunkel eingezeichnete, gaußförmige Verteilung der Kaonen um den Nullpunkt. Im Flugzeitspektrum kann man wegen des leicht ansteigenden und um mehr als eine Größenordnung höheren Untergrundes die Verteilung der Kaonen um Kanal 300 nicht auflösen.

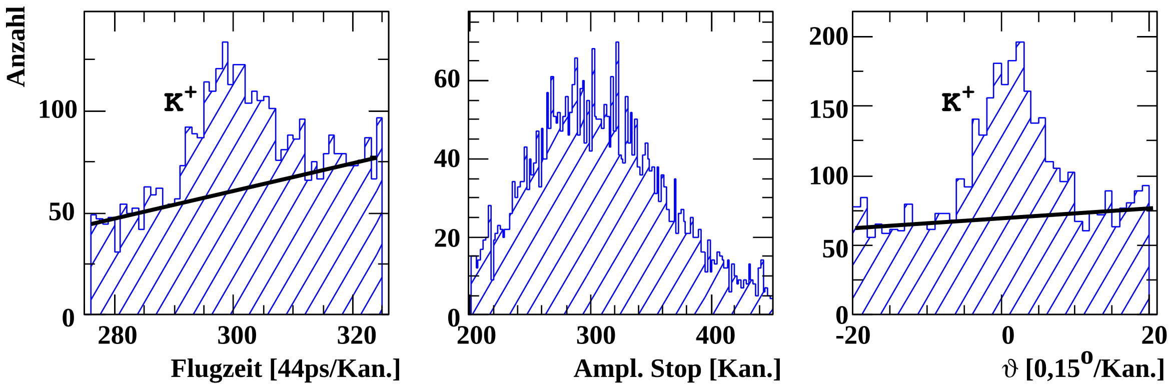


Abbildung 7.8: Verbleibende Ereignisse nach den in Abbildung 7.7 beschriebenen Schnitten sowie zusätzliche Schnitte auf die vertikale Verteilung. Sowohl im Spektrum der vertikalen Verteilung als auch im Flugzeitspektrum kann man die Verteilung der Kaonen auflösen. Die Verteilung des Untergrundes ist in beiden Spektren als Gerade eingezeichnet, die Anzahl der Kaonen sind die Ereignisse über den jeweiligen Geraden.

Bei Strahlenergien unterhalb der freien Nukleon-Nukleon-Schwelle von 1,58 GeV sinkt der Wirkungsquerschnitt der K$^+$-Produktion stark, der Wirkungsquerschnitt der Protonenproduktion, dem Ursprung der Untergrundprotonen, jedoch kaum (s. Abbildung 1.2). Durch die in Abbildung 7.8 beschriebenen Schnitte ist man nicht in der Lage, die Verteilung der Kaonen aufzulösen, auch nicht durch zusätzliche Schnitte auf den ΔE-Zähler, wie Abbildung 7.5 zeigt. Aus diesem Grunde ist es nötig, die Kaonen zusätzlich über ihre Zerfallsprodukte im Veto-Zähler zu identifizieren. Die vertikalen Spektren, die man mit dieser Forderung erhält, sind in Abbildung 7.4 dargestellt. Bis hinab zur niedrigsten Strahlenergie von 1,0 GeV kann man die Verteilung der Kaonen um den Nullpunkt auflösen. Durch Anwendung dieser Methode sinkt die K$^+$-Identifikationseffizienz auf ca. 10–15%. Möchte man die Anzahl N_{K^+} der das jeweilige Teleskop erreichenden Kaonen ermitteln, so muß man zusätzlich zu der oben beschriebenen Methode zur K$^+$-Identifikation den Faktor $\epsilon_{\mathrm{So}\rightarrow\mathrm{Ve}}$ kennen. Dieser Faktor gibt den Anteil der im Stopp-Zähler identifizierten Kaonen an, der durch die Selektionskriterien auf ΔE- und Veto-Zähler ausgewählt wird.

Die Raumwinkelakzeptanz von ANKE für die verschiedenen Teilchen ist nicht genau bekannt, kann jedoch durch Simulationen ermittelt werden. Bei der K^+-Identifikation ist man auf die Kenntnis der absoluten Raumwinkelakzeptanz nicht angewiesen, wenn die Wirkungsquerschnitte nach Gleichung 7.2 berechnet werden. Es reicht in diesem Fall aus, das Verhältnis der Raumwinkelakzeptanzen von Kaonen zu Pionen zu kennen. Betrachtet man eine bestimmte Start-Stopp-Kombination, so erhält man den von der Start-Zähleroberfläche abgedeckten Raumwinkel $\Delta\Omega$ für Teilchen vom Target nach:

$$\Delta\Omega = \frac{\epsilon_{\mathrm{Def}} \cdot h \cdot b \cdot \sin(\alpha)}{l^2}, \tag{7.7}$$

wobei $h = 28$ cm die Höhe, $b = 5$ cm die Breite des Start-Zählers, l die Länge der betrachteten Flugbahn zwischen Target und Start-Zähler und α den Winkel der Flugbahn zur Start-Zähleroberfläche darstellt. ϵ_{Def} ist ein Korrekturfaktor, der die Defokussierung von D2 in vertikaler Richtung berücksichtigt und nur vom Teilchenimpuls abhängt. Die tatsächliche Raumwinkelakzeptanz ist jedoch geringer und variiert für jede Start-Stopp-Kombination, da der Abstand der Polschuhe von D2 mit 20 cm eine Einschränkung darstellt. Weiterhin sind die Anteile von Pionen und Kaonen unterschiedlich, die wegen der Kleinwinkelstreuung nach dem Durchgang durch einen Start-Zähler kein Teleskop treffen. Durch identische Schnitte für Kaonen und Pionen auf die y-Koordinate von MWPC1 kann der Raumwinkel so eingeschränkt werden, daß diese Größe die Akzeptanz bestimmt. Damit besitzen Kaonen und Pionen die gleiche Akzeptanz für alle Start-Stopp-Kombinationen. Die Akzeptanz wird durch solche Schnitte reduziert und damit auch die Anzahl der identifizierten Kaonen und Pionen. Diese Methode ist jedoch die genaueste, um das Problem der Raumwinkelbestimmung zu lösen.

Die Koeffizienten $\epsilon_{\mathrm{So}\rightarrow\mathrm{Ve}}$ und $\epsilon_{\mathrm{Schnitte}}$ für jedes Teleskop werden aus einer Messung bei einer Energie von 2,3 GeV mit "offenem Trigger" bestimmt. In diesem Zusammenhang bedeutet offener Trigger, daß all jene Ereignisse aufs Band geschrieben werden, welche die Minimalanforderung einer erlaubten Start-Stopp-Kombination erfüllen. Damit erfaßt man alle Teilchen, die ein Teleskop erreichen. Bei dieser Energie läßt sich die Anzahl der Kaonen bereits durch Anwendung der Schnitte auf Start- und Stopp-Zähler sowie auf die Drahtkammerinformation ermitteln, wie in Abbildung 7.8 gezeigt wird. Den Koeffizienten $\epsilon_{\mathrm{Schnitte}}$ ermittelt man nach dem weiter oben beschriebenen Verfahren. Nach Anwendung aller Schnitte erhält man den Anteil der durch den Veto-Zähler des jeweiligen Teleskops identifizierten Kaonen und somit den Koeffizienten $\epsilon_{\mathrm{So}\rightarrow\mathrm{Ve}}$. Bisher ist es noch nicht gelungen, diese Koeffizienten zu ermitteln. Bei der ersten dafür vorgesehenen Messung stellte sich anschließend heraus, daß sich das Target nicht an der vorgeschriebenen Position befand. In solch einem Fall verschiebt sich die Fokalfläche des Magneten D2 und damit die ein Teleskop erreichenden Teilchenimpulse. Bei der zweiten dafür vorgesehenen Messung herrschten ungünstige Untergrundverhältnisse, die dazu führten, daß die Verteilung der Kaonen in den Spektren wie in Abbildung 7.8 nicht zuverlässig bestimmt werden konnten. Ohne diese Koeffizienten lassen sich die Wirkungsquerschnitte der K^+-Produktion nicht berechnen. Mitarbeiter der COSY-Beschleunigerabteilung haben die Ursache für den hohen Untergrund aufgeklärt, so daß jetzt in der ersten Jahreshälfte 2000 die entsprechende Messung möglich sein wird.

Die Daten zur K^+-Produktion bei Protonenstrahlenergien 1,2 und 1,0 GeV und einem D2-Magnetfeld von 1,3 T wurden mit dem vorgestellten Analyseprogramm ausgewertet. Das Ergebnis der Auswertung ist die Anzahl der in den jeweiligen Teleskopen bzw. in einem bestimmten Impulsbereich identifizierten Kaonen, die in Abbildung 7.9 dargestellt sind. Die eingezeichneten Fehler sind statistischer Natur. Bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV konnte die Anzahl der Kaonen für die Teleskope Nummer 1–3 ($\hat{=}$Impulsen von 120–180 MeV/c) nicht bestimmt werden, bei einer Strahlenergie von 1,0 GeV war dies für die Teleskope Nummer 1–6 ($\hat{=}$120–220 MeV/c) nicht möglich. Dies liegt an der zunehmenden Untergrundintensität und an der zunehmenden Impulsakzeptanz zu niedrigeren Teleskopnummern hin. Bei einer großen Impulsbreite der Signale in einem Teleskop reichen Flugzeit und Impulsauflösung nicht aus, um erfolgreich die für die K^+-Identifikation notwendigen Schnitte vorzunehmen. Es wäre eine Segmentierung der entsprechenden Teleskope erforderlich, damit auch deren Information extrahiert werden kann. Die Analyse der bereits gemessenen Daten ist jedoch noch nicht abgeschlossen. Es werden weitere Analysen durchgeführt, um auch in den Teleskopen mit niedriger Nummer K^+-Mesonen zu identifizieren.

Ein erster Vergleich der in Abbildung 7.9 präsentierten Daten mit den Ergebnissen des Rossendorf Collision (ROC) Modells schließt sich im nächsten Abschnitt an.

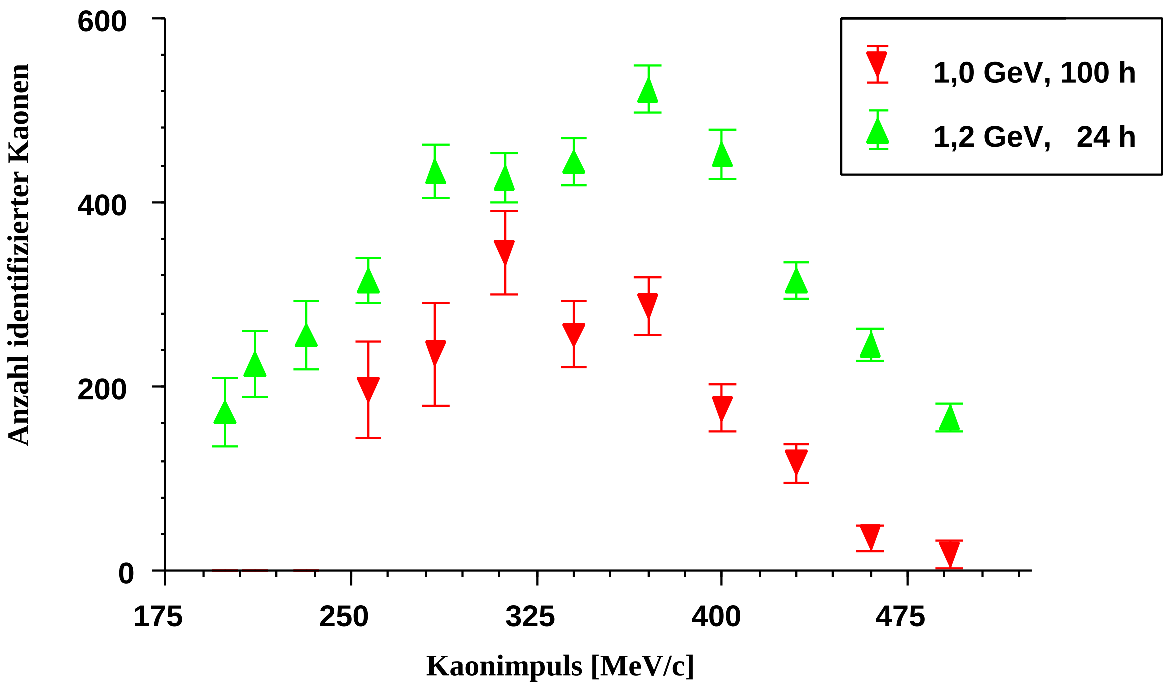


Abbildung 7.9: Anzahl identifizierter Kaonen der Messungen bei COSY-Strahlenergien von 1,2 und 1,0 GeV und einem D2-Magnetfeld von 1,3 T für die verschiedenen Teleskope. In den Zahlen sind keine Korrekturen enthalten, die den Zerfall im Flug, die unterschiedlichen Impulsakzeptanzen oder verschiedene Detektionseffizienzen berücksichtigen. Als Referenz sind die Meßzeiten bei der jeweils gleichen Intensität von ca. $3 \cdot 10^{10}$ Protonen im Ring und einer COSY-Zyklusdauer von 45 s angegeben.

7.4 Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie

Die mit dem Rossendorf Collision (ROC) Modell berechneten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der K^+-Produktion in Abhängigkeit vom Kaonenimpuls zeigt

Abbildung 7.10 für die Protonenstrahlenergien von 1,0 und 1,2 GeV [Mue99]. Man erkennt, daß sich für sinkende Protonenstrahlenergie das Maximum des Wirkungsquerschnittes zu niedrigeren Impulsen hin verschiebt. Wegen des kleineren Phasenraums fällt der Wirkungsquerschnitt zu höheren Impulsen bei 1,0 GeV viel stärker ab als bei 1,2 GeV. Um diese theoretischen Ergebnisse zum Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit den im vorhergehenden Abschnitt präsentierten Daten zu vergleichen, betrachte man die Formel zur Berechnung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts (vgl. Gleichung 7.1):

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p,T)}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p} = \frac{n(p,T)}{\Delta\Omega(p)\Delta p} \cdot \epsilon(p) \cdot t(T) \cdot \frac{1}{L(T)}\,, \tag{7.8}$$

wobei für jede Größe angegeben ist, ob eine Abhängigkeit vom Kaonimpuls p oder von der Protonenstrahlenergie T vorhanden ist. Hier bezeichnet n die Anzahl der in einem Teleskop identifizierten Kaonen, ϵ die Summe aller zugehörender Korrekturen. Durch Bildung eines geeigneten Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte bei den Energien $T_1 = 1,2$ GeV und $T_2 = 1,0$ GeV sowie bei den Impulsen p_0 und p_i kürzen sich die nicht bekannten Größen $\Delta\Omega$, ϵ und L heraus:

$$\frac{\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_0,T_1)}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p}}{\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_0,T_2)}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p}} \cdot \frac{\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_i,T_2)}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p}}{\frac{\mathrm{d}^2\sigma(p_i,T_1)}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p}} = \frac{n(p_0,T_1)}{n(p_0,T_2)} \cdot \frac{n(p_i,T_2)}{n(p_i,T_1)}\,. \tag{7.9}$$

Setzt man in die linke Seite der Gleichung die Ergebnisse des ROC Modells und in die rechte Seite die im letzten Abschnitt vorgestellten Ergebnissen der ANKE-Messungen ein, so ist ein erster vorläufiger Vergleich zwischen der Theorie und den Meßergebnissen möglich. In Abbildung 7.11 ist dieser Vergleich für den Impuls $p_0 = 375$ MeV/c in Abhängigkeit vom Impuls p_i aufgetragen. Es zeigt sich, daß mit Ausnahme der hohen Impulse die mit ANKE erzielten Ergebnisse mit den Ergebnissen des ROC Modells übereinstimmen. Lediglich der theoretische Wert bei 475 MeV/c ist deutlich kleiner als der experimentelle Wert. Ob dieser Unterschied signifikant ist, läßt sich erst feststellen, wenn die Ergebnisse des ROC Modells mit besserer Statistik vorliegen. Weitergehende Untersuchungen sind erst nach den nächsten Messungen möglich, s. Kapitel 8.

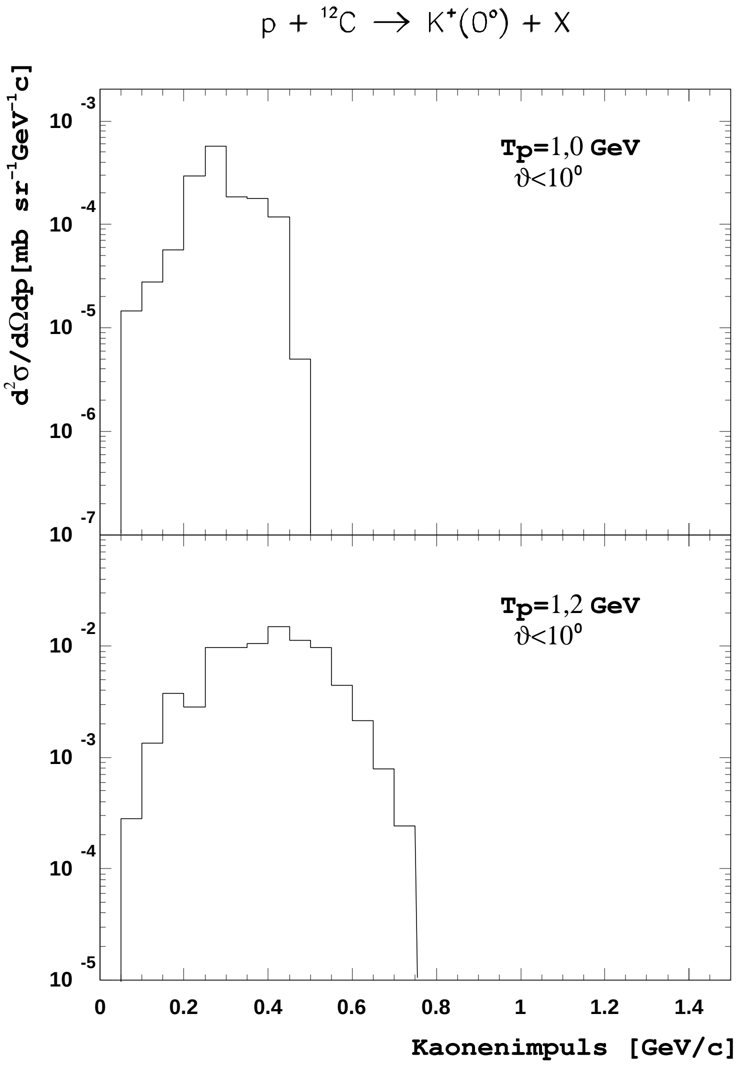


Abbildung 7.10: Abhängigkeit der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}p}$ der K^+-Produktion vom Emissionsimpuls, berechnet nach dem Rossendorf Collision (ROC) Modell [Mue99]. Der Betrag des horizontalen Emissionswinkels ϑ ist auf $10°$ beschränkt.

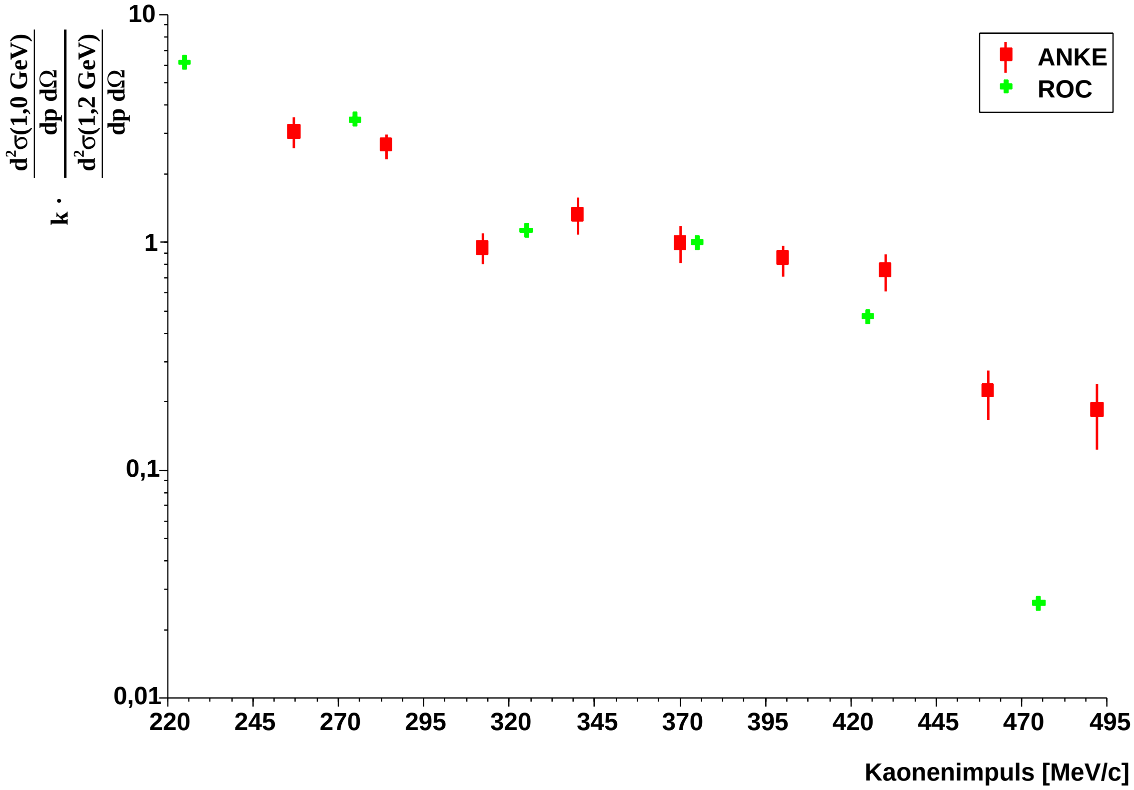


Abbildung 7.11: Vergleich der ANKE-Meßergebnisse mit den Ergebnissen des ROC-Modells. Die Normierungskonstante k ist so bestimmt, daß beide Kurven bei dem Impuls 375 MeV/c den Wert 1 besitzen. Für weitere Erklärungen siehe Text.

Kapitel 8

Ausblick

Die Berechnung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}\Omega \mathrm{d}p}$ der K^+-Mesonenproduktion ist erst nach einer Kalibrationsmessung möglich. Danach ist der Vergleich mit theoretischen Vorhersagen für diesen Querschnitt sinnvoll.

In der Strahlzeit, welche für die Normierungsmessungen vorgesehen ist, sollen auch Messungen zur Abhängigkeit der K^+-Produktion von der Massenzahl A des Targets bei Protonenstrahlenergien von 2,3, 1,2 und 1,0 GeV erfolgen. Die Messung der A-Abhängigkeit wird mit insgesamt drei Targets, Al, Au, Pb, durchgeführt werden. Eine lineare Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Massenzahl A und damit vom Kernvolumen ist ein Indiz für das Vorherrschen des Zweistufenprozesses, siehe Abschnitt 2.1. Bei einer Proportionalität des Wirkungsquerschnittes zu $A^{\frac{2}{3}}$ und damit zur Querschnittsfläche des Kerns, werden die Kaonen hauptsächlich durch den Einstufenprozess erzeugt. Zusammen mit den Messungen mit dem C-Target kann man die A-Abhängigkeit aus vier Meßpunkten bestimmen, wodurch das Ergebnis lediglich mit geringen statistischen Fehlern behaftet ist.

Ein weiteres Experiment zur K^+-Produktion ist die Messung von K^+d- bzw. K^+p-Korrelationen, die einen direkten Nachweis des Zweistufenprozesses ermöglichen. Die im Zweistufenprozess emittierten Deuteronen werden an ANKE im sog. Vorwärtshodoskop (Abbildung 8.1) nachgewiesen, der für positiv geladene Teilchen im Impulsbereich zwischen 0,8 und 3,0 GeV/c ausgelegt ist. Der Vorwärtsdetektor besteht aus zwei Lagen Szintillationsdetektoren zur Flugzeit- und Energieverlustmessung sowie drei Vieldrahtproportionalkammern zur Spurrekonstruktion. Weiterhin kommen sogenannte *geneigte Čerenkov-Zähler* zum Einsatz, welche die Identifikation von Deuteronen aus einem hohen Untergrund aus Protonen ermöglichen [Kac96]. Die Protonen aus dem Zweistufenprozess werden in der Seitwand des Seitwärtsdetektors nachgewiesen.

Weiterhin ist die Messung von $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-$-Koinzidenzen [Mue96] geplant. Die K^--Mesonen werden vom Magneten D2 auf die linke Seite des COSY-Strahls abgelenkt und im Impulsbereich von 100–1100 MeV/c im Detektor für negative Ejektile nachgewiesen (Abbildung 8.1). Die K^--Mesonen werden in der Reaktion

$$N_1 \quad + \quad N_2 \quad \rightarrow \quad N_1 \quad + \quad N_2 \quad + \quad K^+ \quad + \quad K^-$$

erzeugt. Ebenfalls möglich ist die Produktion in einem Zweistufenprozess analog zur reinen K$^+$-Produktion, wo zwischenzeitlich z.B. ein $\phi_0(1020)$-Meson produziert wird. Die Schwelle zur Produktion eines K$^+$K$^-$-Paares beträgt 2,5 GeV, liegt also am oberen Ende des Energiebereichs von COSY. Der K$^-$-Detektor besteht aus Szintillatoren sowie aus zwei Drahtkammern, die baugleich mit den Drahtkammern des K$^+$-Detektors sind. Das Detektionssystem ist weit weniger komplex als das des Seitwärtsdetektors, da ein K$^-$ immer in Koinzidenz mit einem K$^+$ produziert wird. Erst wenn das K$^+$-Meson im Seitwärtsdetektor identifiziert ist, kann nach einem K$^-$ im Negativ-Teilchen-Detektor gesucht werden. Somit wird der größte Teil der Untergrundunterdrückung im Detektor für K$^+$-Mesonen realisiert.

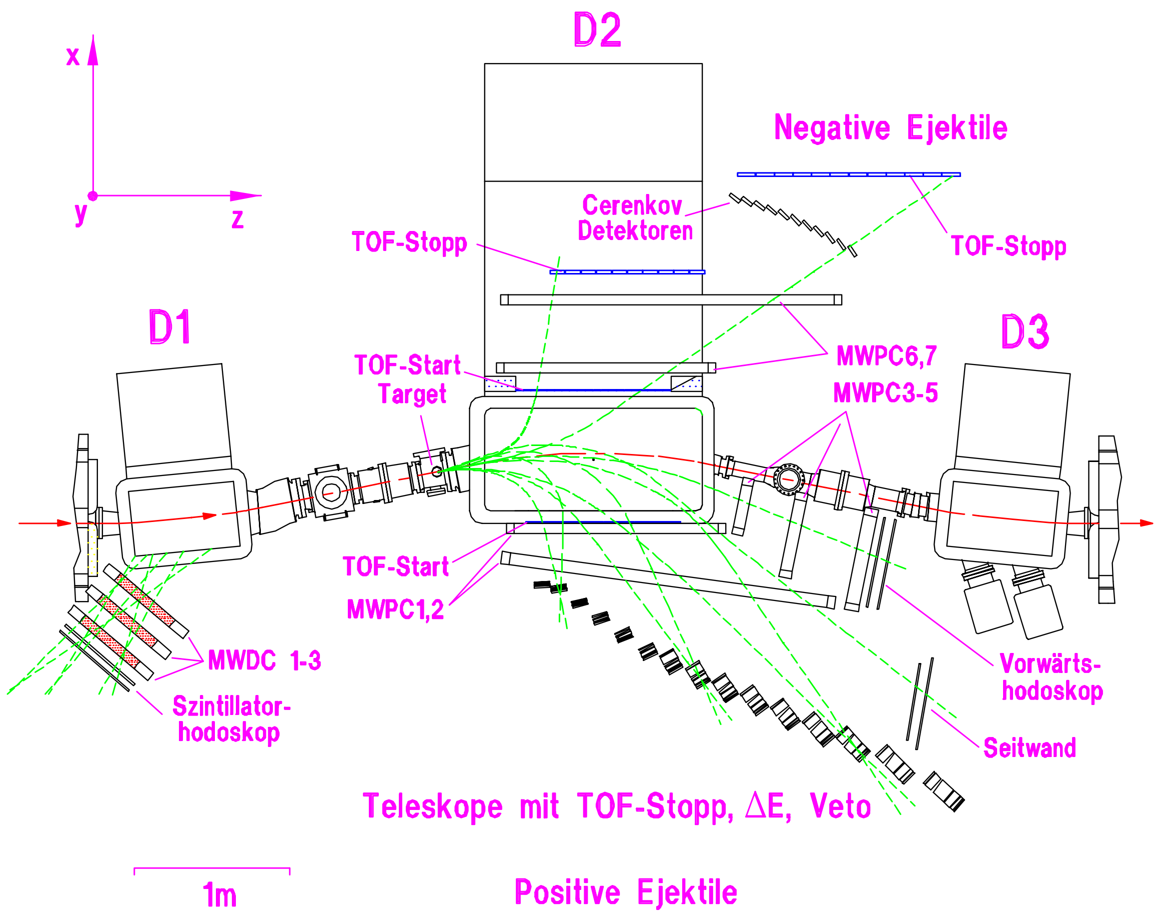


Abbildung 8.1: Der Aufbau des Spektrometers ANKE für die in naher Zukunft geplanten Experimente. Es handelt sich hierbei um Messungen von K$^+$d-Koinzidenzen im Detektor für positive Ejektile und im Vorwärtshodoskop sowie um Messungen von Korrelationen der K$^+$-Mesonen mit K$^-$-Mesonen im Detektor für negative Ejektile.

Anhang A

Herleitung der Gleichung 5.1

Zur Herleitung der Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(A)$ des Abstandes A zweier beliebig belegter Plätze in einem eindimensionalen Gitter bestehend aus W Plätzen mit der Nebenbedingung $0 < A < W - 1$ benötigt man:

1. Die Anzahl der verschiedenen Möglichkeiten, einen Abstand A zwischen den zwei beliebig belegten Plätzen zu erhalten. Sei Gitterplatz Nummer 1 belegt, so muß Gitterplatz $A + 2$ ebenfalls belegt sein. Man erhält alle weiteren Möglichkeiten für den Abstand A, wenn man die belegten Plätze zu höheren Gitternummern verschiebt, bis Gitterplatz W belegt ist. Dies sind $W-(A+2)$ Möglichkeiten durch das Verschieben sowie die eine Möglichkeit der Ausgangsbelegung. Da es nicht auf die Reihenfolge der Belegung ankommt, kommt jede dieser Möglichkeiten zweimal vor. Also gibt es insgesamt $2 \cdot (W - A - 1)$ Möglichkeiten.

2. Die Summe der verschiedenen Möglichkeiten, jeden erlaubten Abstand A zwischen den zwei beliebig belegten Plätzen zu erhalten.

$$\sum_{A=1}^{W-2} 2 \cdot (W - A - 1) = 2 \cdot (W - 1) \cdot \sum_{A=1}^{W-2} 1 - 2 \cdot \sum_{A=1}^{W-2} A \tag{A.1}$$

   Mit der Beziehung $\sum_{k=1}^{n} k = \frac{n(n+1)}{2}$ [Wun80] folgt aus Gleichung A.1:

$$\begin{aligned} 2 \cdot (W - 1) \cdot \sum_{A=1}^{W-2} 1 - 2 \cdot \sum_{A=1}^{W-2} A &= 2 \cdot (W - 1)(W - 2) - (W - 1)(W - 2) \\ &= (W - 1)(W - 2) \end{aligned} \tag{A.2}$$

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(A)$ des Abstandes A ergibt sich nun aus dem Quotienten der Anzahl der Möglichkeiten, den Abstand A zu erhalten, und der Anzahl der Möglichkeiten, alle erlaubten Abstände zu erhalten:

$$P(A) = \frac{W - A - 1}{(W - 1)(W - 2)}$$

Literaturverzeichnis

[Aba88] V.V. Abaev et al:J.Phys. **G 14**, 303 (1988)

[Abr82] N.K. Abrosimov et al: JETP **36**, 261 (1982)

[ANK99] The ANKE collaboration: *Physics with ANKE*, Internal Report of the IKP to the COSY-review Pannel, Jülich (1999)

[Bad98] A. Badala et al: Phys. Rev. Lett. **80**, 4863 (1998)

[Bor98] G. Borchert et al: IKP Annual Report 1997, Berichte des Forschungszentrum Jülich (1998) 59, ISSN 0944-2952

[Bue92] M. Büscher, *Dissertation*, Universität zu Köln (1992)

[Bue96] M. Büscher et al: Z. Phys. **A 355**, 93 (1996)

[Bue99] M. Büscher, *Private Mitteilung* (1999)

[Cas90] W. Cassing et al: Phys. Letters **B 238**, 25 (1990)

[Cha68] G. Charpak et al: Nucl. Instr. and Meth. **62**, 235 (1968)

[Deb96] M. Debowski et al: Z. Phys. **A 356**, 313 (1996)

[Dro94] M. Drochner: *Technischer Bericht*, ZEL KFA-Jülich (1994)

[Dro98] M. Drochner et al: IEEE Trans. Nucl. Sci., **45**, 1882 (1998)

[Erv98] W. Erven et al: IEEE Trans. Nucl. Sci., **45**, 852 (1998)

[Fre94] M. French et al: Nucl. Instr. and Meth. **A 343**, 222 (1994)

[Fra96] A. Franzen, *Dissertation*, Universität zu Köln (1996)

[GEA94] *GEANT, Detector Description and Simulation Tool*, Application Software Group, CERN, Genf (1994)

[Har98] M. Hartmann, *Dissertation*, Universität zu Köln (1998)

[Jun96] H. Junghans, *Diplomarbeit*, Universität zu Köln (1996)

[Jun97] H. Junghans et al: IKP Annual Report 1996, Berichte des Forschungszentrum Jülich (1997), 73, ISSN 0944-2952

[Kam92] B. Kamys et al: IKP Annual Report 1991, Berichte des Forschungszentrum Jülich 1991 (1992), 30, ISSN 0366-0885

[Kac96] A. Kacharava et al: Nucl. Instr. and Meth. **A 376**, 356 (1996)

[Kac99] A. Kacharava et al: Interner Bericht (1999)

[Kis99] Yu.T. Kiselev et al: J. Phys. **B 25**, 381 (1999)

[Kop88] V.P. Koptev et al: JETP **67**, 2177 (1988)

[Kop99] V.P. Koptev, *Private Mitteilung* (1999)

[Mai97] R.A. Maier: Nucl.Phys. News **7** Nr. 4, (1997)

[Mue91] H. Müller: Z. Phys. **A 339**, 409 (1991)

[Mue96] H. Müller et al: COSY Proposal#21, IKP KFA-Jülich (1996)

[Mue99] H. Müller, *Private Mitteilung* (1999)

[Par99] E.Yu. Paryev: Eur. Phys. J. **A 5**, 307 (1999)

[PAW94] *PAW, Physical Analysis Workstation, An Introductory Tutorial*, Application Software Group, CERN, Genf (1994)

[Rev96a] Phys. Rev. **D 54**, 397 (1996)

[Rev96b] Phys. Rev. **D 54**, 323 (1996)

[Sau77] F. Sauli: CERN Report 77-09 (1977)

[Sib94] A. Sibirtsev, M. Büscher: Z. Phys. **A 347**, 191 (1994)

[Sis91] K. Sistemich et al: COSY Proposal#18, KFA-Jülich (1991)

[Sle96] R. Schleichert, *Dissertation*, RWTH Aachen (1996)

[Sne89] S. Schnetzer et al: Phys. Rev. **C 40**, 640 (1989)

[Sne96] Ch. Schneider, *Dissertation*, Technische Universität Dresden (1996)

[Sne98] A. Schneider, *Dissertation*, Universität zu Köln (1998)

[Sne99] Ch. Schneider, *Private Mitteilung* (1999)

[Tri85] Kaon Factory Proposal, TRIUMF, Canada (1985) [vHo96] L. von Horn, *Dissertation*, Universität zu Köln (1996)

[Wun80] H. Wunderling: *Schülkes Formeln*, B.G. Teubner Verlag (1980), 7, ISBN 3-519-02501-9

[Zol96] P. Zolnierczuk, *Data Analysis Software for GEM Experiments*, Universität Krakau (1996)

Danksagung

Meinen besonderen Dank aussprechen möchte ich...

- Herrn Prof. R. Maier und Herrn Prof. O.W.B. Schult für die Möglichkeit diese Arbeit im Institut für Kernphysik der Forschungszentrum Jülich GmbH anzufertigen;
- Herrn Prof. H. Ströher für die Weiterbeschäftigung, wodurch das während dieser Arbeit erlangte Erfahrungs- und Wissenspotential in vollem Maße für ANKE ausgeschöpft werden kann;
- Herrn Prof. K. Sistemich für die Betreuung dieser Arbeit. Sie hatten immer die Zeit für fachliche Diskussionen und bei Bedarf den passenden Rat;
- Herrn Prof. V. Koptev für die fruchtbare Zusammenarbeit durch die der Erfolg dieser Arbeit erst ermöglicht wurde. In zahlreichen Diskussionen mit Ihnen konnte ich viel von Ihrer langjährigen Erfahrung lernen. Die eine oder andere Idee für die Analyse der Daten entstand dabei in den weißen Nächten von St. Petersburg;
- Herrn Dr. Markus Büscher als offenes Ohr für alle Fragen eines Promovenden und für die Tips bei der Anfertigung der Dissertation;
- Herrn Dr. Henner Ohm für die Ratschläge bei der Arbeit mit der Drahtkammer und für die unterhaltsamen außerphysikalischen Gespräche;
- der Prüfungskommission bestehend aus Herrn Prof. D. Stauffer, Herrn Prof. K. Sistemich, Herrn Prof. H. Schieck sowie Herrn Prof. G. Borchert. Vielen Dank Herrn Schieck auch für die Übernahme des Zweitgutachtens;
- Melanie Comuth, Willi Borgs, Reiner Eßer, Michael Hartmann und den anderen Kollegen für interessante Gespräche und den nötigen Spaß bei der Arbeit.
- meiner Frau Brigitte für all die unermüdliche Unterstützung außerhalb der Physik während der gesamten Zeit.

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. K. Sistemich betreut worden.

Teilpublikationen:

1. S. Barsov et al., Proc. Stori 99, Physics with Storage Rings, Sept. 12–16, 1999, Bloomington, Indiana, USA
2. S. Barsov et al., Proc. XXVI Mazurian Lake School, Sept. 1-11, 1999, Krzyze, Poland
3. S. Barsov et al., Proc. 8th Int. Conf. on Hadron Spectroscopy, Aug. 24–28, 1999, Beijing, China
4. S. Barsov et al., Proc. XVth Particles and Nuclei Int. Conf., June 1–16, 1999, Uppsala, Sweden
5. W. Erven et al., IEEE Trans. Nucl. Sci, **45**, 852 (1998)

Punkte 1–4 werden noch veröffentlicht.

Lebenslauf

Name		Harald Junghans
Geburtsdatum, -ort	13.06.1971	Temeschburg/Rumänien
Staatsangehörigkeit		deutsch
Familienstand		verheiratet, 1 Kind
Schulbildung	1977-1981	Grundschule in Temeschburg
	1981-1982	Gymnasium in Temeschburg
	1983-1985	Immanuel-Kant-Gymnasium Boppard
	1985-1990	Albertus-Magnus-Gymnasium Bensberg
Abschluß:	22.05.1990	Allgemeine Hochschulreife
Studium:	WS 1990-WS 1996	Studiengang Physik an der Universität zu Köln
Diplomarbeit:	16.11.1995-31.12.1996	angefertigt im Institut für Kernphysik der Forschungszentrum Jülich GmbH, Thema: "Untersuchung von Auslesesystemen für die Vieldrahtproportionalkammern am Spektrometer ANKE"
Abschluß:	19.12.1996	Gesamtnote "sehr gut"
Doktorarbeit:	01.02.1997-31.12.1999	angefertigt im Institut für Kernphysik der Forschungszentrum Jülich GmbH