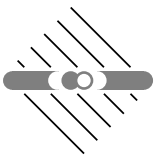
FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Henning Krüger

November 1996

Multiplizitätstrennung mit dem Wechselwirkungszähler im SELEX-Experiment



Die Diplomarbeit wurde von
Henning Krüger
ausgeführt am
MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Bogdan Povh.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Das SELEX-Experiment am Fermilab **3**
1.1 Baryonen mit einem Charm-Quark 3
1.2 Schwerpunkte der Physik bei SELEX 5
1.3 Aufbau des SELEX-Experimentes 6
1.3.1 Der Strahl und der Targetbereich 8
1.3.2 Die Vertexregion 9
1.3.3 Die Bestandteile des Spektrometers 9
1.3.4 Teilchenidentifikation und Energiemessung 10
1.3.5 Der Trigger und das Datennahmesystem 12

2 Grundlagen der elastischen Streuung **17**
2.1 Theorie der elastischen Streuung 17
2.1.1 Diracwirkungsquerschnitt der Elektron-Hyperon-Streuung 17
2.1.2 Formfaktoren und Ladungsradien 20
2.1.3 Die Rosenbluth-Streuformel 21
2.2 Messung der elastischen Streuung 23

3 Der Wechselwirkungszähler **27**
3.1 Energieverlust von Teilchen in Materie 27
3.1.1 Die Bethe-Bloch-Formel der mittleren Ionisationsenergie 27
3.1.2 Die Landauverteilung der Energieabgabe 28
3.1.3 Landauverteilungen im Experiment 32
3.1.4 Die Pulshöhenselektion 32
3.2 Grundlagen des Szintillationsmechanismus 33
3.3 Der Wechselwirkungszähler 35
3.3.1 Mechanischer Aufbau 35
3.3.2 Elektronischer Aufbau 37

4 Messungen während der Teststrahlzeit am CERN **41**
4.1 Der Aufbau der Detektoren im X1-Teststrahl 42
4.2 Die Elektronik zur Datennahme im X1-Teststrahl 42
4.3 Die Effizienz der Multiplizitätstrennung mit dem ADC 45
4.3.1 Selektion der Ein-Teilchen-Ereignisse 45
4.3.2 Selektion der Zwei-Teilchen-Ereignisse 49

4.3.3 Effizienz der Ein-Teilchen- und Zwei-Teilchen-Erkennung 57
4.4 Zusammenhang zwischen ADC- und Diskriminatormessung 59
4.4.1 Messungen mit einem Speicheroszilloskop 59
4.4.2 Der Diskriminator im ADC-Spektrum 60
4.5 Zusammenfassung der Teststrahlergebnisse 63

5 Der Aufbau des Wechselwirkungszählers bei SELEX 65
5.1 Integration in den SELEX-Trigger 65
5.2 Vorläufige Ergebnisse zur Multiplizitätstrennung 67

Zusammenfassung 69

Literaturverzeichnis 71

Danksagung 73

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit den Eigenschaften der kleinsten Teilchen, die sich oftmals nur in komplexen mathematischen Modellen beschreiben lassen. Eine ihrer wenigen anschaulichen Eigenschaften ist neben Ladung, Masse und Lebensdauer ihre räumliche Ausdehnung, die man z. B. als Ladungsradius messen kann. Für Protonen ist dieser schon Anfang der 60er Jahre durch elastische Elektronenstreuung bestimmt worden. Dabei werden an einem Wasserstofftarget hochenergetische Elektronen elastisch gestreut und der Wirkungsquerschnitt als Funktion von Streuwinkel und Energie bestimmt. Der momentan beste Wert für den elektrischen Ladungsradius des Protons ist $\sqrt{< r_p^2 >}$ = 0,862 fm [1].
Zur Messung der Ladungsradien von kurzlebigen Teilchen, wie z. B. Pionen oder Kaonen, die als ruhende Targets nicht geeignet sind, werden diese elastisch an den quasi-ruhenden Hüllenelektronen eines Targetmaterials gestreut. Dabei zeigt sich, daß das Kaon mit $\sqrt{< r_K^2 >}$ = 0,58 $\pm$ 0,04 fm einen kleineren elektromagnetischen Ladungsradius hat als das Pion mit $\sqrt{< r_\pi^2 >}$ = 0,67 $\pm$0,02 fm. Im Konstituentenquark-Modell ist dieser Unterschied qualitativ sofort verständlich, da dieses Modell den Raum, den ein Quark einnimmt, direkt in Beziehung zur Ausdehnung des zusammengesetzten Teilchens setzt. Da dieser Raum proportional der inversen Quarkmasse ist, sollten Kaonen aufgrund des schwereren *strange*-Quarks kleiner als Pionen sein.
Inwieweit diese Vorstellung auch bei Baryonen, die aus drei Quarks aufgebaut sind, gültig ist, muß am Beispiel der Hyperonen, also Baryonen mit einem oder mehreren *strange*-Quarks, noch bestätigt werden, da deren Ladungsradien bisher nicht gemessen worden sind. So rechnet man z. B. damit, daß der Ladungsradius des Σ^--Hyperons kleiner als der des Protons ist. Aufgrund theoretischer Überlegungen [2] erwartet man weiter, daß mit zunehmender Anzahl von *strange*-Quarks die elektrischen Ladungsradien der Hyperonen kleiner werden. Experimentell wird zur Untersuchung ein hochenergetischer Hyperonenstrahl genutzt, der z.B. am Kernforschungszentrum CERN[1] in Genf und am Fermilab[2] in Batavia, Illinois, zur Verfügung steht.
Am Hyperonenstrahl des Fermilabs werden zur Zeit (Ende 1996) die ersten Messungen des Experimentes E781/SELEX[3] durchgeführt, dessen Hauptziel die Untersuchung der Charm-Baryonen ist. Aufgrund der hohen Impulsauflösung und der Möglichkeiten zur Teilchenidentifizierung ist dieses Spektrometer jedoch auch gut zur Vermessung der Ladungsradien von Hyperonen geeignet.

[1] Centre Européen pour la Recherche Nucléaire
[2] Fermi National Accelerator Laboratory
[3] Segmented Large x_F baryon spectrometer

Die elastische Streuung stellt besondere Anforderungen an die Ereignisselektion. Es müssen Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen - das gestreute Elektron und Hyperon - bei einem 10^5-fach größeren Untergrund von Ein-Teilchen-Ereignissen erkannt werden. Um die Selektion bereits auf Triggerebene zu ermöglichen, sollen direkt hinter dem Target zwei Szintillatoren eingesetzt werden, mit denen die Ereignismultiplizität gemessen werden kann. In ihnen deponieren die durchfliegenden Teilchen Energie, die im Mittel proportional zur Anzahl der geladenen Teilchen ist. Dieser Prozess ist aufgrund seiner statistischen Natur Fluktuationen, insbesondere auch zu hohen Energiedepositionen unterworfen. Um zu vermeiden, daß diese Fluktuationen mit Ereignissen höherer Teilchenmultiplizität verwechselt werden, werden die Pulshöhen zweier Szintillatoren miteinander verglichen und das kleinere der beiden Signale zur Entscheidung herangezogen. Im Trigger des SELEX-Experimentes muß mit dem Wechselwirkungszähler diese Multiplizitätsentscheidung bereits 150 ns nach Durchflug des Strahlteilchens getroffen sein. Dieser Zähler ist das Thema der vorliegenden Arbeit.
Der Schwerpunkt liegt hier vor allem auf der Messung der Trennungseffizienz zwischen Ein- und Zwei-Teilchen-Ereignissen während einer Teststrahlzeit am CERN.
Zu Beginn der Arbeit wird im ersten Kapitel der Aufbau des SELEX-Experimentes vorgestellt. Das nächste Kapitel gibt darauf einen kurzen Einblick in die Theorie der elastischen Streuung und die dafür benötigten Meßgrößen. In Kapitel 3 wird dann die Energiedeposition von geladenen Teilchen in Materie anhand der Bethe-Bloch- und Landau-Formel erläutert und das Prinzip des Wechselwirkungszählers dargestellt. Die Teststrahlmessung und ihre Ergebnisse werden detailliert im folgenden Kapitel beschrieben. Das letzte Kapitel behandelt dann abschließend die Integration des Zählers in das SELEX-Experiment.

1
Das SELEX-Experiment am Fermilab

1.1 Baryonen mit einem Charm-Quark

Zu Anfang des Jahrhunderts konnten die chemischen Elemente und damit die gesamte sichtbare Materie als Kombination von wenigen Teilchen, dem Proton, Neutron und Elektron, verstanden werden. Doch spätestens seit der Entdeckung des Positrons in der Höhenstrahlung 1933 durch Anderson wußte man, daß es mehr Teilchen gibt, als nur diese. Bis in die Mitte der 60er Jahren fand man mit neuen Beschleunigern Hunderte unbekannter Hadronen, so viele, daß man sie schon einen *Teilchenzoo* nannte.
Gell-Mann und Zweig schlugen 1964 als Hilfe zur Beschreibung vor, daß sie alle aus drei fundamentalen Bausteinen, dem *up*-, *down*- und *strange*-Quark aufgebaut sind. Anfänglich waren diese *Flavors* nicht mehr als ein mathematisches Modell, erst als man 1970 das Skalenverhalten der tiefinelastischen Streuung mit dem Partonmodell von Feynman erklären konnte, und es sich daraufhin zeigte, daß diese Partonen tatsächlich den Spin $\frac{1}{2}$ haben, wurden die Quarks als physikalische Realität akzeptiert. Später konnte durch Neutrino-Streuung und Vergleich des hadronischen mit dem leptonischen Wirkungsquerschnitt der e^+/e^--Annihilation auch deren gebrochenzahlige Ladung bestätigt werden.
Mitte der sechziger Jahre wurde die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Theorie vereinigt. Die darin auftretenden neutralen Ströme des Z^0-Bosons wurden jedoch nie beim Zerfall beobachtet, z. B. ist der flavor-ändernde Zerfall $K^0_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ um 10^{-9} gegenüber allen anderen Modi unterdrückt. Um dieses zu erklären, führten 1970 Glashow Iliopoulos und Maiani (GIM) als viertes Flavor das *charm*-Quark ein, so daß diese unterdrückt werden. Schon vier Jahre später, 1974, wurde das J/ψ gefunden, ein Meson, das aus einem *charm*- und *anticharm*- Quark zusammengesetzt ist. Bis heute sind als drittes Dublett noch das *bottom*- und das *top*-Quark hinzugekommen.
Aus den ersten vier Quarktypen setzen sich nahezu alle beobachteten Baryonen zusammen. Sie lassen sich mit Hilfe der Gruppentheorie in zwei 20-pletts mit unterschiedlichem Gesamtspin, $J^P = \frac{1}{2}^+$ und $J^P = \frac{3}{2}^+$, einordnen (Abb. 1.1). Aufgrund der unterschiedlichen Quarkmassen ist die Symmetrie jedoch stark gebrochen, aber sie ist die anschaulichste Art, die möglichen Kombinationen für Baryonen darzustellen. Die unterste Ebene wird jeweils durch das Oktett und Dekuplett der SU(3)-Gruppe mit dem *up*-, *down*- und *strange*-Quark gebildet. Darüber stehen die Baryonen mit einem oder mehreren *charm*-Quarks.
Die Abbildung 1.2 zeigt die Baryonen des $J^P = \frac{1}{2}^+$ 20-pletts mit einem *charm*-Quark, deren Lebensdauer und typische Zerfallskanäle sind in Tabelle 1.1 wiedergegeben [3]. Die Baryonen des $J^P = \frac{3}{2}^+$-Multipletts mit einem oder mehreren *charm*-Quarks sind fast vollständig unbeobachtet, mit Ausnahme des möglicherweise gesehenen $\Xi_c^*(2645)$, und

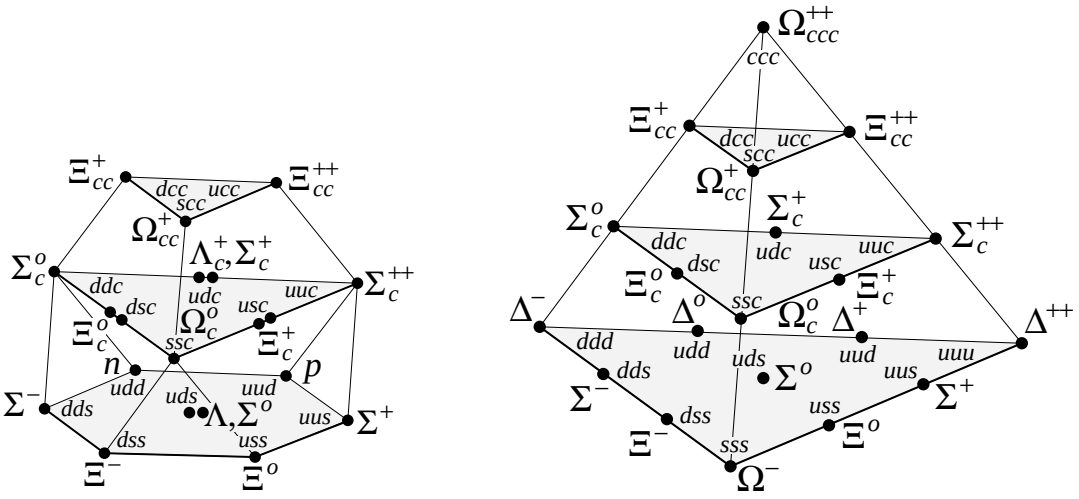


Abbildung 1.1: Die beiden SU(4)-Multipletts der Baryonen aus *up-*, *down-*, *strange-* und *charm*-Quarks. *Links:* Baryonen mit $J^P = \frac{1}{2}^+$, die unterste Ebene bildet das Oktett und Singulett der SU(3) Gruppe. *Rechts:* Baryonen mit $J^P = \frac{3}{2}^+$, die unterste Ebene ist das Dekuplett der SU(3) Gruppe. Nach rechts ist die Isospinkomponente I_3, nach hinten die Strangeness und nach oben die Zahl der $charm$-Quarks aufgetragen.

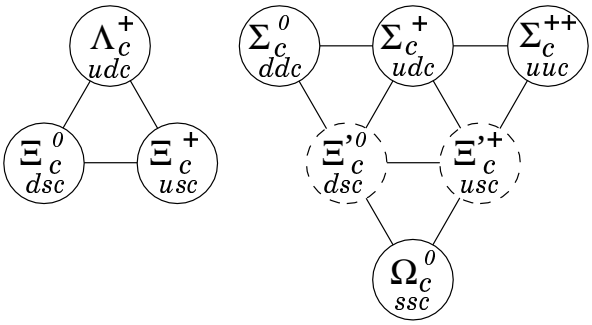


Abbildung 1.2: Baryonen mit einem *charm-Quark* aus dem $J^P = \frac{1}{2}^+$ Multiplett. Das Triplett links ist antisymmetrisch unter Austausch der Quarks, das rechte Sextuplett symmetrisch. Die Teilchen in gestrichelten Kreisen, das Ξ_c^0 und das Ξ_c^-, sind noch nicht beobachtet.

Teilchen		Lebensdauer	Masse [MeV/c^2]	Zerfallskanäle	
Λ_c^+	*udc*	0,206±0,012 ps	2284,9± 0,6	p+X	50± 16 %
				n+X	50 ± 16 %
				$\Sigma^{\pm}$	10 ± 5%
Ξ_c^-	*dsc*	$0{,}098^{+0{,}023}_{-0{,}015}$ ps	2470,3± 1,8	Λ	*gesehen*
				$\Xi^-\pi^+$	*gesehen*
				Ω^-	*gesehen*
Ξ_c^0	*usc*	$0{,}35^{+0{,}07}_{-0{,}04}$ ps	2465,6± 1,4	$\Lambda\mathrm{K}^-\pi^+\pi^+$	*gesehen*
				$\Sigma^+\mathrm{K}^-\pi^+$	*gesehen*
				$\Xi^0\pi^+$	*gesehen*
Σ_c^0	*ddc*	*?*	2452,1± 0,7		
Σ_c^+	*udc*	*?*	2455,5± 0,9		
Σ_c^{++}	*uuc*	*?*	2452,9± 0,6	$\Lambda_c^+\pi$	≈ 100%
Ω_c^0	*ssc*	0,064±0,020 ps	2704± 4	$\Sigma^+\mathrm{K}^-\mathrm{K}^-\pi^+$	*gesehen*
				$\Xi^-\mathrm{K}^-\pi^+\pi^+$	*gesehen*
				$\Omega^-\pi^+$	*gesehen*
				$\Omega^-\pi^-\pi^+\pi^+$	*gesehen*

Tabelle 1.1: Lebensdauer und typische Zerfallskänale der Charm-Baryonen. Die Σ_c-Baryonen sind noch nicht unterscheidbar beobachtet, der einzige starke Zerfallskanal ist angegeben. Bei allen anderen sind, soweit möglich, die dominierenden Kanäle angegeben. Die beiden verbleibenden Baryonen des Sextetts, $\Xi_c^{'0}$ und $\Xi_c^{'-}$, sind noch unbeobachtet.

auch die Informationen über die Teilchen des $\mathrm{J}^P = \frac{1}{2}^+$-Multipletts sind unvollständig.
Im Gegensatz zu den Charm-Mesonen ist die Zahl der produzierten Charm-Baryonen bei Collidern gering. Nach den Experimenten WA62 und WA89 mit stationärem Target (*fixed target*) wird daher am *Tevatron*-Beschleuniger des Fermilabs das Experiment E781/SELEX durchgeführt.

1.2 Schwerpunkte der Physik bei SELEX

Hadronische Effekte im schwachen Zerfall: Neben der Messung der Lebensdauer verschiedener Charm-Baryonen werden vor allem die semileptonischen Zerfallskanäle untersucht. Aufgrund der im Endzustand auftretenden Leptonen werden die Korrekturen für die Hadronisierung reduziert. Der Wirkungsquerschnitt dieser Zerfallsmodi und eventuelle Spineffekte werden gemessen. Weiterhin können sie zur Normalisierung benutzt werden.
Starke Wechselwirkung bei Charm-Baryonen: Bei Strahlenergien von bis zu 650 GeV werden die Produktionsquerschnitte von Charm-Baryonen aus verschiedenen Strahlteilchen als Funktion des Quarkimpulses $x_F$und der Ordnungszahl A des Targetmaterials gemessen. Weiterhin erwartet man, verschiedene angeregte Zustände und Polarisations-

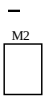
effekte in der Produktion beobachten zu können. Um Resonanzen in den Zerfallskanälen entdecken zu können, sollen die Dalitz-Diagramme möglichst gleichförmig gefüllt werden. Resonanzen würden sich als charakteristische Strukturen in diesen zeigen.

Primakoffeffekt: Der Primakoffeffekt ist ein elektromagnetischer Ein-Photon Austauschmechanismus, für den der sehr kleine Impulsübertrag Q^2 bei der Reaktion charakteristisch ist [4]. Man versucht mit Hilfe dieses Effekts hybride Mesonen bestehend aus einem Quark-Antiquarkpaar und einem reellen Gluon zu erzeugen, z. B. das $\bar{\rho}$-Meson mit Quantenzahl $J^{PC} = 1^{-+}$.

Elastische Streuung und totaler Wirkungsquerschnitt: Durch elastische Streuung von Hyperonen an Hüllenelektronen des Targets läßt sich der Ladungsradius von Hyperonen messen [5]. SELEX ist besonders durch seine gute Impulsauflösung, auch bei kleinen Impulsüberträgen, und die Möglichkeiten der Teilchenidentifikation hierfür geeignet. Weiterhin wird der totale Wirkungsquerschnitt von Σ^--Hyperonen an Nukleonen gemessen [6].

Exotika: Von Interesse sind auch Baryonen mit zwei *charm*-Quarks oder Zustände mit fünf Quarks, z. B. P mit dem Quarkinhalt $s\bar{c}qqq$. Die Zerfälle dieser Zustände können durch ungewöhnliche Quantenzahl-Kombinationen in den Produkten erkannt werden. Man erhofft sich, in einem Experiment mit mehr als 10^5 rekonstruierten Charm-Ereignissen die Frage der Existenz von Zuständen mit mehr als drei Quarks klären zu können [7].

1.3 Aufbau des SELEX-Experimentes



von Produktionsteilchen mit hohem Feynmanimpuls x_F gewidmet ist. Die von Feynman eingeführte Variable x_F beschreibt den Impulsanteil eines Partons in einem Hadron, wenn man es in dem *infinite momentum frame* beschreibt, d. h. aus einem Bezugssystem, in dem der transversale Partonimpuls und seine Masse vernachlässigbar ist. Große x_F sind daher gleichbedeutend mit hohen longitudinalen Impulsen im Laborsystem. Außerhalb dieses Bezugssystems wird der transversale Impuls eines Parton durch die *Nachtmann*-Variable ξ beschrieben [8].

Ein Großteil der Charm-Baryonen sind bereits einige Mikro- bis Millimeter nach dem Target zerfallen, so daß man zur Analyse der Ereignisse auf eine möglichst vollständige Rekonstruktion aller Zerfallsprodukte angewiesen ist. Für die genaue Bestimmung des Impulsvierervektors werden neben den Impulsen der Teilchen auch deren Ruhemasse benötigt. Letztere wird entweder durch die Teilchenidentität oder durch die Messung der Energie bestimmt.

Das Experiment ist analog einem klassischem Spektrometer aufgebaut. Die einfallenden Teilchen werden mit dem Hyperonmagneten nach Impulsen selektiert. Hinter dem Target befinden sich drei Magnete, deren Feld die durchfliegenden Teilchen abhängig von deren longitudinalen Impuls und Ladung ablenkt. Mit Hilfe von ortsauflösenden Detektoren kann die Teilchenspur rekonstruiert werden. Die Energie wird entweder direkt mit einem dreigeteilten elektromagnetischen Kalorimeter bestimmt oder indirekt durch die Teilchenidentifizierung mit einem Cherenkov- oder einen Übergangsstrahlungsdetektor. Aufgrund der bekannten Ruhemasse kann dann mit dem gemessenen Impuls die Energie bestimmt werden. Ungeladene Teilchen lassen sich, sofern sie zerfallen, durch ihre geladenen Produkte oder, wie beim π^0, durch Zerstrahlungsphotonen rekonstruieren. Eine Ausnahme ist das Neutron, es wird am Ende des Experimentes mit einem speziellen Detektor, dem Neutronenkalorimeter, detektiert.

Neben diesen traditionellen Elementen eines Spektrometers ist gerade in der Charm-Physik ein hochauflösender Vertexbereich aus Silizium-Mikrostreifen-Detektoren von Interesse. Zum einen kann man nur so die Lebensdauer sehr kurzlebiger Teilchen bestimmen, zum anderen ist ein Kennzeichen eines Charm-Ereignisses ein sekundärer Vertex. Das SELEX-Experiment nutzt diese topologische Eigenschaft als Kennzeichen dafür, daß ein Ereignis zur weiteren Analyse gespeichert werden soll (*trigger*).

In Experimenten, die kleine Wirkungsquerschnitte mit hoher Statistik untersuchen wollen, ist die Unterdrückung des hohen, uninteressanten Untergrundes sehr wichtig. Daher ist der Trigger, der diese Entscheidung trifft, ein Kernstück des Experimentes. Bei SELEX wird ein mehrstufiger Trigger verwendet, dessen schneller elektronischer Teil die Entscheidung für die Auslese der Detektoren trifft. Bei jedem ausgelesenen Ereignis werden die wichtigsten Spuren in einem Filterprozessor rekonstruiert. Es wird nur dann gespeichert, wenn ein sekundärer Vertex gefunden worden ist. Um die Totzeit der Detektoren und vor allem auch die später zu analysierende Datenmenge zu reduzieren, sollen dabei so wenig unwichtige Ereignisse wie möglich geschrieben werden, ohne interessante Ereignisse zu verwerfen.

1.3.1 Der Strahl und der Targetbereich

Das Experiment E-781 (Abb. 1.3) ist in dem Experimentierbereich Proton Center (PC4) aufgebaut. Dort steht ein sekundärer Strahl zur Verfügung, der durch den 800 GeV Protonenstrahl des Tevatron erzeugt wird. Er wird nach dem Produktionstarget mit dem Hyperonmagneten nach Impulsen selektiert.
Die meisten Daten werden bei einem Impuls von -650 $\pm$ 40 GeV/c genommen. Man erwartet aufgrund von Simulationen, daß der sekundäre Strahl am Charm-Target dann zu etwa 30 % aus π^-und etwa 70 % Σ^-besteht [9]. Bei -600 GeV/c erwartet man zu etwa gleichen Teilen π^-und Σ^-. Weiterhin sind geringe Anteile von Ξ^-($\approx$ 2 %) und Ω^-($<$ 0,1 %) im Strahl enthalten. Wechselt man die Polarität des Hyperonmagnetfeldes, so kann auch ein positiver, bei Änderung des Strahlkanals sogar ein neutraler Strahl erzeugt werden. Da der primäre Strahl aus Protonen besteht, enthält der positive Strahl einen hohen Untergrund von Protonen. Das Impulsmaximum des negativen Strahles ist sowohl durch den maximalen Strom im Hyperonmagneten als auch durch Strahlungssicherheitslimits gegeben [10]. Man erwartet eine Teilchenrate von etwa 2 MHz.
Ein Übergangsstrahlungsdetektor (TRD, *Transition Radiation Detector*) zwischen dem Ausgang des Hyperonenmagneten und dem Vertexbereich entscheidet, ob das Strahlteilchen ein Meson oder ein Baryon ist.
Jedes bewegte, geladene Teilchen strahlt beim Übergang zwischen Medien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten Energie ab. Die Intensität dieser Übergangsstrahlung ist im wesentlichen proportional zum Lorentzfaktor $\gamma = E/m$ (E Energie und m Ruhemasse des Teilchens). Relativistische Teilchen mit gleichem Impuls aber unterschiedlicher Ruhemasse können daher aufgrund der abgestrahlten Energie unterschieden werden ($\gamma(\Sigma^-) \approx 580$, $\gamma(\pi^-) \approx 4600$). Bei SELEX wird ein TRD aus 10 Modulen mit jeweils 200 Polypropylenfolien benutzt. Die Übergangsstrahlung wird durch die Ionisation von Xenon gemessen [11]. Damit soll eine Pionen-Unterdrückung von 200:1 erreicht werden [12].
Um eine gute Auflösung auch bei kleinen Impulsübertragen zu erhalten, ist es wichtig, die Spurposition des einfallenden Strahlteilchens genau zu kennen. Bei SELEX wird dazu ein 1 m langes Teleskop aus acht 2 $\times$ 2 cm^2 großen Silizium-Mikrostreifen-Detektoren mit einseitiger Auslese (*single-sided*) verwendet. Die Detektoren haben einen Streifenabstand von 20 μm und erreichen damit eine Auflösung von 3 μm in X- und Y-Richtung. Ausgelesen werden die Siliziumdetektoren mit Hilfe des SVX (*Silicon Vertex*)-Chips, der am LBNL (*Ernest Orlando Lawrence Berkeley National Laboratory*) entwickelt wurde. Dieser integriert die durch Teilchen freigesetzte Ladung pro Streifen, vergleicht sie mit einem Schwellwert und ermöglicht so eine nullunterdrückte Auslese. Im Gegensatz zu Colliderexperimenten, für die dieser Chip entworfen wurde, haben Fixed-Target-Experimente keine feste Zeitstruktur. Daher können in einer Integrationsphase bis zum Trigger mehrere Strahlteilchen durch die Detektoren gehen, und es ist notwendig festzustellen, welche der Spuren zum aktuellen Ereignis gehört. Zu diesem Zweck befindet sich direkt vor dem Target ein Hodoskop aus szintillierenden Fasern [13]. Mit der Position eines einfliegenden Teilchens im Strahlteleskop ist auch dessen Impuls bestimmt, da der vorhergehende Hyperonmagnet als Spektrometer verschiedene Impulse unterschiedlich stark ablenkt.
Zur Untersuchung der Beziehung zwischen der x_F-Abhängigkeit des Produktionswir-

kungsquerschnittes und der Ordnungszahl des Targetmaterials für Charm-Baryonen werden Folien aus unterschiedlichen Elementen verwendet. Es werden drei Kohlenstofftargets mit jeweils 2,2 mm und zwei Kupferfolien mit 1,6 mm und 1,0 mm Dicke genutzt. Die Dicke der Folien ist dadurch bestimmt, daß der Trigger des Experimentes auf sekundären Zerfallsvertizes als Kennzeichen für Charm-Zerfälle beruht (s. Abschn. 1.3.5). Insgesamt haben die Folien etwa 5 % einer nuklearen Wechselwirkungslänge, die für Protonen definiert ist. Bei der Strahlenergie von SELEX beträgt deren totaler Wirkungsquerschnitt ca. 40 mb, der der Σ-Hyperonen (Pionen) jedoch nur etwa 37 mb (24 mb). Weiterhin sind etwa 6 % aller Reaktionen elastische Streuungen und Ereignisse mit kleinen Multiplizitäten, so daß nur ca. 4 % (3 %) der Σ-Hyperonen (Pionen) eine interessante Wechselwirkung mit dem Target erzeugen.
Zur Untersuchung des totalen Wirkungsquerschnittes der Hyperonen an Protonen kann aus technischen Gründen kein Wasserstofftarget benutzt werden, so daß immer gleichzeitig auch der von Neutronen mitgemessen wird. Für diese Messung verwendet man ein Kohlenstoff- und ein Polyethylentarget. Letzteres hat einen hohen Anteil an Protonen, so daß durch Subtraktion der beiden Wirkungsquerschnitte der von Protonen errechnet werden kann.

1.3.2 Die Vertexregion

Der Vertexbereich des Experiments dient dazu, die Teilchenspuren direkt nach dem Targetbereich genau zu rekonstruieren, um damit die primären und sekundären Vertizes zu bestimmen. Erst so kann die Lebensdauer von kurzlebigen Teilchen gemessen werden. Weiterhin werden die sekundären Vertizes für den Trigger benötigt. Hierfür ist eine sehr gute Winkelauflösung wichtig. Diese zusammen mit der Auflösung der Strahl-Siliziumdetektoren wird auch für Streureaktionen benötigt, um kleine Impulsüberträge messen zu können.
Mit insgesamt 20 Ebenen Silizium-Mikrostreifen-Detektoren in vier Orientierungen erreicht man eine Winkelauflösung von 30 μrad für Teilchen mit einem Impuls von 100 GeV/c. Die ersten acht Ebenen aus einseitigen Detektoren mit einer Fläche von 5×5 cm^2 haben einen Ausleseabstand von 20 μm, die anderen zwölf Ebenen, die *Mosaic*-Detektoren, sind aus jeweils drei Detektoren zusammengesetzt und haben so eine Fläche von 9,6 $\times$ 8,3 cm^2. Ihr Ausleseabstand ist in der zentralen Region 25 μm. Alle Detektoren decken einen Winkel von 150 mrad in Vorwärtsrichtung ab.

1.3.3 Die Bestandteile des Spektrometers

SELEX ist als ein dreiteiliges Spektrometer aufgebaut. Vor dem ersten Spektrometermagneten (M1) befindet sich die Vertexregion. Dort können Teilchen mit kleinem Impuls $x_F \approx 0$ nachgewiesen werden, der Schwerpunkt des Experimentes liegt aber im Bereich großer x_F.

Im ersten Teil des Spektrometers nach dem relativ schwachen Feld des Magneten M1 (Δp_t = 0,7 GeV/c) werden die Spuren mit großflächigen Proportional- und Driftkammern nachgewiesen. Damit können Teilchen bis zu einem Mindestimpuls von 2,5 GeV/c analysiert werden. Dieses ist zur Spektroskopie von angeregten Baryonen-Zuständen interessant, da hierbei 'weiche' Pionen entstehen, d. h. Pionen mit geringem Impuls. Der Betrieb von Driftkammern ist bei hohen Intensitäten nicht möglich, deshalb sind diese im zentralen Bereich nahe dem nicht wechselwirkenden Strahl totgeschaltet. Um die wichtigen Informationen aus diesem Bereich nicht zu verlieren, werden jeweils am Ausgang von M1 und am Ein- und Ausgang von M2 Silizium-Mikrostreifen-Detektoren benutzt (LASD, *Large Angle Silicon Detectors*). Jede Gruppe dieser Detektoren besteht aus jeweils zwei 63,5 $\times$ 63,5 mm^2 großen einseitig und zwei 64,4 $\times$ 51,6 mm^2 großen beidseitig ausgelesenen Detektoren mit jeweils 50 μm Ausleseabstand. Damit soll eine Impulsauflösung von $\sigma_p / P^2 \approx 1{,}7 \cdot 10^{-5}$ GeV^{-1}c für Spuren im zentralen Vorwärtsbereich erreicht werden.
Der zweite Teil des Spektrometers nach dem Magneten M2 hat eine moderate Akzeptanz für Impulse bis hinab zu 15 GeV/c. Hier werden Proportionalkammern zur Spuranalyse und Hodoskope für den Hardwaretrigger eingesetzt. In der hinteren Hälfte befinden sich die VEE-Kammern. Diese haben ihren Namen von der charakteristischen 'V'-Signatur des Λ^0 -Zerfalls in π^+und Proton. Viele Hyperonen und Teilchen mit *charm*-Quarks zerfallen über ein Λ-Teilchen, so daß deren Vermessung sehr wichtig ist.
Allein durch die Messung des Öffnungswinkels der Λ^0 -Zerfallsteilchen kann eine Impulsauflösung von $\approx$ 5 % erreicht werden. Da aber mindestens eines der Zerfallsprodukte noch durch den Magneten M3 hindurchfliegt, kann diese noch verbessert werden. Im letzten Spektrometerteil nach M3 werden Teilchen mit sehr hohen Impulsen und Pionen aus späten Zerfällen der Σ^--Hyperonen analysiert.
Das gesamte Spektrometer hat eine Akzeptanz von x_F = 0,1 - 1,0. Teilchen mit kleinerem Impuls können zwar im Vertexbereich nachgewiesen, aber nicht mit Hilfe der Magneten analysiert werden.

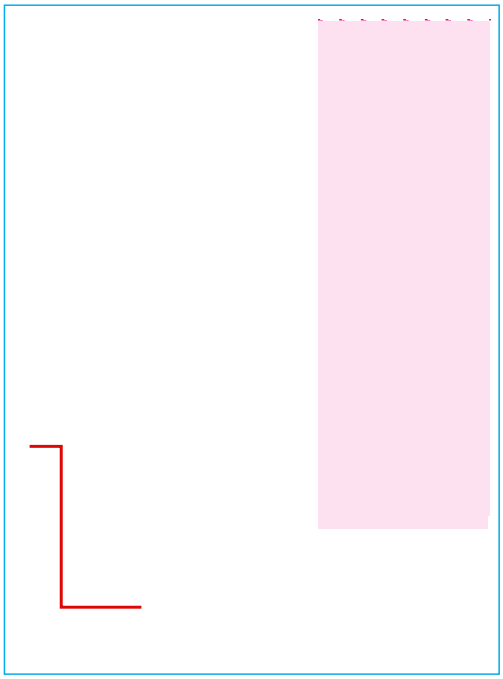
1.3.4 Teilchenidentifikation und Energiemessung

Für die beiden Aufgaben Teilchenidentifikation und Energiemessung gibt es je nach Teilchenart unterschiedliche Detektorsysteme. Letztlich dienen beide der Bestimmung der Energie und der Teilchenart der Produkte. Im Spektrometer wird für geladene Teilchen sowohl der Impuls als auch die Ladung durch die Ablenkung in den Magneten gemessen. Zur vollständigen Bestimmung des Impulsvierervektors fehlt noch die Energie, bzw. die Ruhemasse, die man durch die Teilchenidentifikation bzw. die Kalorimeter erhalten kann. Insbesondere die Trennung von Protonen, Pionen und Kaonen ist dabei wichtig. Die drei Teilchen sind stabil, bzw. haben eine lange Lebensdauer, und lassen sich daher nicht durch ihren Zerfall trennen, haben aber aufgrund ihrer unterschiedlichen Ruhemasse bei gleichem Impuls unterschiedliche Energien.
Zur Messung der Energie von Photonen und Elektronen wird ein dreiteiliges, elektromagnetisches Kalorimeter aus segmentiertem Bleiglas benutzt. Dessen erster Teil ist zwischen dem ersten und zweiten Spektrometermagneten nach den Driftkammern in-

stalliert. Es deckt einen Winkelbereich von 30 bis 100 mrad ab und soll vor allem π^0's durch ihre zwei Zerstrahlungsphotonen rekonstruieren, die in große Winkel emittiert werden.
Der zweite Teil, Photon-2, befindet sich vor dem Eingang des dritten Magneten und hat eine Akzeptanz von 7 bis 30 mrad. Der verbleibende Sektor in Vorwärtsrichtung wird durch Photon-3 abgedeckt. Der Bereich des nicht wechselwirkenden Strahles ist bei diesem Detektor ausgespart, da Bleiglas sehr sensitiv für Strahlenschäden ist. Aufgrund der Magneten ist die Position des geladenen Strahls hier 6 cm von der Position des ungeladenen, nicht abgelenkten Strahls entfernt. Durch die räumliche Separation können auch Photonen, die in Richtung des Strahls das Target verlassen, nachgewiesen werden. Dieses ist insbesondere für die Primakoffphysik von Interesse, da für sie Photonen mit geringen transversalen Impulsen nachgewiesen werden müssen.
Insgesamt deckt das elektromagnetische Kalorimeter die gesamte vordere Hemisphäre im Zerfallssystem des Baryons ab. Durch die Segmentierung des Kalorimeters und durch Ausnützung des langen Hebelarms bei Photon-2 und 3 kann die Position neutraler π^0's, und damit deren transversaler Impuls, bestimmt werden.
Elektronen in Strahlrichtung werden mit einem Übergangsstrahlungsdetektor (TRD) nach dem zweiten Magneten erkannt.
Neutronen zur Identifikation von Σ^--Hyperonen durch deren Zerfall oder aus Cabbibo unterdrückten Zerfällen von Charm-Baryonen, weist man am Ende des Experimentes mit dem Neutronenkalorimeter bestehend aus Eisen, Szintillatoren und Proportionalkammern nach. Dieses deckt 5 mrad im zentralen Bereich ab und ist damit für Teilchen mit großem $x_F$geeignet. Die Energieauflösung ist etwa $\approx 100\%/\sqrt{E}$, diese ist zur Verifikation von Rekonstruktionshypothesen ausreichend [14].
Um Protonen, Pionen und Kaonen unterscheiden zu können, verwendet man bei SELEX einen ringabbildenden Cherenkovdetektor (RICH, *Ring Imaging Cherenkov*). Teilchen, die sich mit einer höheren Geschwindigkeit als der des Lichtes im Medium mit Brechungsindex n bewegen, strahlen in Vorwärtsrichtung auf einer Kegelfläche mit dem Öffnungswinkel $\theta_C(\beta) = \arccos(1/\beta n)$ Photonen ab. Diesen Effekt kann man zur Teilchenidentifikation nutzen, da der Öffnungswinkel eine Funktion der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ ist. Verschiedene Teilchen gleicher Energie haben aufgrund ihrer unterschiedlichen Ruhemasse unterschiedliche Geschwindigkeiten und somit auch unterschiedliche Öffnungswinkel des Lichtkegels. Bei hohen Impulsen geht β jedoch für alle Teilchen asymptotisch gegen 1 und sie können nicht mehr unterschieden werden. Die Winkelauflösung des Detektors bestimmt diese obere Grenze. Die untere Unterscheidungsgrenze ist durch die Lichtgeschwindigkeit des Mediums, ab der Cherenkovstrahlung überhaupt erst auftreten kann, und der geometrischen Akzeptanz für den größten noch meßbaren Ringradius gegeben.
Der RICH im Experiment E781 ist im wesentlichen ein 10 m langer Zylinder mit 2,36 m Durchmesser, der mit Neon bei Atmosphärendruck gefüllt ist. Zur Photonendetektion werden 2.848 hexagonal angeordnete Photomultiplier verwendet. Der RICH soll vor allem Kaonen von Pionen und Protonen trennen. Um eine Teilchenhypothese zu verifizieren, berechnet man die Teilchenspur durch den Detektor und daraus den Radius und die Position des Ringes auf der Ebene der Photomultiplier. Durch Vergleich dieses Ringes mit den tatsächlichen Treffern erhält man die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Hypothese

zutrifft. Der verwendete Detektor soll eine Unterscheidung von Pionen gegen Kaonen von 20 bis 225 GeV/c sowie von Kaonen gegen Protonen von 40 bis 480 GeV/c ermöglichen.

1.3.5 Der Trigger und das Datennahmesystem



zur Verfügung steht. Daher müssen die ausgelesenen Ereignisse durch einen schnellen, elektronischen Hardwaretrigger vorselektiert werden [15].

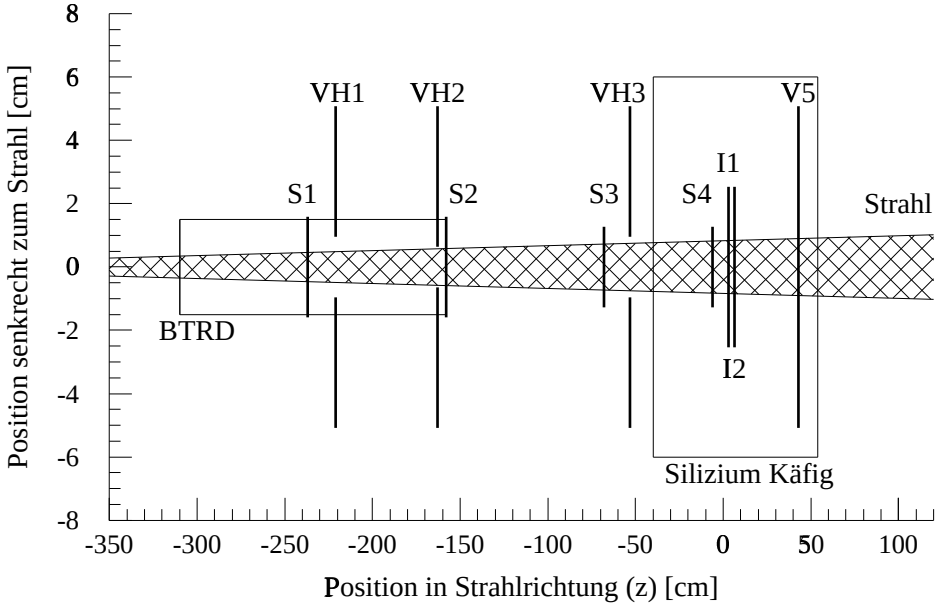


Abbildung 1.5: Szintillatoren des Vertexbereichs. S1-4: Strahlszintillatoren, VH1-3: Vetoszintillatoren mit Aussparung, V5: Vetoszintillator für Wechselwirkungen im Szintillator, I1/I2: Wechselwirkungszähler, BTRD: Bereich des Strahl-TRD's

T0: Der Trigger stellt in der ersten Stufe fest, zu welcher Zeit ein Teilchen angekommen ist und ob dieses Teilchen aus dem mittleren Bereich des Strahlrohres kommt und somit ein Strahlteilchen ist. Hierzu sind im Vertexbereich verschiedene Szintillatoren eingebaut (s. Abbildung 1.5). Die Koinzidenz zwischen S1 bis S4 und die Antikoinzidenz mit VH1 bis VH3 zeigen an, daß ein Strahlteilchen angekommen ist. Die Vetozähler VH1 bis VH3 haben an der Soll-Position des Strahles jeweils ein Loch, d. h. wenn sie ein Signal geben, fliegt das Teilchen nicht entlang des gewünschten Weges durch das Strahlrohr.
Das Dynodensignal des S4-Photomultipliers wird genutzt, um Wechselwirkungen, die vor dem Target im Strahlrohr entstehen zu detektieren. Es hat etwa die Hälfte der Pulshöhe des Anodensignals und kann als Veto in den T0-Trigger integriert werden.
T1: Direkt hinter dem Target befinden sich zwei Szintillatoren in denen die produzierten Teilchen bei Durchflug ein Signal proportional ihrer Anzahl erzeugen. Näheres dazu findet sich im Kapitel 3.3. Zur Erkennung eines interessanten Ereignisses mit *charm*-Quark wird in diesem Wechselwirkungszähler (*interaction counter*) auf Multiplizitäten geladener Teilchen größer als 3,5 getriggert. Für die Physik der elastischen Streuung wird er zur Erkennung von Zwei-Teilchen-Ereignissen genutzt.
Für einen Charm-Trigger wird weiterhin gefordert, daß drei oder mehr positiv geladene Teilchen durch das Hodoskop H1 nach dem zweiten Magneten fliegen. Aufgrund der Geometrie entspricht dieses einem Mindestimpuls von 15 GeV/c [16]. Ein oder zwei dieser Spuren stammen dabei von Zerfallsprodukten des Charm-Teilchens selbst, die anderen

kommen von dem unterliegenden Ereignis, das aus den Fragmentierungsteilchen des einfliegenden Hyperons und des Targets besteht. Das Hodoskop besteht aus segmentierten Szintillatoren, die in der zentralen Region dichter beieinander liegen als außen. Dabei entspricht jede X-Position des Hodoskops einem durch das Spektrometer selektiertem Impulsbereich, insbesonders wird damit auch die Ladung des Teilchens bestimmt. Die Auslesedichte im zentralen Bereich dient der Messung kleiner Impulsüberträge schon im elektronischen Trigger.

Die Entscheidung wird mit der Multiplizitätsentscheidung des Wechselwirkungszählers und der Information des Übergangsstrahlungszählers (Beam-TRD) vor dem Target, ob das einkommende Teilchen ein Pion oder ein Hyperon war, zum Triggersignal T1 kombiniert. Bei negativer Entscheidung wird die T0-Triggerstufe wieder freigegeben und der nächste Trigger kann akzeptiert werden. Andernfalls wird ein Abtastsignal (*Strobe*) ausgelöst, das die Elektronik veranlaßt, die Auslese vorzubereiten, so benötigen z. B. die ADCs Zeit zur Konvertierung.

T2: Treffer im ersten Hodoskop können nicht nur durch Teilchen aus dem Ereignis erzeugt werden, sondern auch durch Myonen, die u.a. am Hyperonen Target erzeugt werden und von den Magneten auf das Hodoskop gelenkt werden [17]. Um solche Treffer unterdrücken zu können, befindet sich ein zweites Hodoskop etwa drei Meter nach dem ersten. Für eine gegebene Teilchenbahn, und damit auch einen gegebenen Impuls, kann man aus der Trefferposition im ersten Hodoskop berechnen, welche Elemente des zweiten getroffen werden, wenn es ein Ereignisteilchen ist. So lassen sich die Hintergrundmyonen unterdrücken, da diese hauptsächlich nicht aus dem Strahlkanal kommen und damit nicht die Matrixbedingung erfüllen. Um den Anteil der Charm-Teilchen in den Daten zu erhöhen, wird als weitere Triggereigenschaft gefordert, daß der Impuls mindestens eines positiven Teilchens größer als 25 GeV/c ist.

In dieser Stufe werden auch die Entscheidungen für die anderen physikalischen Ziele getroffen. Zur Erkennung von Primakoffereignissen wird die Energiesumme im dritten elektromagnetischen Kalorimeter Photon-3, sowie ein Teleskop aus schnellen Siliziumstreifenzählern [18, 16] genutzt. Die Stationen des Teleskops sind dabei so angeordnet, daß das Target in der Mitte steht. Ein Primakoffereignis liegt dann vor, wenn in einem Ereignis mit nur einem Teilchen ein Knick in der Spur auftaucht, der auf eine Streuung am Target hinweist. Die Triggerkriterien für die elastische Elektron-Hyperon-Streuung werden in Abschnitt 2.2 beschrieben.

Erfüllt ein Ereignis die Bedingungen des T2-Triggers nicht, wird die Ausleseelektronik zurückgesetzt (*Fast Clear*) und der Trigger wieder freigegeben, damit das nächste Ereignis akzeptiert werden kann. Andernfalls werden alle Detektoren des Systems ausgelesen, so daß nach 30 μs Totzeit die Detektoren wieder für das nächste Ereignis bereit stehen.

Die Rate, mit der die Auslese geschehen kann, ist etwa 7 kHz. Der Hardwaretrigger soll vor allem sicherstellen, daß die Strahlrate von 2 MHz auf diesen Wert reduziert wird und dabei so wenig interessante Ereignisse wie möglich verworfen werden. Die Wechselwirkungsrate beträgt ungefähr 100 kHz, so daß der Hardwaretrigger eine Unterdrückung um den Faktor 10 erreichen muß.

Softwaretrigger

Nachdem das gesamte Ereignis ausgelesen ist, wird es in einem Puffer zwischengespeichert, auf den gleichzeitig lesend und schreibend zugegriffen werden kann (*Dual-Ported-RAM*). Der Softwaretrigger T3 läuft als Programm auf 12 Filterprozessoren und soll dabei eine weitere Reduktion der Ereignisrate um den Faktor 40 erreichen.
Wie bereits oben beschrieben, basiert der Charm-Trigger des Experimentes primär auf der Topologie des sekundären Vertex. Der Filterprozeß rekonstruiert hierfür die Spuren der Teilchen mit hohem Impuls, die hinter dem zweiten Magneten durch die Proportionaldrahtkammern (PWC) gehen. Durchschnittlich sind hier nur noch fünf Spuren verhanden, so daß für deren Rekonstruktion nicht viel Zeit benötigt wird. Sie werden im nächsten Schritt auf den Vertexbereich zurückextrapoliert. Um eine höhere Auflösung zu erhalten, werden die Trefferinformationen in den Vertex-Siliziumdetektoren mit hinzugenommen. Zur Zeitersparnis werden nicht alle Treffer benutzt, sondern nur solche, auf die eine Spur aus den PWC's zeigt. Zusammen mit den Spuren aus den Strahl-Siliziumdetektoren wird das Target bestimmt, in dem das Ereignis stattfand. Unter der Annahme, daß die Wechselwirkung in der Mitte der Targetfolie geschah, wird ein Stoßparameter (analog der Potentialstreuung) bestimmt. Dieser ist für eine Streuung oder Reaktion am Target in der Größenordnung des Atoms, bzw. des Kerns, d. h. unmeßbar klein. Dadurch aber, daß ein sekundärer Vertex vorliegt, scheinen die Spuren, die aus ihm hervorgehen, einen endlichen Stoßparameter zu haben. Dieses wird zu Erkennung eines Charm-Zerfalls ausgenutzt (*miss-distance* oder *impact parameter* Trigger, [14, 16]). Neben der endlichen Auflösung der Detektoren erzeugt auch eine Wechselwirkung, die nicht in der Mitte der Targetfolie geschieht, einen endlichen Stoßparameter. Dieser Effekt kann aber maximal nur einen Stoßparameter von 22 μm ergeben, da die Winkelakzeptanz des zweiten Magneten nicht mehr als 30 mrad beträgt und die Targets 1,5 mm dick sind (1,5/2 mm $\times$ 30 mrad = 22 μm). Durch Simulationen hat man berechnet, daß ein Schnitt auf 30 μm den Anteil der Ereignisse ohne Charm-Teilchen auf unter ein Prozent drückt.

2
Grundlagen der elastischen Streuung

2.1 Theorie der elastischen Streuung

Der elektromagnetische Ladungsradius der Hyperonen wird bei SELEX durch elastische Streuung an Elektronen vermessen. Um die Effekte der endlichen Ausdehnung verstehen zu können, wird zuerst der Diracwirkungsquerschnitt der Streuung an punktförmigen Fermionen betrachtet. Der Zusammenhang zwischen Formfaktor und Ladungsradius wird kurz anhand der Streuung an ausgedehnten Ladungsverteilungen erläutert. Der Dirac-Strom des Hyperons wird daraufhin um elektrische und magnetische Formfaktoren erweitert und die Rosenbluth-Streuformel abgeleitet. Der letzte Abschnitt befaßt sich mit den bei SELEX meßbaren Größen.
Zur Vereinfachung werden im ganzen Kapitel natürliche Einheiten mit $c = \hbar = 1$ verwendet.

2.1.1 Diracwirkungsquerschnitt der Elektron-Hyperon-Streuung

Zur Ableitung des Wirkungsquerschnittes betrachtet man die Schrödingergleichung im Diracbild, in dem die Operatoren explizit zeitabhängig sind.
Sei $|i>$ ein Ausgangs-, $|f>$ ein Endzustand und $|t>$ der Zustand des Systems zur Zeit t. Weiter sei der Hamiltonoperator H des Gesamtsystems in einen exakt lösbaren Anteil H_0 und einen Wechselwirkungsanteil H' aufgespalten : $H = H_0 + H'(t)$. Dann kann man die Schrödingergleichung im Diracbild umschreiben zu

$$i \frac{\partial}{\partial t} |t>= H'(t) |t> . \tag{2.1}$$

Der Zustand $|t>$ geht aus dem Anfangszustand $|i>$ in den Endzustand $\mathbf{S}\,|i>$ über:

$$\lim_{t\to-\infty} |t>= |i> \qquad \text{und} \qquad \lim_{t\to\infty} |t>= \mathbf{S}\,|i> . \tag{2.2}$$

Hierbei ist **S** die lineare Streumatrix, die so definiert ist, daß das Betragsquadrat eines ihrer Elemente die Wahrscheinlichkeit angibt, nach der Reaktion einen bestimmten Endzustand vorzufinden:

$$\left| < f | t_{\rightarrow\infty} > \right|^2 \; = \; \left| < f | \, \mathbf{S} \, | i > \right|^2 \; = \; S_{fi}^2. \tag{2.3}$$

Die partielle Differentialgleichung erster Ordnung (2.1) kann mit den Randbedingungen (2.3) durch einen Integrationsansatz formal gelöst werden

$$| t_{\rightarrow\infty} > = | i > - i \int_{-\infty}^{\infty} dt' \, H'(t') \, | t' > \, . \tag{2.4}$$

Beschreibt H' eine im Vergleich zum Hamiltonoperator H_0 des ungestörten Systems schwache Wechselwirkung, so kann man als Näherung im Integral die Zustände $|t'>$ durch den bekannten Anfangszustand $|i>$ ersetzen.

$$\begin{aligned} | t_{\rightarrow\infty} > \quad &\cong \; | i > - i \int_{-\infty}^{\infty} dt' \, H'(t') \, | i > \\ \Rightarrow \qquad S_{fi} \quad &= \; \delta_{fi} - i \int_{-\infty}^{\infty} dt' < f | \, H'(t') \, | i > \end{aligned} \tag{2.5}$$

Die Elektron-Hyperon-Streuung läßt sich in erster Näherung als Ein-Photon-Austausch zwischen zwei punktförmigen Spin-1/2-Fermionen beschreiben.

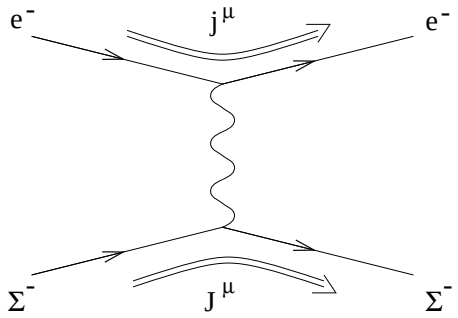


Abbildung 2.1: Feynmandiagramm 1. Ordnung der elastischen Σ^--e$^-$-Streuung mit Elektronenstrom j^μ und Hyperonenstrom J^μ

Das einfallende Elektron der Masse m habe den Viererimpuls q, das ausfallende q', das Σ^--Hyperon analog dazu den Viererimpuls p und p' und die Masse M. Zur Formulierung nutzt man die lorentzinvarianten Mandelstamvariabeln t und s, wobei $t = -(p-p')^2 = -(q-q')^2$ den Viererimpulsübertrag und $s = (p+q)^2 = (p'+q')^2$ die Schwerpunktsenergie angibt. Für die Mandelstamvariable t schreibt man oft auch Q^2, beide sind über die Relation $Q^2 = -t$ miteinander verbunden. Durch das Minuszeichen bei der Definition des Q^2 sind negative Größen bei der Streuung vermieden.
Nimmt man an, daß Anfangs- und Endzustand unterschiedlich sind, erhält man nach den Regeln für Feynmangraphen folgende Matrixelemente der Streumatrix:

$$S_{fi} = \underbrace{\frac{(2\pi)^4}{V^2}}_{\text{Norm}} \quad \underbrace{\delta(p+q-p'+q')}_{\text{Energie-/Impulserhaltung}} \quad \underbrace{\bar{u}_e(q')\gamma^\mu \bar{u}_e(q)}_{e^-\text{-Strom } j^\mu} \quad \underbrace{\frac{\alpha_{em}^2}{t}}_{\text{Propagator}} \quad \underbrace{\bar{u}_\Sigma(p')\gamma_\mu \bar{u}_\Sigma(p)}_{\Sigma^-\text{-Strom } J^\mu} . \tag{2.6}$$

Der erste Term gewährleistet die Normierung und die δ-Distribution stellt sicher, daß nur diejenigen Matrixelemente endlich sind, die Reaktionen beschreiben für welche Energie- und Impulserhaltung gelten. Darauf folgen die Terme des Elektronen- und des Hyperonenstroms, zwischen denen der Propagator mit dem Quadrat der Feinstrukturkonstante α_{em} für beide Ankopplungsvertizes steht. Der Wert von α_{em} ist in natürlichen Einheiten ungefähr 1/137, so daß die Wechselwirkung tatsächlich schwach ist. Der Diracstrom wird durch die Diracspinoren u_e und u_Σ und die Diracmatrizen γ_μ dargestellt. Für den Austausch eines masselosen Spin-1-Teilchens, hier des Photons, enthält der Propagator den Term $1/t$.
Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes setzt man die Streumatrixelemente in die Definition des absoluten Wirkungsquerschnittes ein. Da weder die Polarisation des Anfangs- noch der Endzustände gemessen wird, muß über die Spinzustände der einlaufenden Teilchen gemittelt, über die der auslaufenden summiert werden. Durch Einfügen einer δ-Distribution, Differenzieren des absoluten Wirkungsquerschnittes nach t und Integration über den Phasenraum erhält man den differentiellen Wirkungsquerschnitt in lorentzinvarianter Form:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi\alpha^2}{t^2} \frac{t^2 + 2st + 2(s - m^2 - M^2)^2}{s^2 + m^4 + M^4 - 2sm^2 - 2sM^2 - 2m^2M^2}. \tag{2.7}$$

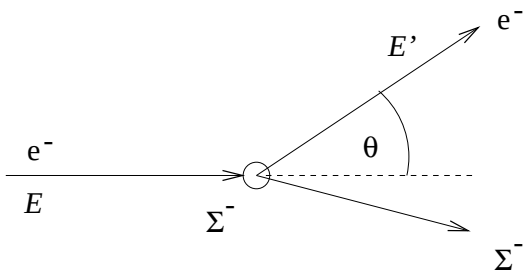


Abbildung 2.2: Σ^--e$^-$-Streuung im Laborsystem des ruhenden Hyperons: E Energie des einfallenden Elektrons, E' Energie des gestreuten Elektrons, θ Streuwinkel

Bei den Streureaktionen, die hier von Interesse sind, kann die Elektronenmasse m gegenüber der Schwerpunktsenergie s und dem Viererimpulsübertrag t vernachlässigt werden. Im Laborsystem des vor der Streuung ruhenden Hyperons verwendet man die Variablen θ für den Streuwinkel und E und E' für die Energie des Elektrons vor und nach der Streuung. Die Mandelstamvariablen lassen sich dann in dieses Bezugssystem umschreiben:

$$\begin{aligned} s &= m^2 + M^2 + 2ME \approx M^2 + 2ME \\ t &= 2m^2 + 2(|\mathbf{q}||\mathbf{q'}|\cos\theta - EE') \approx -2EE'(1 - \cos\theta) \\ \frac{E'}{E} &= \frac{1}{1 + \frac{2E}{M}\sin^2\theta/2} \end{aligned} \tag{2.8}$$

Mit diesen Variablen kann der Diracwirkungsquerschnitt im Laborsystem wie folgt geschrieben werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{lab}_{Dirac} = \underbrace{\underbrace{\underbrace{\frac{\alpha^2}{4E^2\sin^4\theta/2}}_{\text{Rutherford}}\ \underbrace{\frac{E'}{E}}_{\text{Rückstoß}}}_{\text{Mott-WQ für } \beta = v/c \to 1}\ \left(\cos^2\theta/2 - \underbrace{\frac{t}{2M}\sin^2\theta/2}_{\text{WW der beiden Spins}}\right)}} \qquad (2.9)$$

Der erste Teil des Dirac-Wirkungsquerschnittes (2.9) ist die aus dem Rutherford-Wirkungsquerschnitt der Streuung eines spinlosen Teilchen an einem $1/r$-Potential bekannte $\sin^{-4}\theta/2$-Abhängigkeit. Der Bruch E'/E ergibt sich dadurch, daß nicht an einem Potential gestreut wird, das beliebig viel Impuls übernehmen kann, sondern an einem beweglichen Teilchen, auf das Impuls als Rückstoß übertragen werden kann. Zusammen mit dem $\cos^2\theta/2$-Faktor ergeben diese Terme den Mott-Wechselwirkungsquerschnitt zur Streuung eines Spin-1/2-Teilchens an einem spinlosen Teilchen. Im relativistischen Grenzfall, d. h. $\beta \to 1$, muß die Helizität des Elektrons, die die Orientierung des Spins in Bezug auf den Impuls beschreibt, erhalten bleiben, d. h. insbesondere die Rückwärtsstreuung ist verboten. Erst bei der Berücksichtigung der Spins beider Teilchen, d. h. beim Dirac-Wirkungsquerschnitt, ist sie erlaubt. Der $\sin^2\theta/2$-Term beschreibt diesen Effekt.

2.1.2 Formfaktoren und Ladungsradien

Leitet man den Wirkungsquerschnitt für die Streuung von relativistischen Elektronen an nicht-punktförmigen Ladungsverteilungen $\rho(x)$ ab, so erhält man in Born'scher Näherung den Mott-Wirkungsquerschnitt ohne den Rückstoßterm (gekennzeichnet durch den Stern '*') multipliziert mit dem Absolutquadrat eines Formfaktors, der die Fouriertransformierte der Ladungsverteilung ist [8]. Dieser ist eine Funktion des Impulsübertrages $\vec{q}$:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{*}_{Mott} \left|F(\vec{q})\right|^2. \qquad (2.10)$$

Bei kugelsymmetrischen Ladungsverteilungen hängt er ferner nur vom Betrag, d. h. von $\vec{q}^{\,2}$ ab. Normiert man die Ladungsverteilung gemäß $\int \rho(\vec{x}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}}\, d^3x = 1$ folgt daraus $F(0) = 1$. Nach der Entwicklung der Exponentialfunktion um $\vec{x} = 0$ kann man den Formfaktor durch die Reihe

$$\begin{aligned} F(\vec{q}) &= \int \rho(\vec{x})\, e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}}\, d^3x \\ &= \int \left(1 + i\vec{q}\cdot\vec{x} - \frac{(\vec{q}\cdot\vec{x})^2}{2} + \cdots\right) \rho(\vec{x})\, d^3x \\ &= 1 - \frac{1}{6}\vec{q}^{\,2} < r^2 > + \mathcal{O}(\vec{q}^{\,4}) \end{aligned} \qquad (2.11)$$

nähern. Alle Terme ungerader Ordnung entfallen aufgrund ihrer Asymmetrie und der Integration über das gesamte Volumen. Das zweite Moment der Ladungsverteilung ist hierbei als mittlerer quadratischer Ladungsradius

$$< r^2 > := \int r^2 \, \rho(r) \, d^3x \tag{2.12}$$

definiert.
Bestimmt man den Formfaktor $F(q^2) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}$ als Verhältnis des experimentellen zum Mott-Wechselwirkungsquerschnittes bei kleinen $q^2 = 4 \, E \, E' \, \sin^2\theta/2$, d. h. bei kleinen Streuwinkeln des Elektrons, kann man den Ladungsradius der Verteilung bestimmen:

$$< r^2 > = -6 \, \frac{dF(\vec{q}^{\,2})}{d\vec{q}^{\,2}}\bigg|_{\vec{q}^{\,2}\to 0} \tag{2.13}$$

Diese Betrachtungen sind nur gültig, wenn der Spin des Targets und der Rückstoß vernachlässigt werden können, so z. B. bei schweren Kernen. Andernfalls, z. B. beim Proton und auch beim Hyperon, muß man eine andere Formel anwenden.

2.1.3 Die Rosenbluth-Streuformel

Um die endliche Ladungsverteilung und das anomale magnetische Moment zu berücksichtigen, muß der Stromterm J^μ des Hyperons im Diracwirkungsquerschnitt (2.9) um zwei Formfaktoren erweitert werden. Die allgemeinste lorentzinvariante Erweiterung kann man durch eine Kombination der aus den Diracmatrizen gebildeten bilinearen Formen erreichen [19]. Da die elektromagnetische Wechselwirkung die Parität erhält, können Terme mit γ^5 nicht verwendet werden. Damit scheiden Terme mit $\gamma^5\gamma^\mu$ und γ^5 selbst aus und es bleibt eine Kombination aus γ^μ, $\sigma^{\mu\nu}$ und Viererimpulsübertrag $q_\nu = (p - p')_\nu$.

$$J^\mu \propto a(q^2) \, \gamma^\mu + i \, b(q^2) \, \sigma^{\mu\nu} \, q_\nu \tag{2.14}$$

Die Koeffizientenfunktionen a und b können nur von q^2 abhängen, da dieser der einzige Lorentzskalar ist. Betrachtet man den ersten Term mit γ^μ näher, so kann man zeigen, daß in ihm bereits das normale magnetische Moment eines Diracteilchens $\mu_N = e/2M_\Sigma$ enthalten ist (*Gordon-Zerlegung*). Man definiert daher das anomale magnetische Moment κ durch $\mu_\Sigma = (1+\kappa) \, \mu_N$. Damit ergibt sich als Diracstrom des Hyperons:

$$J^\mu = e \, \bar{u_\Sigma}(p') \left[F_1(q^2) \, \gamma^\mu + \frac{\kappa}{2M} \, F_2(q^2) \, i \, \sigma^{\mu\nu} \, q^\nu \right] u_\Sigma(p) \tag{2.15}$$

Die beiden Formfaktoren F_1 und F_2 sollen dabei so normiert sein, daß im statischen Fall, d. h. ohne Impulsübertrag ($q^2 = 0$), der erste Term das normale Dirac- und der zweite Term das anomale magnetische Moment darstellen:

$$F_1(0) = 1 \qquad \text{und} \qquad F_2(0) = 1 \tag{2.16}$$

Ersetzt man den Hyperonenstrom nun in Gleichung (2.6) und rechnet den differentiellen Wirkungsquerschnitt aus, so erhält man unter Vernachlässigung der Elektronenmasse die lorentzinvariante Form der Rosenbluth-Formel:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi\alpha^2}{t^2(s-M^2)^2}\left[st+(s-M^2)^2\right]\left[F_1^2 - \frac{t}{4M^2}\kappa^2 F_2^2 + \frac{t^2}{2(st+(s-M^2)^2)}(F_1+\kappa F_2)^2\right]. \tag{2.17}$$

In dem Energiebereich, der von Interesse ist, gilt $Q^2 \gg m^2$ und $E \gg m$, wobei E die Energie des Strahlteilchens ist. Zur Bestimmung der Ladungsradien von Hyperonen verwendet man die inverse Streuung, d. h. die Streuung der Hyperonen an den Hüllenelektronen des Targets. Dabei ist die Schwerpunktsenergie s gegeben durch $s = 2\,m\,E + m^2\,M^2 \approx 2\,m\,E + M^2$. Führt man weiter den maximalen Impulsübertrag Q^2_{max} als $Q^2_{max} = 4\,m^2\,E^2/(M^2{+}2mE)$ ein, so läßt sich der erste Term zu

$$\frac{st+(s-M^2)^2}{(s-M^2)^2} = 1 - \frac{Q^2}{Q^2_{max}} \tag{2.18}$$

umformen. Faßt man die beiden Strukturfunktionen zu einer neuen Funktion $\hat{F}$

$$\hat{F}^2 = F_1^2 + \frac{Q^2\kappa^2}{4M^2}F_2^2 + \frac{Q^4}{8m^2E^2 - 2Q^2(M^2+2mE)}(F_1+\kappa F_2)^2 \tag{2.19}$$

zusammen, so läßt sich die Rosenbluth-Formel (2.17) einfacher schreiben:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}\left(1 - \frac{Q^2}{Q^2_{max}}\right)\hat{F}^2(Q^2). \tag{2.20}$$

Entwickelt man F_1 um $Q^2 = 0$ und definiert den Term zweiter Ordnung wie üblich als einen mittleren quadratischen Ladungsradius $< r^2_{ch} >$

$$F_1(Q^2) = 1 - \frac{1}{6} < r^2_{ch} > Q^2 + \mathcal{O}(Q^4), \tag{2.21}$$

so kann man diesen über die Ableitung der Funktion $\hat{F}$ messen:

$$-\left.\frac{d\hat{F}^2}{dQ^2}\right|_{Q^2=0} = \frac{1}{3} < r^2_{ch} > -\frac{\kappa^2}{4m^2}. \tag{2.22}$$

Eine andere Möglichkeit der Definition von Ladungsradien ergibt sich über die Sachs'schen Formfaktoren G_E und G_M, die durch

$$G_E := F_1 - \frac{\kappa Q^2}{4M^2}F_2 \qquad \text{und} \qquad G_M := F_1 + \kappa F_2 \tag{2.23}$$

definiert werden. Mit den Variablen verschwinden die Kreuzterme in $F_1\ F_2$ aus der Rosenbluth-Formel. Man kann dann beide Formfaktoren für einen gegebenen Impulsübertrag Q^2 bestimmen, in dem man die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Streuwinkel mißt.

Die beiden Sachs'schen Formfaktoren werden auch als elektrische und magnetische Formfaktoren bezeichnet. Es läßt sich zeigen [20], daß in einem Koordinatensystem, in dem der Vierervektor $(p+p')$ keine Raumkomponente besitzt, der Formfaktor G_E proportional der Raumkomponente des Hyperonenstroms und damit der Ladungsverteilung $\rho(x)$ ist.

Ähnliches gilt für die Raumkomponenten des Viererstromvektors des Hyperons, die proportional zu G_M sind. Im Grenzfall kleiner $Q^2 \ll M^2$ entsprechen die beiden Formfaktoren den Fouriertransformierten der Ladungs- und Stromverteilungen. Bei großen Q^2 ist der Rückstoß nicht vernachlässigbar und die Formfaktoren sind nicht mehr einfach interpretierbar.
Analog zu (2.12), kann man mittlere quadratische Sachs-Ladungsradien für die Verteilung der elektrischen Ladung $< r_E^2 >$ und der magnetischen Dipole $< r_M^2 >$ definieren. Diese können durch die Ableitung der Formfaktoren gemessen werden. Die Formfaktoren werden hierzu bei kleinen Viererimpulsüberträgen Q^2 gemessen und auf $Q^2 = 0$ extrapoliert.

$$< r_E^2 > = -6 \left.\frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2}\right|_{Q^2=0} \qquad \text{und} \qquad < r_M^2 > = -6 \left.\frac{dG_M(Q^2)}{dQ^2}\right|_{Q^2=0}. \quad (2.24)$$

Der elektrische Sachs-Ladungsradius $< r_E^2 >$ und der zuvor definierte Ladungsradius $< r_{ch}^2 >$ hängen durch folgende Relation voneinander ab:

$$< r_{ch}^2 > = < r_E^2 > - \frac{3\kappa}{2m^2} \quad (2.25)$$

Die Definition der Sachs'schen Ladungsradien erfolgt analog deren Definition beim Proton und Neutron. Sie lassen sich in einem bestimmten Bezugssystem (s.o.) für kleine Viererimpulsüberträge direkt auf die Potentiale zurückführen.
Die Definition einer gemeinsamen Strukturfunktion $\hat{F}$ hat aber den Vorteil, daß weniger Ereignisse benötigt werden. Zur Messung der Sachs'schen Strukturfunktionen muß bei gegebenem Q^2 der Streuwinkel, bzw. die Strahlenergie variiert werden. Um daraus die Ladungsradien $< r_{E/M}^2 >$ zu ermitteln, muß diese Messung für verschiedene Q^2 wiederholt werden. Zur Messung von $< r_{ch}^2 >$ genügt es bei gegebener Energie den Impulsübertrag Q^2 zu ändern. Beim Σ^--Hyperon sind beide Ladungsradien etwa gleich groß, da κ_{Σ^-} = 0,16 $\pm$ 0,025 klein ist.

2.2 Messung der elastischen Streuung

Bei der Messung der Ladungsradien von instabilen Teilchen, wie z. B. des Σ^--Hyperons, werden diese an den ruhenden Hüllenelektronen des Targets gestreut. Die Hyperonen bei SELEX haben Impulse im Bereich einiger Hundert GeV, im Vergleich dazu kann mit einer Impulsauflösung im MeV Bereich der Impuls von Elektronen mit Energien von einigen keV vernachlässigt werden.
Zur Bestimmung der Strukturfunktion muß man den lorentzinvarianten Impulsübertrag Q^2 kennen. Schreibt man diesen in den Laborsystemvariablen des Hyperons

$$Q^2 = -(P'_{\Sigma^-} - P_{\Sigma^-}) = 2E_{\Sigma^-}E'_{\Sigma^-} - 2p_{\Sigma^-}p'_{\Sigma^-}cos\Theta - 2M^2, \quad (2.26)$$

wobei $E_\Sigma, E'_\Sigma, p_\Sigma, p'_\Sigma$ die Energien und die Impulse vor und nach der Streuung sind, so sieht man, daß man den Streuwinkel und den Impuls des Hyperons nach der Streuung bestimmen

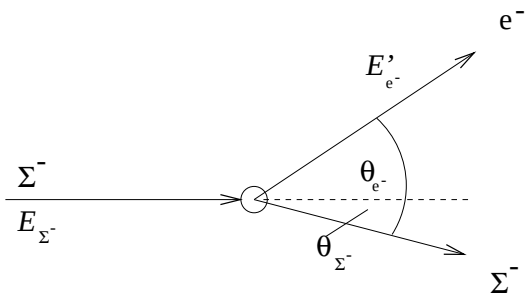


Abbildung 2.3: Σ^--Elektron-Streuung im Laborsystem: E_{e^-} Energie des einfallenden Elektrons, E'_{e^-} Energie des gestreuten Elektrons, Θ_{e^-} Streuwinkel des Elektrons, Θ_{Σ^-} Streuwinkel des Hyperons

muß. Eine andere Möglichkeit ergibt sich, wenn Q^2 als Funktion der Elektronenergie gemessen wird:

$$Q^2 = -(p'_e - p_e) = 2m(E'_e - m) \approx 2mE'_e, \tag{2.27}$$

Hierbei ist E'_e die Energie des Elektrons nach der Streuung und m die Elektronenmasse, die gegenüber der Energie vernachlässigt werden kann. Bestimmt man die Energie des Elektrons nach der Streuung, so kann man den Impulsübertrag berechnen. Man kann aber auch die Streuwinkel Θ_e oder Θ_Σ messen.
Bei SELEX wird sowohl die Energie des gestreuten Elektrons in den elektromagnetischen Kalorimetern Photon 1 bis 3, als auch der Streuwinkel des Hyperons und des Elektrons gemessen. Aufgrund der hohen Ortsauflösung der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren in den LASDs an den Magneten M1 und M2 sind insbesondere kleine Streuwinkel sehr gut zu messen. Bei kleinen Impulsüberträgen, d. h. großen Streuwinkeln, kann die Spur des Elektrons nicht mehr genau vermessen werden, da es nicht durch die LASDs fliegt.
Im Experiment müssen sowohl das Elektron als auch das Hyperon als solches identifiziert werden. Für das Elektron kann man entweder die elektromagnetischen Kalorimeter oder aber den Übergangsstrahlungsdetektor (ETRD) verwenden. Das Hyperon muß durch seinen Zerfall identifiziert werden. Zu 99,8 % zerfällt das Σ^-in ein Neutron und ein π^-. Das Neutron kann im Neutronen-Kalorimeter (NCAL) identifiziert werden, durch die Messung des Pions läßt sich der Zerfallswinkel des Hyperons im Laborsystem, und damit auch dessen Energie bestimmen. Ist das Neutron nicht nachweisbar, so kann der Zerfall durch einen *kink* (engl.:Knick), in der Spur nachgewiesen werden. Dabei müssen Impuls und Winkel der Pionenspur in dem für das Σ^--Hyperon erlaubten Bereich sein. Die LASDs erlauben eine Auflösung des Zerfallswinkel von 50 μrad.
Schätzt man die Raten für die elastische Streuung bei SELEX ab, so erwartet man etwa zehn Ereignisse pro Sekunde [5]. Um diese aus den anderen Ereignissen herauszufiltern, selektiert man Ereignisse mit zwei negativ geladenen Spuren, die im Vergleich zum Untergrund selten auftreten. Hierzu verwendet man die beiden Hodoskope hinter dem zweiten Magneten M2. In der Triggerstufe T1 werden zwei Treffer im negativen und neutralen Bereich des Hodoskops H1 gefordert.

Als problematisch erweisen sich die Hintergrundmyonen, die durch den Betrieb des Beschleunigers entstehen und vor allem nach dem zweiten Magneten in Strahlnähe sind. Wenn zufälligerweise ein solches in Koinzidenz mit einem Strahlteilchen auftritt, dann kann die Triggerbedingung im Hodoskop erfüllt sein, ohne daß tatsächlich zwei Teilchen aus dem Ereignis vorhanden sind. Geht man von 10^6 Strahlteilchen pro Sekunde aus und vergleicht das mit den erwarteten 10 Ereignissen, so sieht man, daß dieses eine nicht zu vernachlässigende, falsche Triggerrate erzeugen kann. Daher wird hinter dem Target der Wechselwirkungszähler auf Multiplizität 2 triggern. Das Problem dabei ist die Unterscheidung zwischen Ereignissen mit zwei Teilchen und Ereignissen, bei denen ein Teilchen viel Energie im Szintillator, entsprechend dem Ausläufer der Landauverteilung, deponiert hat. Zur Verringerung solcher Fehlentscheidungen werden die Pulshöhen miteinander verglichen. Dieses soll im folgenden Kapitel erläutert werden.

3
Der Wechselwirkungszähler

3.1 Energieverlust von Teilchen in Materie

3.1.1 Die Bethe-Bloch-Formel der mittleren Ionisationsenergie

Beim Durchflug von geladenen Teilchen durch Materie wechselwirken diese mit den Hüllenelektronen des Mediums und erzeugen dabei Elektron-Ion-Paare. Der mittlere Energieübertrag bei dieser Stoßionisation wurde erstmals von Bohr mit klassischen Argumenten abgeleitet und später dann von Bethe und Bloch quantenmechanisch formuliert. Heute verwendet man die nach ihnen benannte Formel in der folgenden Form [3]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{3.1}$$

Sie beschreibt den Energieübertrag dE, den ein geladenes Teilchen mit der Ladung z (in Einheiten der Elementarladung e) in einem Medium mit der Ordnungszahl Z und der Molmasse A auf der Strecke dx verliert. Diese effektive Weglänge in den Einheiten [g/cm^2] ist ein Produkt der Dichte des Mediums und der tatsächlichen Weglänge des Teilchens und ist damit vor allem unabhängig von Druck und Dichte. Wie üblich sind m_ec^2 die Elektronenmasse und β und γ die relativistischen Geschwindigkeiten. Die Konstante K = 4 $\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ = 0,307075 MeVcm^{2}mol^{-1} enthält alle unspezifischen Werte, wobei N_A die Loschmidt oder Avogadrozahl und r_e der klassische Elektronenradius sind. Das mittlere effektive Ionisationspotential des Mediums I läßt sich nähern durch [21]

$$I = 12Z + 7eV,\ Z < 13. \tag{3.2}$$

Bei einem Stoß zwischen einem einfallenden Teilchen der Masse M und einem Hüllenelektron kann maximal die kinetische Energie

$$T_{max} = \frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2}{1 + 2\pi m_e/M + (m_e/M)^2} \tag{3.3}$$

übertragen wenden. Ist das einfallende Teilchen jedoch selbst ein Elektron, dann ist es quantenmechanisch im Endzustand nicht mehr von dem Hüllenelektron unterscheidbar. Daher kann maximal nur die Hälfte der kinetischen Energie übertragen werden. Als

Näherung geht in die Bethe-Bloch-Formel ein, daß das einfallende Teilchen seine Bahn nicht wesentlich verändert. Diese gilt sicherlich nicht für langsame Elektronen, im hier interessierenden Fall relativistischer Teilchen ist sie aber gültig.
Der Parameter δ beschreibt den Dichteeffekt, der sich bei relativistischen Impulsen dadurch ergibt, daß das transversale Feld des einfallenden Teilchens, das sich durch relativistische Effekte ausdehnt und damit den logarithmischen Anstieg bewirkt, größer als der atomare Abstand wird. Atomhüllen, die sich zwischen ihm und dem wechselwirkenden Atom befinden, schirmen das Feld ab und der Anstieg wird vermindert.
Für die Anwendung im Wechselwirkungszähler ist nicht die abgegebene Energie des Teilchens, die z. B. für relativistische Elektronen durch Bremsstrahlungsverluste wesentlich größer als der Stoßverlust ist, sondern die durch Ionisation detektierbare Energie interessant. Die Photonen der Bremsstrahlung müssen, damit sie dedektiert werden können, konvertiert werden. Aufgrund der geringen Strahlungslänge des verwendeten Szintillatormaterials kann das Photon meistens entkommen. Auch sehr große Energieüberträge bei denen δ- bzw. *Knock-Out*-Elektronen entstehen, sind nicht meßbar, da diese aus dem endlichen Detektorvolumen herausfliegen. Deswegen betrachtet man nur Energieüberträge bis zu einem maximalen Übertrag T_{cut}. Als Energie*depositions*-Formel ergibt sich [3]

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{T<T_{cut}} = Kz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{upper}}{I^2} - \frac{\beta^2}{2}\left(1+\frac{T_{upper}}{T_{max}}\right) - \frac{\delta}{2}\right] \qquad (3.4)$$

mit $T_{upper} = min(T_{cut}, T_{max})$, dem kleinsten Wert von T_{cut} und T_{max}.
In Abbildung 3.1 erkennt man auf der linken Seite den Abfall der Energieabgabe mit β^2 bis zu einem Minimum. Teilchen, die diese minimale Energie abgeben, nennt man minimalionisierende Teilchen (MIP, *minimal ionizing particle*). Für die nicht korrigierte Formel folgt daraufhin der relativistisch bedingte, logarithmische Anstieg. Berücksichtigt man jedoch den Dichteeffekt und den endlichen meßbaren Impulsübertrag, so bleibt die Kurve flach und für schnelle Teilchen wird die deponierte Energie unabhängig von der Geschwindigkeit. Bei Pionen gilt dieses schon ab einem Impuls von mehr als einem halben GeV/c, für Hyperonen bei mehr als 2 oder 3 GeV/c. Im für die elastische Streuung interessanten Energiebereich sind alle Teilchen relativistisch, so daß jedes durchschnittlich die gleiche Energie abgibt. Elektronen sind dabei, wie bereits erwähnt, keine Ausnahme.
Im Mittel übertragen relativistische Teilchen beim Durchqueren eines Szintillators also etwa 200 keV/mm. Damit ermöglicht die Messung der Ionisationsenergie im Prinzip, die Anzahl der durchfliegenden geladenen Teilchen zu bestimmen.

3.1.2 Die Landauverteilung der Energieabgabe

Die Abgabe der Energie erfolgt in Quanten, wodurch auch hohe Energieüberträge möglich sind. Die Verteilung dieses statistischen Prozesses wurde 1944 erstmals von Landau abgeleitet.
Ist der Energieverlust groß, verglichen mit der Bindungsenergie des Mediums, so ist nur noch die Anzahl der Elektronen für die Form der Verteilung entscheidend. Eine weitere

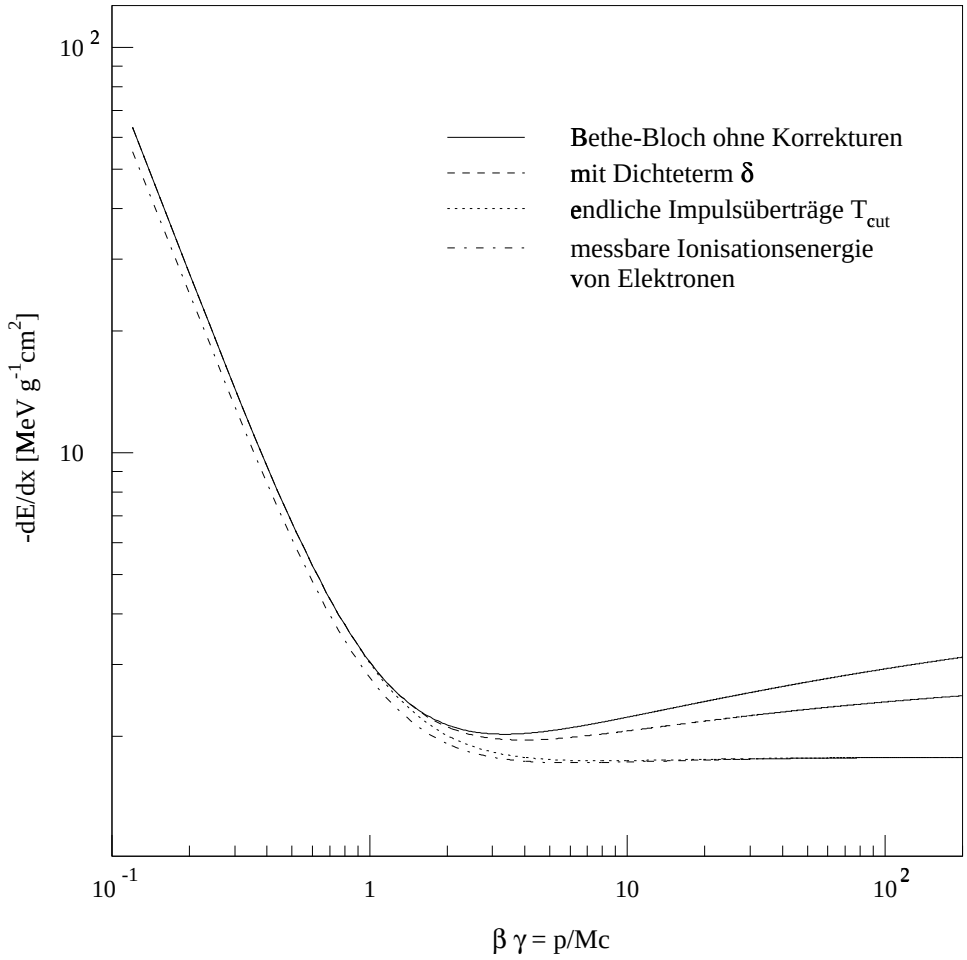


Abbildung 3.1: Energieverlust eines Teilchens beim Durchqueren eines Szintillators aufgetragen gegen die Geschwindigkeit $\beta\gamma$: Die obere Kurve ergibt sich durch die Bethe-Bloch-Formel ohne Korrekturen, die zweite unter Hinzunahme des Dichteterms δ und die dritte unter der Berücksichtigung, daß nur Impulsüberträge bis T_{cut} gemessen werden können. Die untere Kurve gilt für Elektronen, wenn man nur Stoßionisationsverluste bis zu einem maximalen Energieübertrag T_{cut} betrachtet.

wichtige Annahme ist, daß die Energie des einfallenden Teilchens E_0 wesentlich größer als die abgegebene Energie ist, so daß die Geschwindigkeit konstant bleibt. Gewöhnlich faßt man in der Größe

$$\xi \;=\; \frac{\sum Z}{\sum A}\;\frac{2\pi N_A e^4 \rho}{m_e c^2}\;\frac{x}{\beta^2} \tag{3.5}$$

alle materialabhängigen Parameter zusammen. Hierbei ist Z die Kernladung, A die molare Masse, ρ die Dichte und x die Dicke des durchquerten Materials. Das verwendete Szintillatormaterial wird durch

$$\xi_{scint} \;=\; 8,532keV\; mm^{-1}\;\frac{x}{\beta^2}. \tag{3.6}$$

beschrieben.
Zum Vergleich führt man den Quotienten $\kappa \;=\; \xi/T_{max}$ ein. Ist $\kappa \gg 1$, dann ist die Energieverteilung gaußförmig, ist $\kappa \ll 1$, so entspricht sie der Landauverteilung. Für 2 mm dicke Szintillatoren ist bei relativistischen Teilchen die Landauverteilung auf jeden Fall gültig.
Zur Ableitung der Verteilung betrachtet man die Funktion $f(x,\Delta)$, die die Wahrscheinlichkeit angibt, daß ein Teilchen beim Durchqueren einer Schicht der Dicke x Energie zwischen Δ und $\Delta + d\Delta$ verliert [22]. Die Verteilung ist dabei auf ein Teilchen normiert $\int f d\Delta$ = 1. Für sie kann man eine kinetische Gleichung aufstellen, in dem man die Änderung der Verteilung $\frac{df}{dx}dx$ auf einer Länge dx dem Kollisionsintegral gleichsetzt, das die Differenz der Teilchendichte in einem Energieintervall beschreibt

$$\frac{\partial f(x,\Delta)}{\partial x} = \int_0^\infty w(E)\;[f(x,\Delta - E) - f(x,\Delta)]\;dE. \tag{3.7}$$

Die Funktion $w(E',E)$ gibt dabei die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Teilchen mit der Energie E' die Energie E verliert. Da angenommen wird, daß die Einfallsenergie E_0 des Teilchens groß gegen die Energieüberträge ist, ist E' im wesentlichen konstant, und $w(E)$ nur noch eine Funktion der abgegebenen Energie. Man kann die obere Integrationsgrenze des Energieverlustes bis ∞ wählen, da die Funktion $w(E)$ sicherstellt, daß Energieüberträge E größer als E_0 nicht auftreten [22].
Bei Energien, die kleiner als die Maximalenergie sind, verwendet man für $w(E)$ die Thomson-Formel der Rutherfordstreuung

$$w(E) \;=\; \frac{\xi}{x}\frac{1}{E^2}. \tag{3.8}$$

Zur Lösung formuliert man die Gleichung 3.7 mit der Laplacetransformierten der Funktion f. Dann läßt sich die Differentialgleichung integrieren und, nachdem f wieder eingesetzt ist, erhält man die Landauverteilung

$$f_L(x,\Delta) = \frac{1}{\xi}\frac{1}{2\pi i}\int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \exp\left[u\ln u + \lambda u\right] du, \tag{3.9}$$

wobei der Parameter λ durch

$$\lambda = \frac{1}{\xi}\left[\Delta - \xi(\ln(\xi/\epsilon') + 1 - C\right] \tag{3.10}$$

definiert wird. Dabei ist C = 0,577... die Euler Konstante und ϵ' ein minimaler Energieübertrag, der eingeführt wird, damit der durchschnittliche Energieverlust der Landauverteilung dem der Bethe-Bloch-Formel entspricht:

$$\ln \epsilon' = \ln(I^2/2mc^2\beta^2\gamma^2) + \beta^2 \tag{3.11}$$

Tatsächlich ergeben sich dann unphysikalisch kleine Werte, aber das hat keinen Einfluß auf die Form der Verteilung, sondern nur auf ihre Lage.
Da $f(x, \Delta)$ nur noch eine Funktion der Variablen λ ist, benutzt man oft auch zur Beschreibung der Landauverteilung die Funktion

$$\phi_L(\lambda) \;=\; \xi\, f_L(x, \Delta) \tag{3.12}$$

Oftmals wird für die Landauverteilung die explizite Darstellung nach Moyal [23]

$$\chi(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\, \exp\{-\frac{1}{2}\,(\lambda + \exp(-\lambda))\} \tag{3.13}$$

angegeben. Diese Formel beschreibt jedoch die Form der Landauverteilung nur unzureichend, wie man in Abb. 3.2 sieht. Konkrete Werte der Verteilung können durch numerische Verfahren errechnet werden [24], so z. B. mit der Funktion *denlan* aus der Programmbibliothek *CERNLIB*.

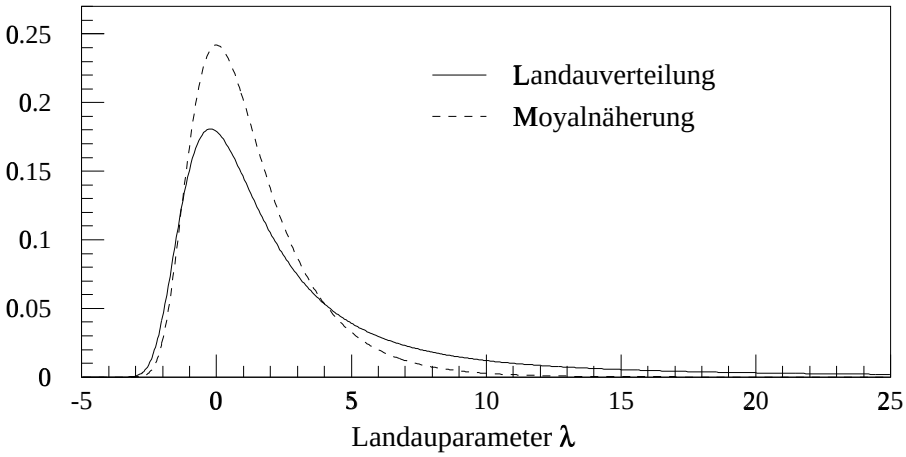


Abbildung 3.2: Die Landauverteilung und die von Moyal angegebene explizite Darstellung. Man sieht deutlich den Unterschied in der Form der Verteilung.

Man sieht, daß die Energieabgabe einzelner Teilchen mitunter erheblich vom mittleren Energieverlust der Bethe-Bloch-Formel abweichen kann und auch hohe Energieabgaben möglich sind.

3.1.3 Landauverteilungen im Experiment

Betrachtet man die Energieabgabe zweier geladener Teilchen, die ein Medium durchqueren, so erhält man die Faltung zweier Ein-Teilchen-Verteilungen. Wenn Φ_L^1 die Landauverteilung und damit das Energieabgabespektrum eines Ein-Teilchen-Ereignisses im Szintillator, dann ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen die Energie E_1 und das zweite Teilchen die Energie E_2 abgeben,

$$p(E_1, E_2) \;=\; \Phi_L^1(E_1)\,\Phi_L^1(E_2), \tag{3.14}$$

wobei die Variablen E_1 und E_2 nicht unabhängig voneinander, sondern durch die Gesamtenergieabgabe $E \;=\; E_1 \;+\; E_2$ verknüpft sind. Zum Ausrechnen der Wahrscheinlichkeit, daß zwei Teilchen zusammen die Energie E abgeben, muß über alle möglichen Energiekombinationen summiert werden:

$$\begin{aligned}
\Phi_L^2(E) &= \int\int p(E_1, E_2)\,\delta(E - E_1 - E_2)\,dE_1\,dE_2 \\
&= \int p(E_1, E - E_1)\,dE_1 \\
&= \int \Phi_L^1(E_1)\Phi_L^1(E - E_1)\,dE_1 \\
&= (\Phi_L^1 \otimes \Phi_L^1)(E)
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Das Energiespektrum dreier Teilchen ergibt sich mit ähnlichen Überlegungen als Faltung dreier Landauverteilungen: $\Phi_L^3 \;=\; \Phi_L^1 \;\otimes\; \Phi_L^1 \;\otimes\; \Phi_L^1$.
Experimentell beobachtet man allerdings nicht nur eine Landauverteilung und deren Faltungen. Die endliche Photonenstatistik, Rauschen und Detektorineffizienzen bewirken, daß die gemessene Energieverteilung die Faltung zwischen einer Gaußfunktion und einer oder mehrerer Landauverteilungen ist.

3.1.4 Die Pulshöhenselektion

Ereignisse mit großer Energieabgabe sind relativ selten. Daher liegt es nahe, die Energieabgabe in zwei hintereinander liegenden Szintillatoren zu vergleichen, und das kleinere der Signale zur Multiplizitätsentscheidung zu verwenden.
Die Veränderung der Verteilung läßt sich wie folgt beschreiben, wenn $\Phi_L(E_1)$ und $\Phi_L(E_2)$ die Wahrscheinlichkeiten sind, daß bei einem Ereignis im ersten Szintillator die Energie E_1 und im zweiten E_2 abgegeben wird. Zur Multiplizitätsentscheidung wählt man dann die kleinere dieser beiden aus, d. h. $E \;=\; \min(E_1, E_2)$. So ergibt sich die Wahrscheinlichkeitsverteilung für diese Energie durch folgende Formel:

$$\begin{aligned}
\Phi_L(E) &= \Phi_L(E_1 = E) \int_E^\infty \Phi_L(E_2)\,dE_2 \\
&+ \Phi_L(E_2 = E) \int_E^\infty \Phi_L(E_1)\,dE_1
\end{aligned}$$

$$= \quad 2\,\Phi_L(E) \int_E^\infty \Phi_L(E')\,dE' \tag{3.16}$$

Experimentell können die Energieabgaben nicht direkt miteinander verglichen werden. Deshalb ist diese Verteilung nur als Grenze für die maximal ereichbare Verbesserung anzusehen.

3.2 Grundlagen des Szintillationsmechanismus

Die Energieabgabe geladener Teilchen an das durchquerte Medium wird häufig, z. B. bei Gasdetektoren, mittels der Ladung ionisierter Atome gemessen. Angeregte Moleküle in Plastikszintillatoren hingegen strahlen Fluoreszenzlicht ab.
Grundlage aller Szintillationsprozesse in Kunststoffen sind die delokalisierten π-Elektronensysteme des Benzolmoleküls C_6H_6. Die Grundzustandskonfiguration des Kohlenstoffs ist $1s^2 2s^2 2p^2$, in Verbindungen sind die Elektronen der äußeren Schale jedoch meistens hybridisiert. Beim Benzol bilden drei Elektronen in einem sp^2 Hybridzustand jeweils drei lokalisierte σ-Bindungen, die mit ihren 120° Bindungswinkel die hexagonale Struktur des Benzolrings bestimmen. Das verbleibende Elektron in einem p-Orbital verschmiert zusammen mit den Elektronen der anderen Kohlenstoffatome in eine delokalisierte π-Bindung, die gleichmäßig über den ganzen Ring verteilt ist. Die Singulett- und Triplett-Anregungszustände der π-Bindung sind die Basis des Szintillationsmechanismus, da die Energieabstände des Bindungssystems im Bereich des sichtbaren Lichtes liegen, was z. B. auch bei vielen Farbstoffen ausgenutzt wird.
Die Elektronenzustände i spalten jeweils noch in Vibrationsunterzustände j auf, so daß man zur Bezeichnung S_{ij} für einen Singulett- und T_{ij} für einen Triplettzustand verwendet. Die Rotationszustände werden vernachlässigt. Übergänge zwischen Singulettzuständen erfolgen in der Regel innerhalb einiger Nanosekunden (*Fluoreszenz*). Im Gegensatz dazu haben die unterdrückten Übergänge zwischen Zuständen mit verschiedenem Spin Lebensdauern bis zu einigen hundert Mikrosekunden (*Phosphoreszenz*). Die Triplettzustände werden durch nicht radiative Übergänge bevölkert (s. Abb. 3.3 links). Neben der Entleerung der Triplett-Zustände aufgrund von Lichtabstrahlung können sie auch durch Übergänge in angeregte Singulett-Zustände und darauffolgende *verzögerte Fluoreszenz* entvölkert werden.
Beim Durchflug eines Teilchens durch den Szintillator treten vier verschiedene primäre Anregungsprozesse auf: (a) Anregung eine π-Singulett-Zustandes, (b) Ionisation der π-Elektronenbindung, (c) Anregung anderer Elektronengruppen, z. B. σ-Elektronen, und (d) Ionisierung anderer Elektronenzustände. Der erste Prozeß ist dabei verantwortlich für die schnelle Fluoreszenz, der zweite Prozeß, gefolgt von der Rekombination der Ionen, bevölkert vor allem die Triplett-Zustände, der Energieübertrag des dritten Prozesses dissipiert thermisch und der letzte Prozeß soll einen großen Teil der Strahlenschäden verursachen [25].
Wären die Elektronenzustände nicht durch Vibration aufgespalten, würde das Absorptionsidentisch mit dem Emissionspektrum sein. Das abgestrahlte Photon würde dann gleich wieder absorbiert. Der mittlere Kernabstand verschiedener elektronischer Anregungs-

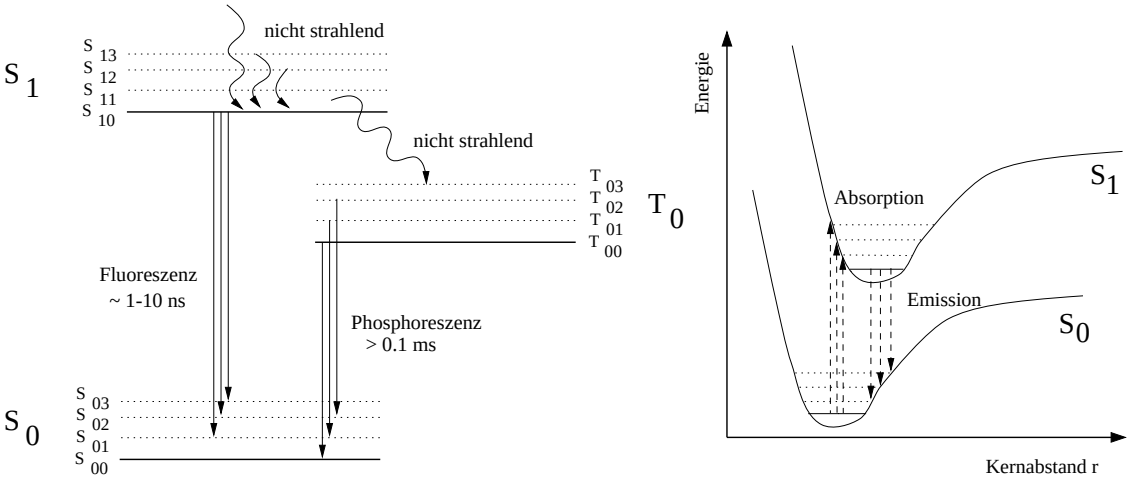


Abbildung 3.3: Links: Energieniveaus und Übergänge in organischen Molekülen, die Zustände S_1 und T_0 werden durch nicht strahlende Übergänge bevölkert. Rechts: Das Frank-Condon-Prinzip verschiebt das Absorptions- gegenüber dem Emissionsspektrum, hier am Beispiel eines zweiatomigen Moleküls.

zustände ist jedoch unterschiedlich. Übergänge zwischen zwei Zuständen treten bevorzugt auf, wenn der räumliche Überlapp der Wellenfunktionen maximal ist. Das Maximum des Vibrations-Grundzustandes liegt in der Mitte, für die angeregten Vibrations-Zustände am Rand des Potentials. Aufgrund dieser radialen Verschiebung werden bei der Absorption bevorzugt angeregte Vibrations-Zustände des oberen elektronischen Zustandes bevölkert. Diese gehen sofort nicht-strahlend in den Grundzustand über und können von dort in angeregte Vibrationszustände des unteren Zustandes zerfallen. (s. Abb. 3.3 rechts). Das Emissionsspektrum ist daher gegenüber dem Absorptionsspektrum zu größeren Wellenlängen verschoben und die Selbstabsorption wird unterdrückt (*Frank-Condon-Prinzip)*.

Ein Plastikszintillator besteht meistens aus einem Kunststoff als Basis und darin gelösten fluoreszierenden Stoffen. Obwohl der Basiskunststoff auch ein Szintillationsmaterial ist, hat er meistens eine geringe Quanteneffizienz bezüglich des schnellen Fluoreszenz-Prozesses und ein für gängige Photoelektronenvervielfacher ungünstiges Emissionsspektrum. Deshalb wird ein Szintillationsstoff in dem Kunststoff gelöst, auf den die Energie durch nicht-strahlende Dipol-Dipol-Wechselwirkungen übertragen wird (*Förster-Transfer*). Desweiteren bewirkt dieser Zusatz, daß die Zerfallszeit des Anregungszustandes im Basiskunststoff um bis zu eine Größenordnung verkürzt und damit auch die Lichtausbeute vermehrt wird. Oftmals wird zur Vermeidung der Selbstabsorption noch ein zweiter Szintillationsstoff in geringer Konzentration beigemischt, um das Emissions- und Absorptionsspektrum noch weiter zu trennen, und große Absorptionslängen zu erreichen [25].

Mit der Bethe-Bloch-Formel wird die Energieabgabe durch Ionisationsverluste berechnet. Prinzipiell wird diese hier nicht gemessen, doch haben Untersuchungen gezeigt, daß bei kleinen Energieabgaben die spezifische Ionisation proportional zur erzeugten Lichtmenge ist [21]. Bei größeren Energieabgaben muß die Formel von Birks verwendet werden [3]. Typischerweise wird ein Photon für je 100 eV erzeugt, d. h. etwa 2000 Photonen pro

Millimeter Szintillatormaterial bei minimalionisierenden Teilchen.

3.3 Der Wechselwirkungszähler

Die Aufgabe des Wechselwirkungszählers ist es, direkt nach dem Target die Anzahl der geladenen Teilchen, d. h. die Multiplizität, zu messen. Die mittlere Energieabgabe relativistischer Teilchen in einem dünnen Material, ist, wie in Abschn. 3.1.1 gezeigt, im wesentlichen für alle Teilchenarten gleich. Daher erlaubt die Messung der Energieabgabe im Prinzip die Bestimmung der Teilchenmultiplizität.
Der Wechselwirkungszähler besteht aus 2 mm dickem Szintillatormaterial. Die produzierte Lichtmenge pro Teilchen ist bei nicht zu großen Energieüberträgen proportional zur abgegebenen Energie und damit auch der Teilchenzahl. Ein Plastikszintillator erlaubt die schnelle Messung der Energieabgabe, so daß er als Trigger genutzt werden kann. Das Szintillationslicht wird durch einen Photoelektronenvervielfacher (PMT, *photo multiplier tube*) nachgewiesen. Dabei ist das zeitliche Integral des Signals proportional zur Lichtmenge und damit zur Energieabgabe. Nimmt man an, daß die Form des Signals immer gleich ist, gilt dieses auch für die Signalhöhe.
In einzelnen Ereignissen kann ein großer Energieübertrag aus dem Ausläufer der Landauverteilung an den Szintillator auftreten, so daß irrtümlicherweise auf hohe Multiplizitäten entschieden wird, obwohl nur ein Teilchen vorliegt. Diese Fehlentscheidungen sind vor allem bei der Unterscheidung zwischen Ein- und Zwei-Teilchen-Ereignissen für die elastische Streuung kritisch, da die Zahl der Ein-Teilchen-Ereignisse vier bis fünf Größenordnungen größer ist, als die zu untersuchenden Zwei-Teilchen-Ereignisse. Zu viele Fehlentscheidungen beeinträchtigen das Experiment durch die von ihnen erzeugte Totzeit.
Solche Ereignisse treten jedoch relativ selten auf. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen gleichzeitig in zwei aufeinanderfolgenden Szintillatoren hohe Energien deponiert, ist nach Gleichung 3.16 klein. Daher vergleicht man das Signal zweier hintereinanderstehender Szintillatoren und wählt das kleinere der beiden zur Multiplizitätsentscheidung aus. So unterdrückt man Ereignisse, bei denen ein Teilchen viel Energie abgibt. Eine ähnliche Technik verwendet man zur Bestimmung der abgegebenen Ionisationsenergie in Driftkammern (*truncated mean*[1]).
Technisch kann man diesen Vergleich nicht direkt verwirklichen. Das Signal aus jedem Photomultiplier wird daher auf verschiedene Diskriminatoren aufgespalten. Die Schwellen der Diskriminatoren sind auf unterschiedliche Pulshöhen eingestellt. Die höchsten ausgelösten Schwellen beider Diskriminatoren, die proportional der Pulshöhe sind, werden miteinander verglichen und die niedrigste von beiden ausgewählt.

3.3.1 Mechanischer Aufbau

[1] engl.: abgeschnittener Mittelwert, man verwendet zur Mittelwertbildung nur die Ereignisse, die die geringste Energie abgeben.

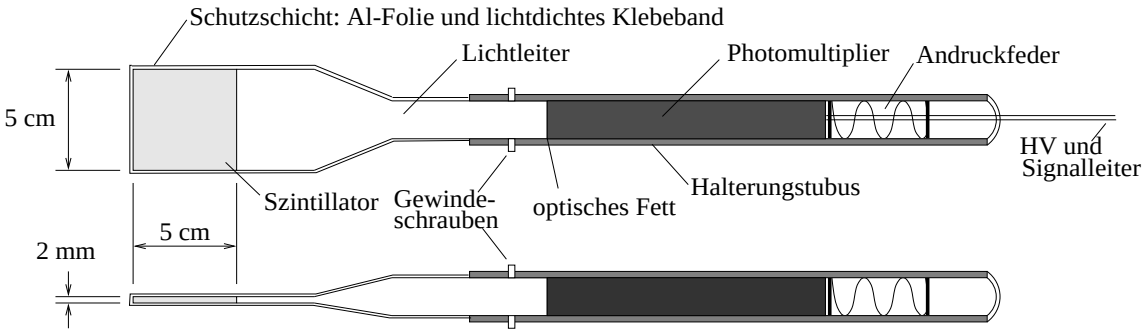


Abbildung 3.4: Mechanischer Aufbau eines Wechselwirkungszählers, wie er beim Teststrahl verwendet wurde. Ansicht von oben und von der Seite.

Die Wechselwirkungszähler bestehen aus einem 2 mm dicken Szintillator, der durch einen Lichtleiter an einen Photomultiplier gekoppelt ist (s. Abb. 3.4). Die Dicke wurde als Kompromiß zwischen möglichst hoher Signalausbeute und möglichst niedriger Ablenkung der Teilchen durch Vielfachstreuung gewählt [26]. Einige Daten zum verwendeten Szintillatormaterial *BC-408* der Firma Bicron finden sich in Tabelle 3.1. Es wird vor allem wegen der kurzen Zerfallskonstante verwendet.

Lichtleistung % Antrazen	maximale Emissions-Wellenlänge	Brechungs-index	Wasserstoff zu Kohlenstoff Verhältnis	Dichte [g/cm^3]	Hauptkomp. der Zerfalls-konstanten
64	425 nm	1,58	1,104	1,032	2,1 ns

Tabelle 3.1: Daten des verwendeten Szintillatormaterial BC-408

Man erwartet bei diesem Material für je 1 keV deponierter Energie 10 Photonen [27], d. h. ein minimalionisierendes Teilchen erzeugt in 2 mm Szintillatormaterial ca. 4000 Photonen.
Die Aufgabe des Lichtleiters ist es, die entstandenen Photonen mit größtmöglicher Effizienz zu der Kathode des Photomultipliers zu lenken. Er ist mit einem farblosen Epoxydharz an den Szintillator angeklebt. Die rechteckige Eintrittsfläche ist 50×2 mm^2 = 100 mm^2 und die Austrittsfläche (15 mm)^2 $\times$ π=176 mm^2 groß, d. h. die Bedingung der adiabatischen Lichtleitung ist erfüllt. Die Photonen werden durch Totalreflexion an den Grenzflächen zum Photomultiplier geleitet. Nicht alle Photonen treffen dabei mit einem Winkel größer als der kritische Winkel $\phi_{krit} = \arcsin 1/n$ (n Brechungsindex des Szintillators, bzw. Lichtleiters) auf die Grenzflächen und entkommen damit aus dem Medium. Zur Minimierung dieses Lichtverlustes besteht der Lichtleiter aus fünf gedrehten Zungen. Dadurch wird eine geometrische Effizienz ϵ_{geo} = 0,20 erreicht [26]. Um einen Teil der entkommenden Photonen wieder zurückzulenken, wird der Szintillator und der Lichtleiter in reflektierende Aluminiumfolie eingewickelt. Dabei achtet man darauf, daß dieses nur locker geschieht, da der Reflexionskoeffizient der Grenzschicht Aluminium-Kunststoff etwa 0,9 beträgt und damit unterhalb dem der totalen Reflektion von nahe 1,0 liegt. Weitere Verluste können

Quanteneff. bei 420 nm	Versorgungs-spannung	Max.Vers.-spannung	Max. Anoden-strom	Anstiegs-zeit	Elektronen-laufzeit
28 %	1500 V	1800 V	0,1 mA	1,8 ns	19 ns

Tabelle 3.2: Charakteristische Daten des verwendeten Photomulitpliers R1450

durch unsaubere oder schlecht polierte Oberflächen entstehen. Um die Aluminiumfolie wickelt man schwarzes, lichtdichtes Klebeband, damit keine zusätzlichen Photonen von außen eindringen.
Die Ankopplung zwischen dem Lichtleiter und dem Photomultiplier erfolgt mit einem optischen Fett, das dafür sorgt, daß keine zusätzliche Luft-Glas- oder Luft-Kunststoff-Grenzschicht mit entsprechenden Verlusten entsteht. Der Durchmesser des Lichtleiters (15 mm) ist an das Eintrittsfenster der Photokathode (16 mm) angepaßt. Der spektrale Transmittanzbereich des Systems bestehend aus Szintillator, Lichtleiter, optischem Fett und Kleber liegt zwischen 370 nm und 700 nm [26].
Als Photomultiplier wurde das Modell H3167 der Firma Hamamatsu verwendet. Darin sind der Photomultiplier R1450 und der Spannungsteiler E678-12D in einem magnetischen Schild kombiniert. Der Photomultiplier hat 10 Dynodenstufen in linearer Anordnung und ist mit einem Eintrittsfenster aus Borosilikat und einer Bialkalikathode gut auf den Szintillator abgestimmt. Insgesamt hat er eine spektrale Akzeptanz von 300 nm bis 650 nm. Weitere charakteristische Werte finden sich in Tabelle 3.2. Variiert man die Versorgungsspannung zwischen 1200 V und 1800 V, so verändert sich die Verstärkung zwischen 10^6 und 10^7 [28].
Beim SELEX-Experiment werden die gleichen Materialien genutzt, die Abmessung und Form der Szintillatoren und des Lichtleiters sind jedoch unterschiedlich. Die aktive Szintillatorfläche deckt 4×4 cm^2 den vorderen Akzeptanzbereich der Vertex-Siliziumdetektoren ab. Der Lichtleiter besteht aufgrund der kleineren Fläche nur aus vier gedrehten Zungen. Die Photomultiplier sind identisch mit den hier beschriebenen.

3.3.2 Elektronischer Aufbau

Aufgabe der Elektronik des Wechselwirkungszähler ist es, schnell die Pulshöhen der beiden Szintillatoren miteinander zu vergleichen, und damit Informationen über die Zahl geladenener Teilchen (Multiplizität) zu erhalten.
Der vom Photomultiplier kommende Puls wird zuerst aufgespalten und dann auf acht Diskriminatoren geleitet, deren Schwellen in aufsteigender Reihenfolge so eingestellt werden, daß sie die Pulshöhe des Szintillatorsignals digitalisieren.
Die Entscheidungen der 16 Diskriminatoren des CAEN C207 Moduls gelangen durch ein ECL(*Emitter Coupled Logic*)-Kabel in die MLU 2373 (*Memory Lookup Unit*) von LeCroy. Diese weist jedem der 65.536 möglichen Eingangszuständen genau einen Ausgangszustand zu und zeigt diesen nach spätestens 40 ns am Ausgang an. Dieser Matrix kann man jede logische Operation zuordnen. Beim Wechselwirkungszähler wird von den

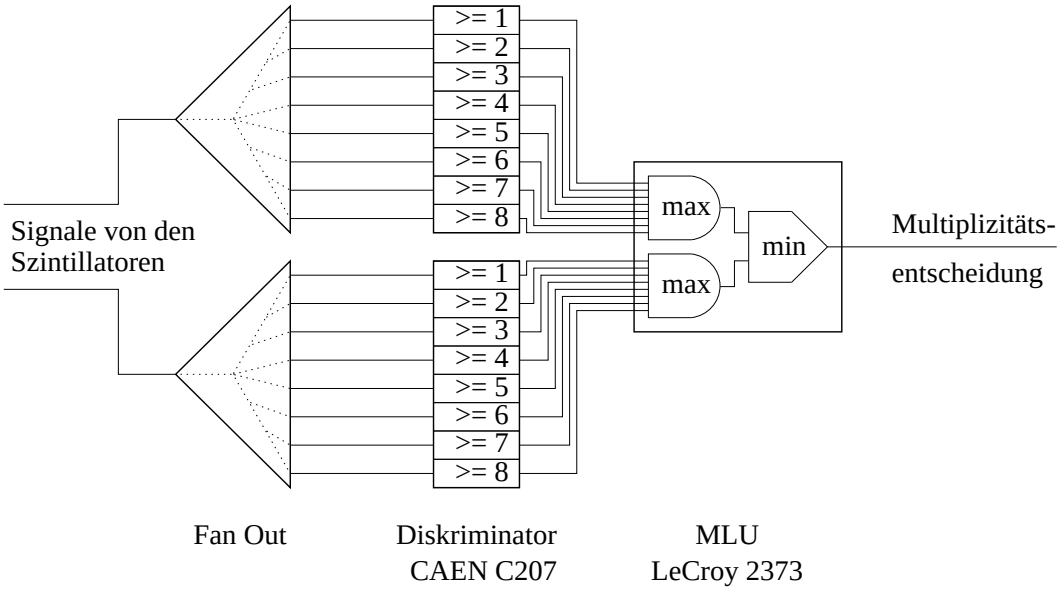


Abbildung 3.5: Elektronische Verarbeitung der Signale der Photomultiplier, MLU: Memory Lookup Unit

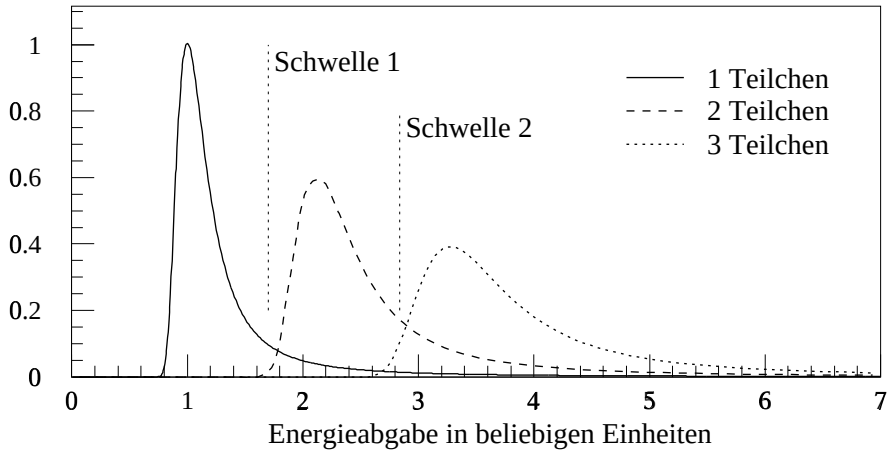


Abbildung 3.6: Energiespektren von 1, 2 und 3 Teilchen. Als Beispiel sind zwei mögliche Diskriminatorschwellen eingezeichnet.

jeweils acht Diskriminatorschwellen die höchste, angeschlagene ausgewählt, da diese ein Maß für die Pulshöhe des Signals ist. Von beiden Szintillatoren wird dann die kleinere Pulshöhe am Ausgang als Entscheidung ausgegeben.
Abbildung 3.6 zeigt eine mögliche Einstellung zweier Diskriminatorschwellen zur Trennung von Zwei- gegen Ein- und Drei-Teilchen-Ereignisse. Man muß jedoch beachten, daß die Energieabgabe proportional der Fläche unter dem Signalpuls ist, mit einem Diskriminator jedoch nur dessen Höhe gemessen werden kann. Weiterhin spricht der Diskriminator erst an, wenn das Signal für eine endliche Zeit oberhalb der eingestellten Schwelle ist. Die Fläche unter der Kurve läßt sich durch einen ladungsintegrierenden Analog-Digital-Wandler (ADC, *Analog-to-Digital Converter*) messen. Man kann damit eine Eichung zwischen der Diskriminatorschwelle und der Energieabgabe erreichen. Sowohl am Teststrahl als auch bei SELEX werden daher die Signale der Szintillatoren mit einen ADC gemessen.

4

Messungen während der Teststrahlzeit am CERN

Ziel der Teststrahlmessung am CERN war die Bestimmung der Effizienz der Multiplizitätstrennung. Zuvor war die Funktionsfähigkeit mit einer β-Quelle im Labor überprüft worden, Messungen am Teststrahl 1995 konnten keine Multiplizität-2-Ereignisse identifizieren, da keine unabhängige Möglichkeit der Teilchenzahlbestimmung zur Verfügung stand.

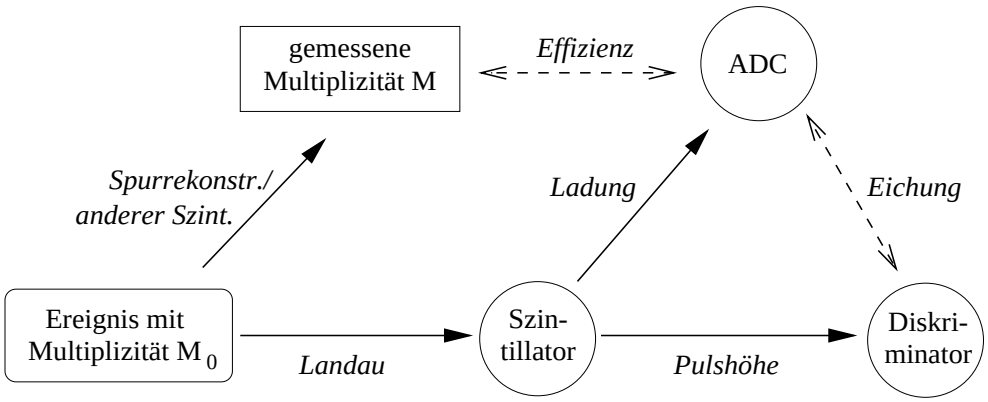


Abbildung 4.1: Übersicht über die Messungen.

Zu untersuchen war insbesondere die Trennung von Ein- und Zwei-Teilchen-Ereignissen im Energiedepositionsspektrum. Ein Analog-Digital-Konverter (ADC, *analog to digital converter*) mißt die abgegebene Energie, resp. durch den Photomultiplier erzeugte Ladung, in jedem Ereignis. Damit wird die Trennungseffizienz bezüglich eines Schnittes im ADC-Spektrum bestimmt. Die Triggeranwendung im Experiment erfordert einen schnellen Diskriminator, deshalb muß der Zusammenhang zwischen gemessener Ladung im ADC und Pulshöhe im Diskriminator ermittelt werden.
Die Effizienzbestimmung erfordert eine vom untersuchten Szintillator unabhängige Messung der Ereignismultiplizität. Daher werden die Teilchenspuren mit zwölf einseitigen Silizium-Mikrostreifen-Detektoren (*Stars*) aus dem Experiment WA89 rekonstruiert. So können Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen von solchen mit einem gut getrennt werden.

4.1 Der Aufbau der Detektoren im X1-Teststrahl

Die Teststrahlzeit im April 1996 wurde an der X1-Strahllinie in der Westhalle am CERN durchgeführt. Sie stellt einen tertiären Strahl aus Pionen und Elektronen mit einem Impuls bis 70 GeV/c zu Verfügung, der aus dem H3-Sekundärstrahl des SPS generiert wird. Die Zykluszeit beträgt 14 Sekunden, wobei der *Spill*, d. h. die Zeit in der Teilchen extrahiert werden, 2,4 Sekunden lang ist. Pro Spill kamen im Mittel etwa 200-500 geladene Teilchen an den Strahldetektoren *Beam 1* und *Beam 2* an.
Der Aufbau der Detektoren ist in Abbildung 4.2 skizziert. Die Silizium-Mikrostreifen-Detektoren sind in jeweils 3 Stationen (*Stars*) mit 4 Detektoren zusammengefaßt, deren vier Ebenen um 45° gegeneinander gedreht angeordnet sind, so daß die Ereignisspuren in vier unterschiedlichen Projektionen gemessen werden. Deren aktive Fläche, die mit 1024 Streifen in 25 μm Abstand versehen ist, beträgt jeweils ca. 5×5 cm^2. Die Streifen sind mit SVX-Chips verbunden, die durch einen SRS (*Silicon Readout Sequencer*) angesteuert und mittels einer Kombination von CHI (*CERN Host Interface*) und Fastbus ausgelesen werden.
Die beiden Szintillatoren des Wechselwirkungszählers IC1 und IC2 wurden sich gegenseitig überdeckend innerhalb des Siliziumteleskops aufgestellt, so daß alle Teilchen, die durch sie hindurchgingen, auch im Silizium nachgewiesen werden konnten.
Das Target bestand aus einem 1 cm dicken Kupferblock mit 6,6 % nuklearer Wechselwirkungslänge. Parallel zum Wechselwirkungszähler wurde ein Detektorprototyp der Cheops/Compass-Kollaboration und ein doppelseitiger Silizium-Mikrostreifen-Detektor getestet. Eine Beschreibung des letzteren finden sich detailliert an anderer Stelle [29].

4.2 Die Elektronik zur Datennahme im X1-Teststrahl

Die für den Wechselwirkungszähler relevante Elektronik ist in Abbildung 4.3 aufgezeichnet.
Beim Teststrahl wurde auf die Konizidenz der beiden Strahlszintillatoren Beam 1 und Beam 2 getriggert, der dritte Szintillator S3 konnte hinzugeschaltet werden, um Ereignisse mit mehreren geladenen Teilchen bevorzugt auszuwählen. Seine Diskriminatorschwelle war entsprechend höher eingestellt.
Zusätzlich zu diesem Strahltrigger wurde in regelmäßigen Abständen, aber nicht korreliert mit den Strahlteilchen, ein *Noise*-Trigger beigemischt. Mit diesem werden die Detektoreigenschaften unabhängig vom Strahl untersucht, so z. B. das Pedestal[1] des ADCs und der Siliziumdetektoren. Die Ausleseschwellen der letzteren wurden so eingestellt, daß im Mittel ein Promille aller Kanäle oberhalb des Grundzustandes waren und damit einen Treffer anzeigten, obwohl kein Teilchen durchgeflogen war.
Der Trigger wurde nur angenommen, wenn alle Detektoren und das Datennahmesystem (DAQ) bereit waren (*DAQ Ready*). Das *DAQ Ready*-Signal setzte sich aus dem Bereitsignal der Totzeitlogik und der Siliziumauslesesysteme zusammen.

[1] engl.: Absatz, Messung im Detektor ohne anliegendes Signal, Nulllinie

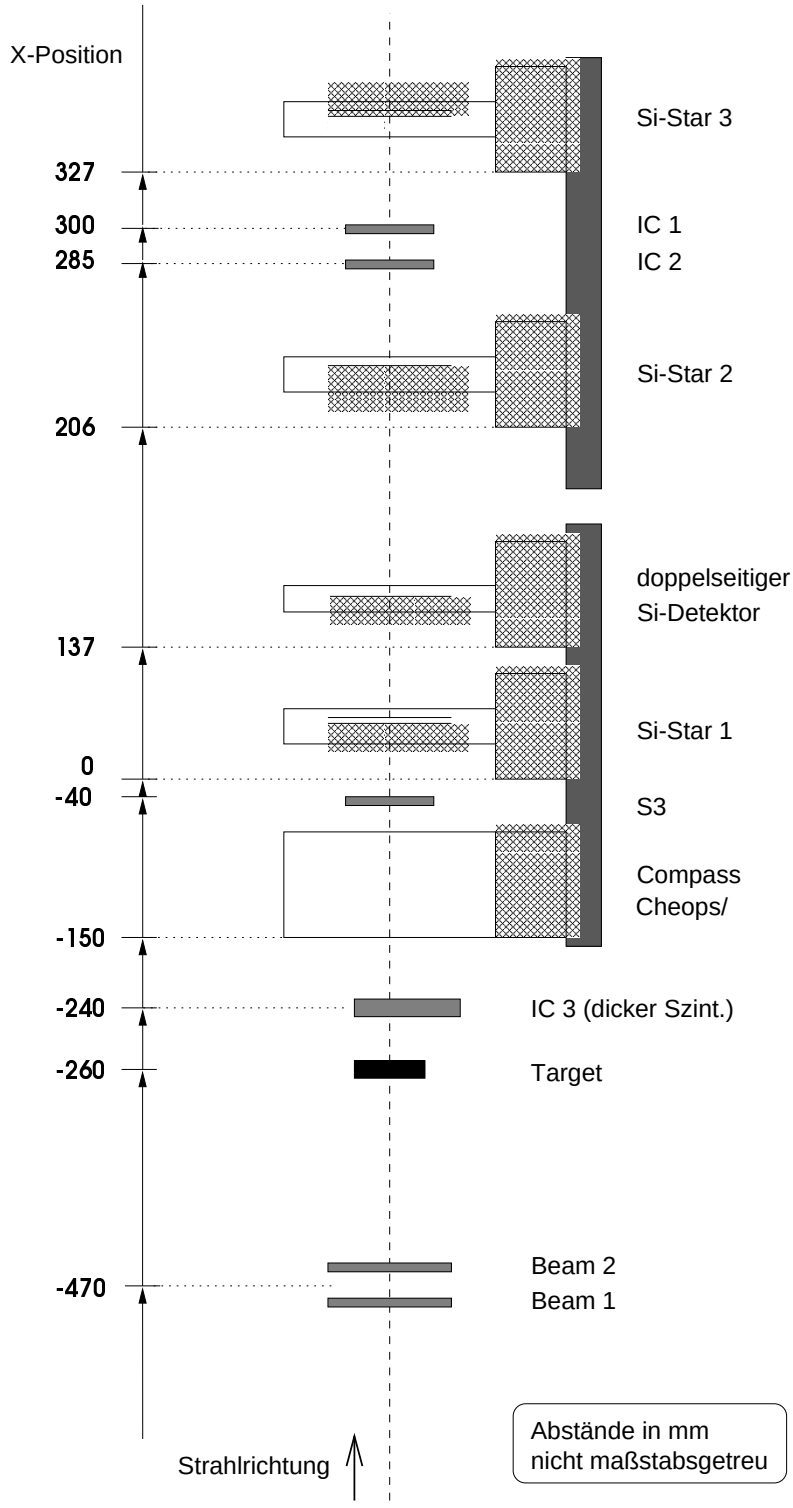


Abbildung 4.2: Aufbau der eingesetzten Detektoren während der Teststrahlzeit im April 1996 im X1-Bereich. Beam 1,2: Szintillatoren zur Strahldefinition; S3: Strahlszintillator von WA89; IC 1,2,3 : Szintillatoren des Wechselwirkungszählers; Si-Star 1,2,3: jeweils 4 Ebenen einseitiger Silizium-Mikrostreifen-Detektoren (x/y/s/t) von WA89; Cheops/Compass: Test-Detektoren der Cheops/Compass-Kollaboration

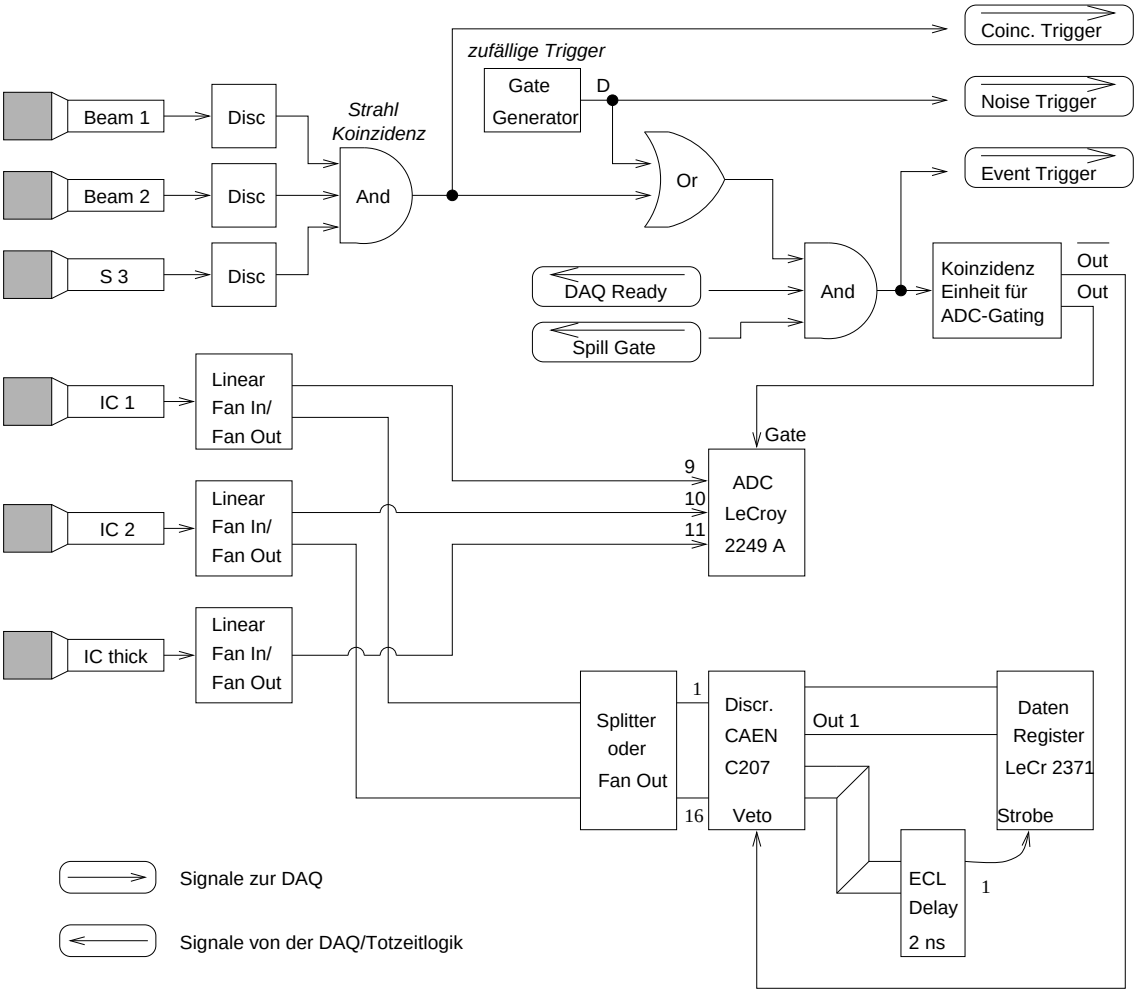


Abbildung 4.3: Elektronischer Aufbau für den X1-Testbeam im April 1996. Die Triggersignale werden an das Datennahmesystem (DAQ) weitergegeben, das Signal *DAQ Ready* ist eine Kombination aus der Totzeitlogik, den Untersystemen der Silizium Detektoren und des Datennahmesystems, das *Spill Gate* stellt sicher, daß Daten nur während des Spills genommen werden.

Die Pulse der Photomultiplier wurden durch einen linearen Fan Out aufgespalten und zu den Eingängen des ADCs geleitet. Der ADC 2249A von LeCroy digitalisiert eine Ladung von 0 bis 256 pC in 0,25 pC großen Schritten. Er wurde mit einem Gate von 100 ns betrieben. Die Fan-Out-Ausgänge des Wechselwirkungszählers IC 1 und IC 2 wurden nach weiterer Aufspaltung mit den Eingängen des Diskriminators C207 von CAEN verbunden. Ausgelesen wurden die Diskriminatoren mit einem Datenregister, dessen Eingänge durch ein Signal im ersten Diskriminatorkanal geöffnet wurden.

4.3 Die Effizienz der Multiplizitätstrennung mit dem ADC

Im folgenden Abschnitt wird die Trennungseffizienz des Wechselwirkungszählers für Ein- und Zwei-Teilchen-Ereignisse aufgrund der im ADC gemessenen Ladung untersucht. Dazu werden die Spektren eines Szintillators ohne Pulshöhenvergleich miteinander verglichen.
Zur Analyse werden zwei Datensätze mit unabhängig vom betrachteten Szintillator gemessenen Ereignismultiplizitäten M = 1 und M = 2 erstellt. Für jedes Ereignis wird der Wert im ADC mit einer gegebenen Schwelle verglichen; ist er größer, so ist die ADC-Multiplizität M_{ADC} = 2, ansonsten M_{ADC} = 1. Die in Tabelle 4.1 definierte Effizienz dieser Entscheidung wird im folgenden Abschnitt bestimmt.

		Ereignismultiplizität M	
		1	2
Multiplizitäts-entscheidung im ADC M_{ADC}	1	ϵ_1	$\bar{\epsilon}_2$
	2	$\bar{\epsilon}_1$	ϵ_2

Tabelle 4.1: Definition der Effizienzen der Multiplizitätsentscheidungen des Wechselwirkungszählers

4.3.1 Selektion der Ein-Teilchen-Ereignisse

Auswahl des Multiplizität-1-Datensatzes

Bei der Selektion der Ein-Teilchen-Ereignisse nutzt man, daß zwei Teilchen eine Mindestenergie abgeben, die größer als die eines Teilchens ist. Die Multiplizität-1-Ereignisse werden daher so ausgewählt, daß die Energieabgabe im ersten Szintillator in einem Bereich ist, der unterhalb dieser Schwelle liegt. Aufgrund der großen Anzahl der Ereignisse kann diese Grenze niedrig genug gewählt, so daß keine Zwei-Teilchen-Ereignisse in dem Datensatz enthalten sind (s. Abb. 4.4).
Dieses Verfahren eignet sich besser als die Spurrekonstruktion zur Erkennung von Multiplizität-1-Ereignissen, da solche mit nicht gefundenen Teilchenspuren diesen Datensatz verunreinigen.
Die beobachtete Verteilung wird sehr gut durch eine Landauverteilung gefaltet mit einer Gaußkurve angenähert (s. Abb. 4.5).
Die Ein-Teilchen-Spektren bei verschiedenen Versorgungsspannungen der Photomultiplier werden durch Verteilungen mit den in Tabelle 4.2 wiedergegebenen Fitparametern genähert.

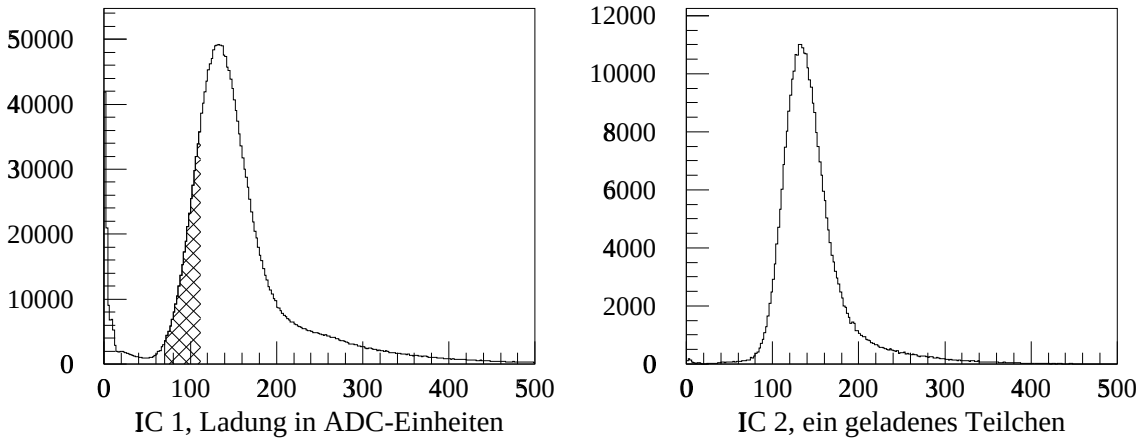


Abbildung 4.4: Links: ADC-Spektrum aller Ereignisse im ersten Szintillator. Rechts: ADC-Spektrum des zweiten Szintillators von den Ereignissen, die im ersten eine Energie im schattierten Ein-Teilchen-Bereich deponiert haben.

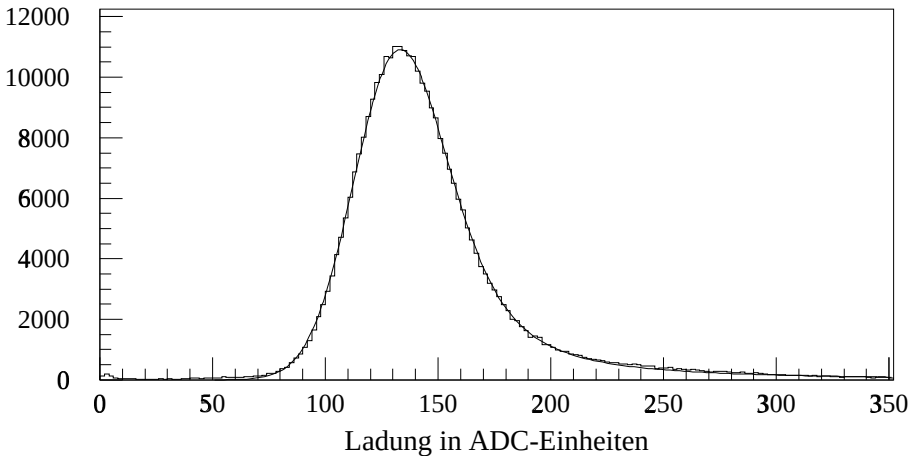


Abbildung 4.5: Experimentelles Spektrum der Ein-Teilchen-Ereignisse mit gefitteter Verteilung bei einer Versorgungsspannung von -1800 V. Das ADC-Spektrum wurde durch eine Landauverteilung $\phi_L((E - E_0)/\kappa)$ mit E_0 = 128 und κ = 5,6 gefaltet mit einer Gaußverteilung der Breite σ = 17,5 genähert.

Versorgungs-spannung	Position E_0	Landau-breite κ	rel. Landau-breite $\frac{\kappa}{E_0}$	Gauß-breite σ	rel. Gauß-breite $\frac{\sigma}{E_0}$
-1500 V	50	2,6	5,2 %	9,5	19 %
-1600 V	72	3,0	4,2 %	11,5	16 %
-1700 V	97	4,3	4,4 %	14,0	14 %
-1800 V	128	5,6	4,4 %	17,5	14 %

Tabelle 4.2: Parameter der ADC-Spektren für verschiedene Versorgungsspannungen des Photomultipliers, an die eine Landauverteilung $\phi_L((E-E_0)/\kappa)$ gefaltet mit einer Gaußverteilung der Breite σ gefittet wurden. Alle Werte, mit Ausnahme der Versorgungsspannung, sind in ADC-Einheiten angegeben.

Effizienz der Identifikation von Ein-Teilchen-Ereignissen im ADC-Spektrum

Die Effizienz $\epsilon_1(s)$ der Multiplizitäts-1-Identifizierung als Funktion der Auswahlschwelle s im ADC-Spektrum ist durch den Quotienten

$$\epsilon_1(s) = \frac{\sum \text{Ein-Teilchen-Ereignisse mit Ladung im ADC kleiner als s}}{\sum \text{alle Ein-Teilchen-Ereignisse}}, \qquad (4.1)$$

definiert, d. h. sie ist gleich dem normierten, von 0 bis zur Schwelle s integrierten Ein-Teilchen-Spektrum. Der andere Teil der Verteilung entspricht der Mißidentifikationsrate $\bar{\epsilon}_1$ = 1 - ϵ_1.
Die Abhängigkeit beider Effizienzen von dem Grenzwert s bei einer Versorgungsspannung von -1800 V ist in Abbildung 4.6 dargestellt.

Größe der Fehler bei der Bestimmung der Ein-Teilchen-Effizienz

Die endliche Ereigniszahl und systematische Fehler bei der Ereignisauswahl führen zu Unsicherheiten in der Effizienzmessung.
Zur Berechnung des statistischen Fehlers betrachtet man die beiden unabhängigen Meßgrößen s und t, die Anzahl der Ereignisse mit einer positiven und die mit einer negativen Entscheidung. Sie addieren sich zur Gesamtzahl aller Ereignisse $N = s + t$ und hängen mit den Effizienzen durch die Produkte $s = N\,\epsilon$ und $t = N\,\bar{\epsilon}$ und die Quotienten

$$\epsilon = \frac{s}{s+t} \qquad \text{bzw.} \qquad \bar{\epsilon} = 1 - \epsilon = \frac{t}{s+t} \qquad (4.2)$$

zusammen. Der Meßwert weicht nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz vom richtigen Wert um

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\left(\frac{\partial\epsilon}{\partial s}\Delta s\right)^2 + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial s}\Delta s\right)^2}$$

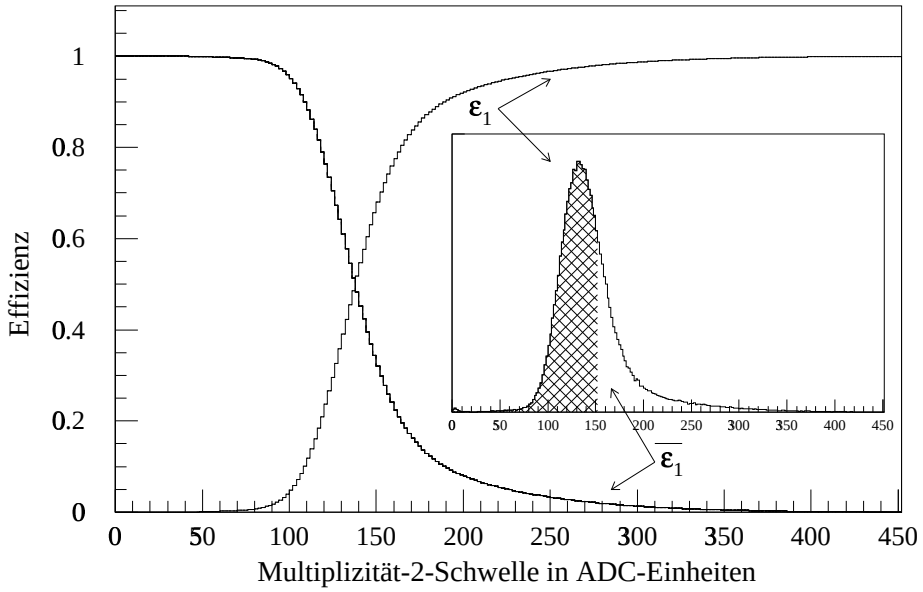


Abbildung 4.6: Effizienz der Identifikation von Ein-Teilchen-Ereignissen als Funktion der Auswahlschwelle für Multiplizität-2-Ereignisse in ADC-Einheiten. ϵ_1 ist die Effizienz der richtigen Identifikation eines Ein-Teilchen-Ereignisses, $\bar{\epsilon}_1$ dessen Mißidentifikation.

$$
\begin{aligned}
&= \sqrt{\frac{t^2}{(s+t)^2}\,s + \frac{s^2}{(s+t)^2}\,t} \\
&= \epsilon\,(1-\epsilon)\,\sqrt{\frac{1}{s}+\frac{1}{t}} \\
&= \frac{ts}{(s+t)^2}\,\sqrt{\frac{1}{s}+\frac{1}{t}}
\end{aligned}
\tag{4.3}
$$

ab. Die verwendete Formel gilt nur für hinreichend große Werte, d. h. $s > 7$ und $t > 7$, vor allem der verschwindende statistische Fehler für $s = t = 0$ ist nicht richtig. Im interessierenden Bereich in der Mitte des Spektrums tritt dieses Problem aber nicht auf und es wird daher nicht gesondert betrachtet.
Der größte statistische Fehler der Effizienz beträgt 0,9 Promille und ist damit vernachlässigbar klein. Der systematische Fehler der gemessenen Multiplizität M in Bezug auf die reale Multiplizität M_0 ist durch die Auswahlschwelle im ersten Szintillator bestimmt (s. Abb. 4.4). Um zu zeigen, daß die Effizienz unabhängig von der genauen Wahl der Schwelle ist, wird diese für zwei Ereignissätze bestimmt, bei denen die Auswahlschwelle um jeweils 10 ADC-Einheiten erhöht bzw. erniedrigt ist. Erst in logarithmischer Auftragung (s. Abb. 4.7) ist ein Unterschied zu erkennen. Dieser tritt aber nur bei kleinen ADC-Werten auf und wird vernachlässigt, da er außerhalb des interessierenden Bereichs liegt.
Den Anteil der Teilchen, die im ersten Szintillator ein Signal ausgelöst haben, aber nicht im zweiten, kann man durch die Zahl der Ereignisse im Multiplizitäts-1-Spektrum, die

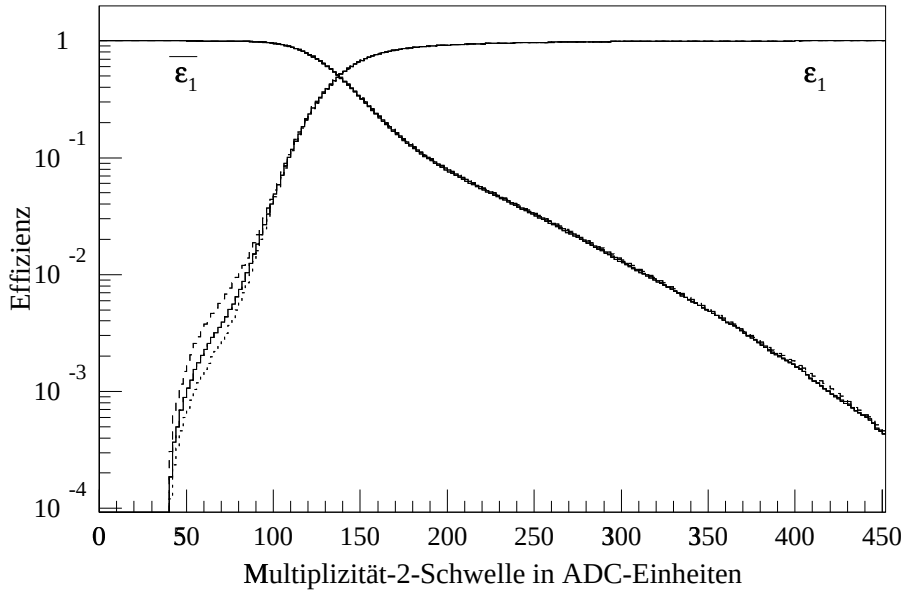


Abbildung 4.7: Logarithmische Auftragung der Effizienz zur Identifikation von Ein-Teilchen-Ereignissen. Die nicht durchgezogenen Kurven sind die Spektren für andere Auswahlschwellen im ersten Szintillator ($\pm$ 10 Einheiten). Man erkennt, daß die Unterschiede sehr klein sind.

um Null herum liegen, abschätzen. Die Zahl aller Ereignisse mit weniger als 20 ADC-Einheiten summiert sich zu 727, was im Verhältnis zur Gesamtzahl von 341.000 einen Anteil von $2{\cdot}10^{-3}$ ausmacht. Damit ist auch dieser systematische Fehler vernachlässigbar klein.

Meßfehler und Ungenauigkeiten des ADCs und anderer Elemente des Aufbaus werden nicht gesondert betrachtet, da die Gesamteffizienz der Messung bestimmt wird, in der deren Ineffizienzen enthalten sind.

Alles in allem ist der statistische und der systematische Meßfehler der Effizienzbestimmung für Ein-Teilchen-Ereignisse kleiner als ein Prozent.

4.3.2 Selektion der Zwei-Teilchen-Ereignisse

Auswahl des Multiplizität-2-Datensatzes durch Spurrekonstruktion

Zur Auswahl des Multiplizität-2-Datensatzes werden die Spuren der geladenen Teilchen mit Hilfe der Trefferinformationen der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren rekonstruiert. Dieses und die verwendeten Schnittparameter werden im folgenden Abschnitt erläutert.

Rauschunterdrückung und Alignment der Detektorebenen

Einige Streifen zeigen zeitweilig mehr Rauschtreffer an, als durch die Kalibration zu erwarten ist. Diese werden für jeden Run ermittelt und von der Analyse ausgeschlossen, wenn sie in mehr als 5 % der Ereignisse eine Treffer haben.

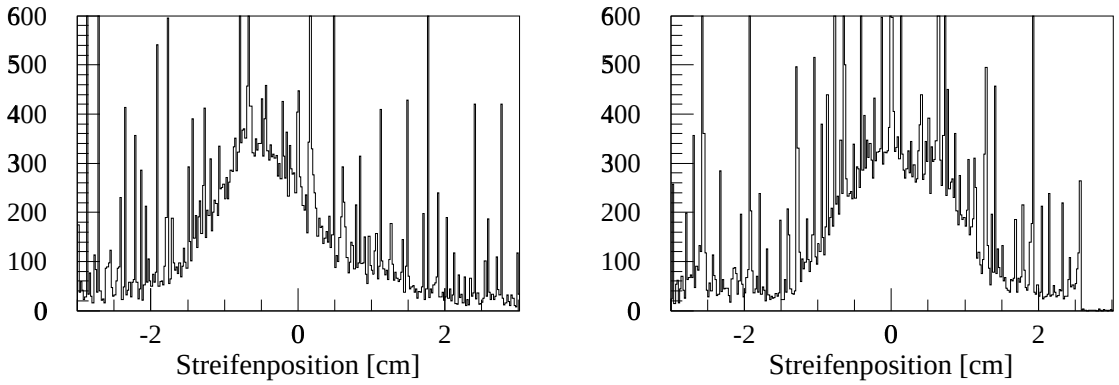


Abbildung 4.8: Alle Treffer auf der vorderen Y- und Z-Ebene aus Run 16200. Das Strahlprofil und eine Ineffizienz am rechten Rand des Detektors sind deutlich zu sehen.

Abbildung 4.8 zeigt Histogramme aller Treffer in den vorderen Y- und Z-Ebenen aus dem Run 16200. Man erkennt, daß der Schwerpunkt des Strahls fast im Zentrum der Detektoren lag.
Abgesehen von der Rauschunterdrückung einzelner Streifen werden einige Ereignisse komplett verworfen, da es durch ein *feature* [30] des SVX-Auslesechips vorkommen kann, daß ganze Bereiche fälschlicherweise als getroffen angezeigt werden. Zu viel falsche Treffer beeinträchtigen die Spurrekonstruktion, so daß Ereignisse mit mehr als 15 Treffern auf einem Detektor oder mehr als 10 Treffern auf drei oder mehr Ebenen nicht verwendet werden. Das Ziel der Analyse, Ereignisse mit ein oder zwei geladenen Teilchen zu finden, wird dabei nicht beeinträchtigt.
Nebeneinander liegende Treffen werden zu einem Gesamttreffer (*Cluster*) zusammengefaßt, da ein Teilchen Signale auf mehreren Streifen induzieren kann.
Für jeden Run wird die Position der Detektorebenen senkrecht zur Strahlrichtung bestimmt (*Alignment*). Hierzu werden die Treffer der vorderen und der hinteren Ebene einer Projektion zu einer Spur kombiniert. Histogrammiert man den Unterschied zwischen der vorhergesagten Trefferposition auf der mittleren Ebene und den wirklichen Treffern, das *Residual,* so ergibt sich, wenn die Verschiebung der Ebene, die Alignmentkonstante, richtig bestimmt ist, ein scharfes Maximum um die Null. Ansonsten wird dessen Position als neue Alignmentkonstante angenommen und das Verfahren wiederholt. Dieses wird für alle vier Projektionen durchgeführt.

Finden von Projektionsspuren als Kandidaten echter Spuren

Zur Rekonstruktion der Teilchenspuren in den Ereignissen wird zuerst in zwei der vier Projektionen nach Spuren gesucht. Hierzu wird jeder Treffer der vorderen Ebene mit

jedem der hinteren kombiniert und die Spur auf die mittlere Ebene projiziert. Ist dort der Abstand zu einem Treffer, das Residual, kleiner als 0,125 cm, so wird sie in die Liste der möglichen Projektionsspuren aufgenommen.
Auf einen Schnitt zur Beamkorrelation wird verzichtet, da gerade solche Ereignisse gefunden werden sollen, in denen die Spuren nach einer Wechselwirkung nicht parallel zur Strahlachse fliegen. Zur Erkennung der Projektionsspuren werden nur die senkrecht aufeinander stehenden Ebenen der Y- und Z-Projektion benutzt und damit die anderen Projektionen systematisch vernachlässigt. Aufgrund der sehr guten Effizienz der Detektoren von mehr als 99 % [29] wird die Analyse dadurch jedoch nicht beeinträchtigt.

Kombination zu Raumspuren

Nächster Schritt der Rekonstruktion ist die Kombination der Projektionsspuren zu Raumspuren, das sind Spuren im dreidimensionalen Raum, für die Treffer aller Ebenen verwendet werden. Dazu werden alle Spuren der Y-Ebenen mit denen der Z-Ebenen zu Raumgeraden kombiniert. Deren Schnittpunkte mit den Siliziumebenen wird errechnet und das Residual zum nächstliegenden Treffer bestimmt. Ist dieses kleiner als 0,1 cm, so wird er in die Liste der Treffer für diese Spur aufgenommen. Finden sich entlang der Spur elf oder mehr solcher Treffer auf den zwölf Detektorebenen, so wird an alle Punkte eine Gerade angepaßt, und wenn deren χ^2 kleiner als 1500 ist, so wird sie als Raumspur akzeptiert.
Ähnlich wie beim Alignment der Detektorebenen senkrecht zum Strahl, kann man die Position der mittleren Detektoren auch in Richtung des Strahls bestimmen. Hierzu nimmt man an, daß jedes Residual der mittleren Ebenen daher rührt, daß die Position der Ebene entlang der Strahlachse falsch ist. Man histogrammiert die X-Position, für die das Residual verschwindet. Insbesonders bei Spuren, die nicht parallel zum Strahl verlaufen, kann dann die Position gut bestimmt werden (Abb. 4.9).

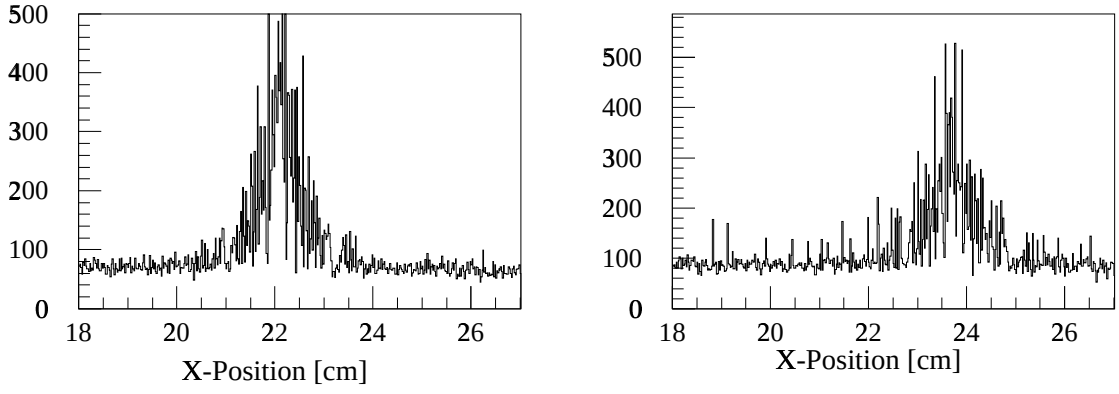


Abbildung 4.9: Alignment der mittleren S- und T-Ebene in Richtung der Strahlachse für den Run 16200. Es ist die Position histogrammiert, für die das Residual der Raumspur 0 wäre.

Der Residualschnitt und vor allem der sehr große χ^2-Schnitt erscheinen unvernünftig groß. Untersucht man aber einzelne Ereignisse, so sieht man, daß klar erkennbare Spu-

ren vom Algorithmus nicht gefunden werden. Nur wenn man weite Schnitte verwendet, können alle Teilchenspuren rekonstruiert werden. Erklärbar ist das durch die Coulomb-Vielfachstreuung von Teilchen mit niedrigen Impulsen. Das Material der Silizium-Detektoren und der Szintillatoren hat ca. x/X_0 = 6,5 % einer Strahlungslänge. Nimmt man an, daß ungefähr die Hälfte des Materials (der Abstand ist auf den mittleren Ebenen am größten) zum Residual beiträgt, so erhält man einen typischen Streuwinkel

$$\Theta_0 = \frac{13,6\ \mathrm{MeV}}{\beta \mathrm{cp}} \sqrt{x/X_0} \left[1 + 0,038 \ln\left(\sqrt{x/X_0}\right)\right]. \qquad (4.4)$$

Für ein 5 GeV/c Pions ergibt sich $\Theta_0 \simeq$ 2,1 mrad. Das Residual auf den mittleren Ebenen bei $x \simeq$ 20 cm beträgt damit 0,4 mm. Ein 1 GeV/c Pion hat dort sogar eine Abweichung von 1,2 mm. Weiterhin vergrößert der nicht senkrechte Einfall von Teilchen auf die Detektorebene die effektive Weglänge im Material. Betrachtet man Abbildung 4.10 in der das größte Residual aller Spuren und das von Spuren aus Ereignissen mit Multiplizitäten größer als Eins histogrammiert ist, so erkennt man deutlich die durch Streuung verursachte Verbreiterung.

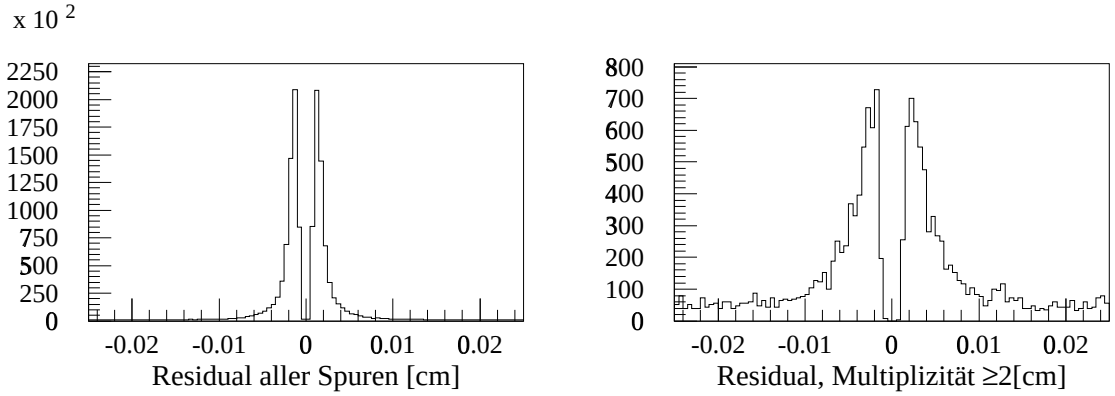


Abbildung 4.10: Links: Maximales Residual aller Spuren. Rechts: Maximales Residual der Spuren aus Ereignissen mit zwei oder mehr erkannten geladenen Teilchen.

Da nur nur wenige Treffer auf den Ebenen zugelassen sind, werden nicht genügend zufällige Treffer entlang einer falschen Kombination von Projektionsspuren gefunden, um diese fälschlicherweise als Projektionsspuren zu erkennen. Insofern stören die großen Schnittwerte den Rekonstruktionsalgorithmus nicht. Ziel ist nicht eine möglichst gute Messung der Spurposition, sondern vielmehr jedes Teilchen zu erkennen, auch wenn es einen geringen Impuls und damit eine Spur hat, deren Treffer nicht auf einer Geraden liegen. Trotz der damit geringeren Ortsauflösung kann man deutlich den Aufbau des Experiments erkennen, wenn man den Vertexplot in Abbildung 4.11 mit der Skizze des Aufbaus in Abbildung 4.2 vergleicht.
Aufgrund der sehr lockeren Schnitte gehen zwar keine Spuren verloren, man erhält jedoch umso mehr doppelte Spuren. Liegt z. B. , wie in Abbildung 4.12, ein Rauschtreffer auf

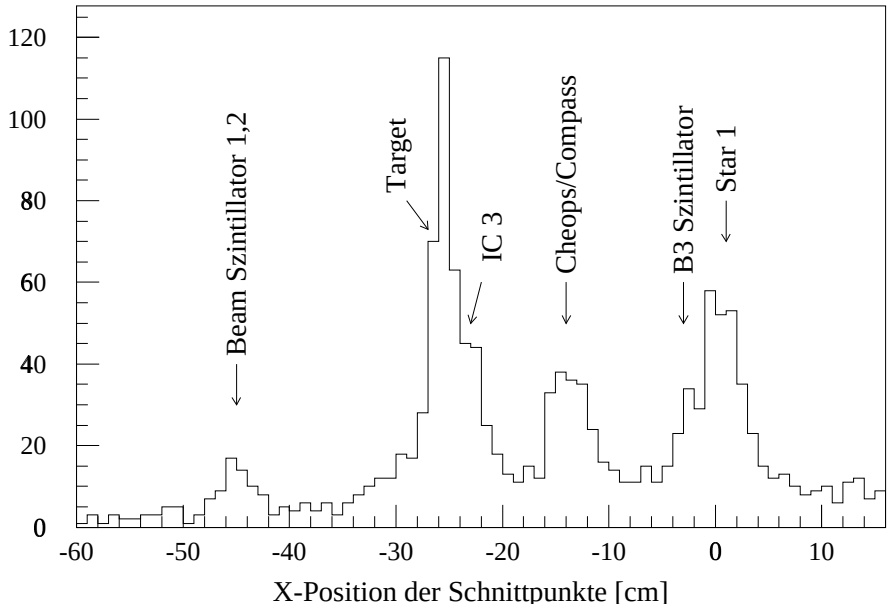


Abbildung 4.11: Vertexplot, X-Position der Schnittpunkte aller Spuren für den Run 16200. Man kann gut die Elemente des Aufbaus wiedererkennen.

der ersten Ebene nahe einem Treffer einer Teilchenspur, so wird in dem Projektions- und dem Raumspuralgorithmus eine zusätzliche Spur rekonstruiert, die bis auf diesen Rauschtreffer alle anderen Treffer mit der echten Spur gemeinsam hat und somit in Steigung und Achsenabschnitt von dieser nur wenig abweicht.

Die weitere Vorgehensweise zielt darauf ab, die Zahl dieser falschen Spuren zu reduzieren. Unterscheiden sich je zwei Spuren in Y- und Z-Richtung weder in der Steigung um mehr als 0,006 noch in den Achsenabschnitten um mehr als 0,1 cm, so werden sie zu einer Spur zusammengefaßt. Ein Charakteristikum der Doppelspuren ist auch, daß sie sich auf der ersten Siliziumdetektorebene oder hinter dieser schneiden. Daher werden alle Ereignisse

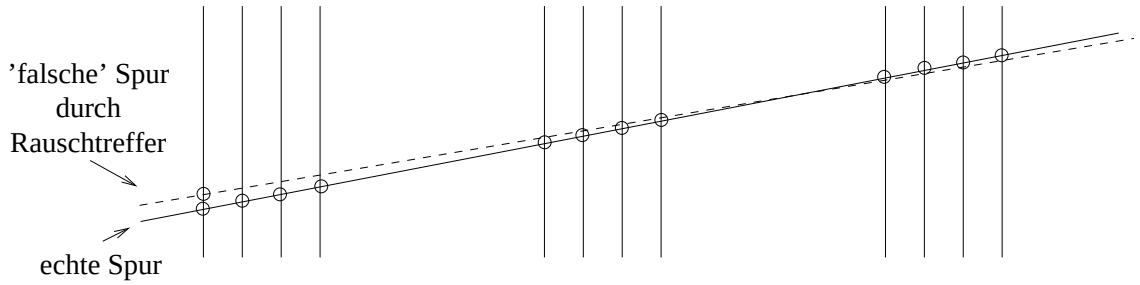


Abbildung 4.12: Durch einen Rauschtreffer, z. B. in der vorderen Ebene, nahe dem Treffer einer richtigen Spur kann eine zusätzliche falsche Spur rekonstruiert werden, die sich nur wenig von der echten unterscheidet.

mit einem Vertex größer als -10 cm verworfen.

	Anzahl	Anteil pro Schritt	Gesamtanteil
aufgezeichnete Ereignisse	22307	100 %	100 %
Ereignisse mit nicht zu viele Treffern auf den Detektorebenen	17688	79,3 %	79,3 %
Ereignisse mit einer oder mehr gefundenen Spuren	14885	84,2 %	66,8 %
Ereignisse nach Vertexschnitt	14415	96,8 %	64,6%

Tabelle 4.3: Ereignisse aus dem Run 16200, die von den verschiedenen Rekonstruktionsschritten gefunden werden.

Die Tabelle 4.3 gibt am Beispiel des Runs 16200 wieder, wieviel Ereignisse durch die verschiedenen Schnitte der Rekonstruktion verworfen werden.

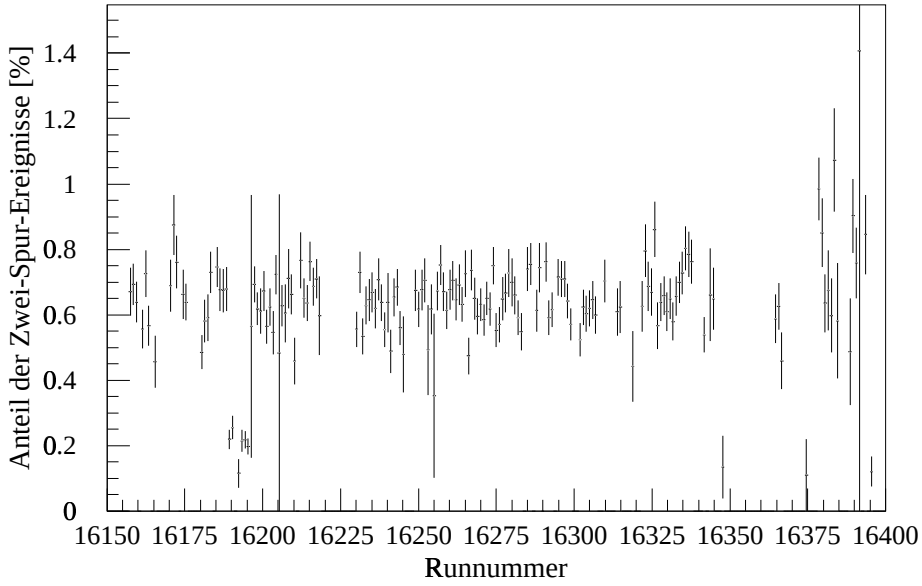


Abbildung 4.13: Anteil der Zwei-Spur-Ereignisse an allen Ereignissen mit mindestens einer Spur für alle in der Analyse verwendeten Runs. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler wieder.

Die Abbildung 4.13 zeigt für die zur Analyse verwendeten Runs das Verhältnis der Zahl der gefundenen Zwei-Spur-Ereignisse zu allen Ereignissen, die eine Spur enthalten. Man erkennt, daß über den gesamten Zeitraum die Meßbedingungen so konstant geblieben sind, daß die Spurrekonstruktion nicht wesentlich beeinflußt wird. Der Abfall im Bereich von Run 16189 bis 16197 ist darauf zurückzuführen, daß das Target im Experiment entfernt wurde.

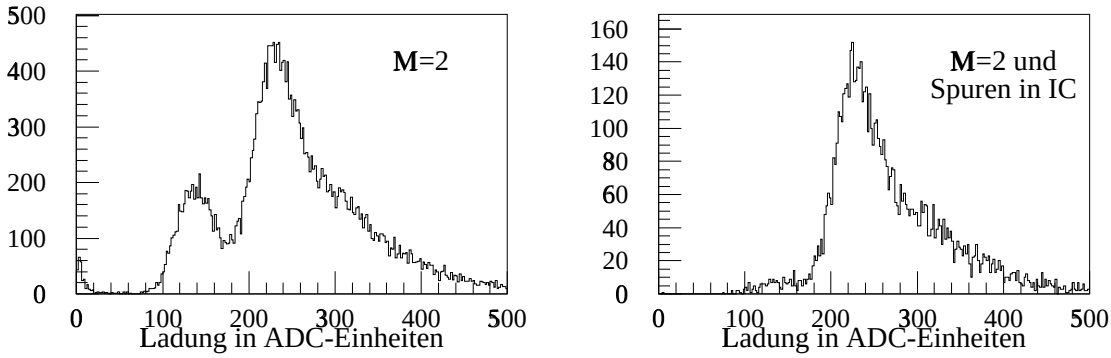


Abbildung 4.14: Links: ADC-Spektrum der Zwei-Teilchen-Ereignisse im hinteren Szintillator. Rechts: ADC-Spektrum mit der zusätzlichen Forderung, daß beide Spuren durch den Szintillator verlaufen.

Wählt man nun die Ereignisse aus, in denen der Rekonstruktionsalgorithmus zwei Spuren findet und betrachtet das Energieabgabespektrum im Szintillator des Wechselwirkungszählers, so erhält man das in Abbildung 4.14 dargestellte Spektrum. Es besitzt zwei Maxima, wobei das vordere mit der erwarteten Verteilung der Ein-Teilchen-Ereignisse übereinstimmt. Dieses wird unterdrückt, wenn nur solche Ereignisse ausgewählt werden, bei denen alle Spuren durch den Szintillator verlaufen. Es ergibt sich das Energiespektrum zweier Teilchen im Szintillator. Die Einträge im Bereich zwischen 100 und 160 ADC-Einheiten sind Ein-Teilchen-Ereignisse, die nicht als solche erkannt werden. Sie sind bei den weiteren Betrachtungen ausgeschlossen.

Effizienz der Identifikation von Zwei-Teilchen-Ereignissen im ADC-Spektrum

Analog der Effizienz der Ein-Teilchen-Erkennung im vorgehenden Abschnitt, lassen sich die Effizienz der richtigen Identifizierung eines Zwei-Teilchen-Ereignisses ϵ_2 und dessen Mißidentifikationseffizienz $\bar{\epsilon}_2$ = 1 - ϵ_2 definieren. Ist s die Schwelle in ADC-Einheiten, ab der ein Ereignis im ADC-Spektrum als Multiplizität 2 erkannt wird, so errechnet sich die Effizienz $\epsilon_2(s)$ als Funktion dieser Schwelle durch

$$\epsilon_2(s) = \frac{\sum \text{Zwei-Teilchen-Ereignisse mit Ladung im ADC größer als s}}{\sum \text{alle Zwei-Teilchen-Ereignisse}}. \qquad (4.5)$$

Die Effizienzkurven in Abbildung 4.15 sind im Vergleich zu den Ein-Teilchen-Ereignissen zu größeren ADC-Werten verschoben. Der Anstieg, bzw der Abfall, geschieht über einen weiteren Bereich, da die Verteilung selbst breiter ist.

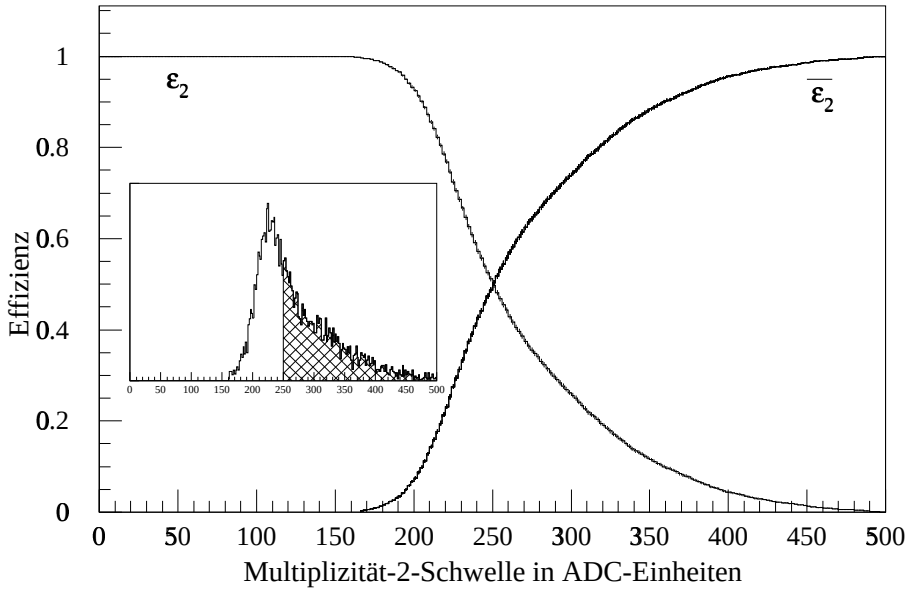


Abbildung 4.15: Effizienz der Identifikation von Zwei-Teilchen-Ereignissen als Funktion der Auswahlschwelle für Multiplizität-2-Ereignisse in ADC-Einheiten. ϵ_2 ist die Effizienz der korrekten Identifikation eines Zwei-Teilchen-Ereignisses, $\bar{\epsilon}_2$ dessen Mißidentifikation. Die Fehlerbalken geben die statistische Unsicherheit an.

Größe der Fehler in der Bestimmung der Zwei-Teilchen-Effizienz

Wie bei der Ein-Teilchen-Effizienz setzt sich der Fehler der Zwei-Teilchen-Effizienz aus einem statischen und einem systematischen Fehler zusammen. Die Fehlerbalken, die die Ungenauigkeit aufgrund endlicher Ereigniszahl gemäß Gleichung 4.3 beschreiben, sind in Abbildung 4.15 miteingezeichnet.
Zu beachten ist, daß jeder Punkt auf der Kurve aufgrund der Summation stark von allen anderen abhängt. Daher wird sich keine Streuung der Punkte mit der Breite der Fehlerbalken um die Kurve ergeben, wie man durch die Auftragung annehmen kann. Vielmehr geben die Einhüllenden der Fehlerbalken den Bereich an, in dem die *wirkliche* Kurve mit 68 % Wahrscheinlichkeit liegt. Die größte statistische Unsicherheit von 0,6 % tritt bei einer Schwelle von 252 ADC-Einheiten auf.
Der systematische Fehler durch die falsche Rekonstruktion von Zwei-Teilchen-Ereignissen kann auf zwei Arten abgeschätzt werden.
Im ADC-Spektrum finden sich Einträge, die unterhalb der Mindestenergieabgabe von zwei Teilchen im Bereich von 100 bis 160 ADC-Einheiten liegen. Interpretiert man diese 189 Ereignisse als doppelt rekonstruierte Spuren aus Ereignissen mit einem Teilchen, so ergibt sich bei einer Gesamtzahl von 7096 Ereignissen eine systematische Fehlidentifizierung von 2,7 %. Die Annahme, daß alle Ereignisse mit weniger als 160 ADC-Einheiten nur ein Teilchen enthalten, bedeutet gleichzeitig, daß der Startpunkt der Effizienzkurve in Abbildung 4.15 bei 160 festliegt. Der Verlauf der Kurve im interessierenden mittleren Teil wird dadurch nicht verfälscht, da hier ungefähr die Hälfte aller Ereignisse dazu beitragen.

Daten-Satz	Projektionsspuren	Raumspuren			Differenz zw. Raumspuren	
	Residual	N	Residual	χ^2	Achsabschnitt	Steigung
Standard	0,125 cm	11	0,10 cm	1500	0,100 cm	0,0060
1	0,050 cm	11	0,03 cm	1500	0,100 cm	0,0060
2	0,090 cm	11	0,07 cm	1500	0,100 cm	0,0060
3	0,200 cm	11	0,20 cm	1500	0,100 cm	0,0060
4	0,125 cm	12	0,10 cm	50	0,100 cm	0,0060
5	0,125 cm	11	0,10 cm	1500	0,010 cm	0,0025
6	0,125 cm	11	0,10 cm	1500	0,005 cm	0,0025

Tabelle 4.4: Verwendete Schnittparameter zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Spurrekonstruktion.

Eine andere Fehlerabschätzung erhält man durch Veränderung der Schnittparameter im Rekonstruktionsalgorithmus. Die Effizienzanalyse mit den Werten aus Tabelle 4.4 ergibt so die in Abbildung 4.16 eingezeichneten Effizienzen.
Die größte Abweichung von bis zu 6 % zeigt der Datensatz, bei dem der χ^2-Schnitt des Raumspurfits klein gewählt wurde. Die Änderung der Schnittparameter in den anderen Datensätzen ergibt nur eine maximale Abweichung von 3 %. Ein großer χ^2-Schnitt ist vor allem für Ereignisse mit Teilchem mit geringerem Impuls wichtig, da diese durch die Coulomb-Vielfachstreuung stärker abgelenkt werden. Dieser wurde im vierten Datensatz zu klein gewählt, daher wird seine große Abweichung weniger stark gewichtet.
Fast man die Fehler zusammen, so ergibt sich ein maximaler statistischer Fehler von 2,1 %. Die quadratische Summe der systematischen Unsicherheiten beträgt maximal 4 %. Alle Werte sind absolute Fehler in Einheiten der Effizienz.

4.3.3 Effizienz der Ein-Teilchen- und Zwei-Teilchen-Erkennung

Die Identifikation von Ein- und die von Zwei-Teilchen-Ereignissen können nicht unabhängig voneinander optimiert werden. In Abbildung 4.17 ist daher die Zwei-Teilchen-Effizienz ϵ_2 gegen den Mißidentifikationsanteil von Ein-Teilchen-Ereignissen $\bar{\epsilon}_1$ aufgetragen. Die beiden Anteile des systematischen Fehlers wurden quadratisch addiert und sind gepunktet dargestellt, die Fehlerbalken geben den kleinen statistischen Fehler wieder.
Wie in Abschnitt 3.1.4, S. 32, bereits erwähnt, erreicht man durch die Verwendung zweier Szintillatoren eine bessere Trennung. Die beiden Signale werden verglichen und das kleinere zur Multiplizitäts-Erkennung verwendet. Damit kann die Trennungseffizienz um bis zu einer Größenordnung verbessert werden (Abb. 4.18).
Bei der Anwendung als Trigger im Experiment können die Ladungen nicht schnell miteinander verglichen werden. Dort werden die Pulshöhen der Signale durch verschiedene Diskriminatoren digitalisiert und die jeweils höchsten angesprochenen Schwellen mit-

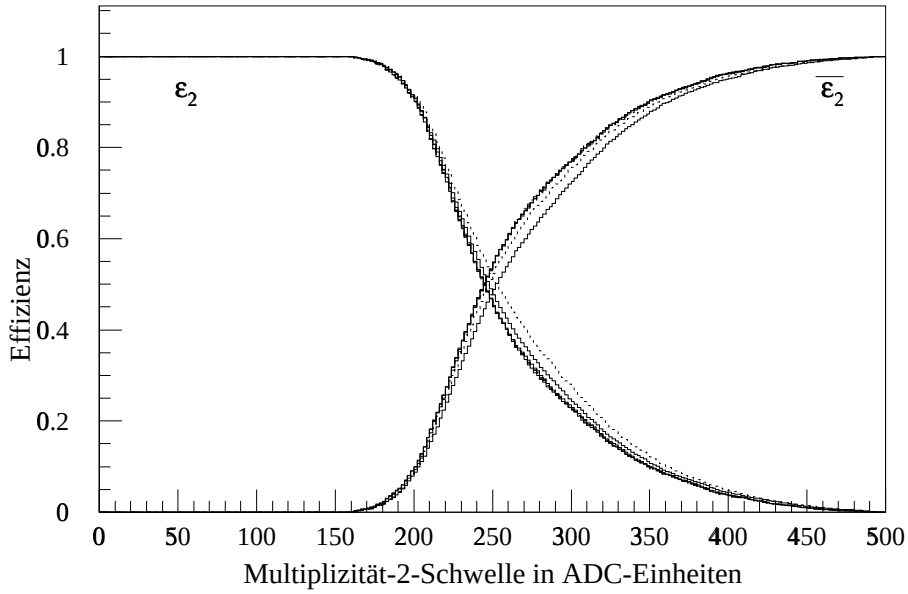


Abbildung 4.16: Effizienz der Identifikation und Mißidentifikation von Zwei-Teilchen-Ereignissen für verschiedene Schnitte in der Spurrekonstruktion. Die statistischen Fehler wurden nicht mit eingezeichnet.

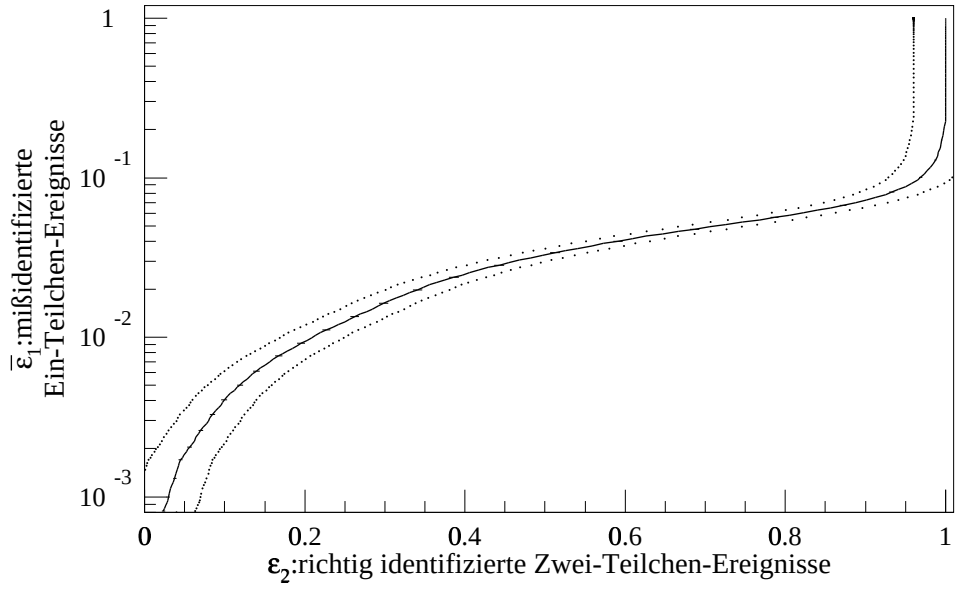


Abbildung 4.17: Effizienz der Ein-Teilchen-Mißidentifizierung $\bar{\epsilon}_1$ gegen die der Erkennung von Zwei-Teilchen-Ereignissen ϵ_2 bei idealer Trennung im ADC-Spektrum. Die punktierten Linien geben den Bereich des systematischen Fehlers an, der kleine statistische Fehler ist durch die Fehlerbalken angedeutet.

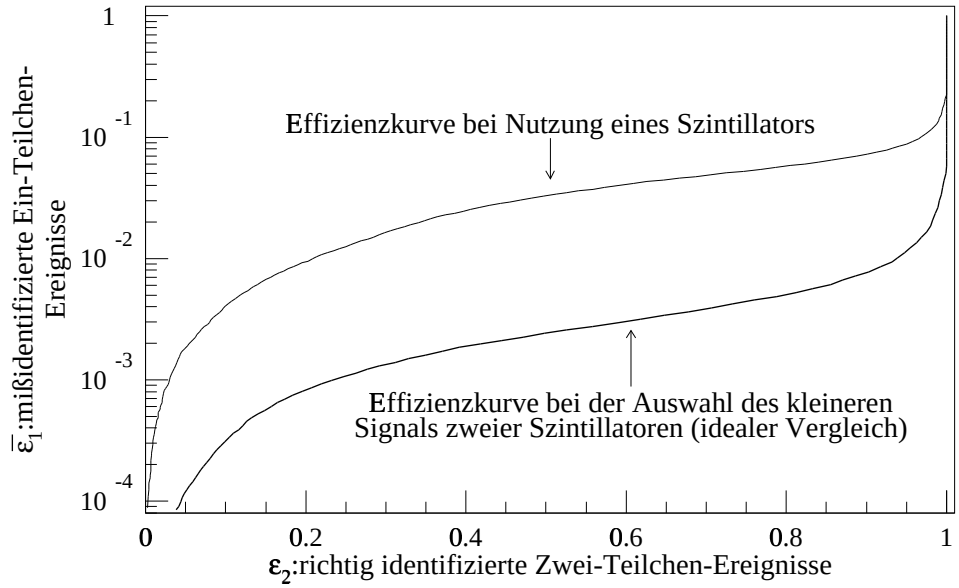


Abbildung 4.18: Effizienz der Zwei-Teilchen-Identifikation bei der Verwendung des Signalvergleichs zweier Szintillatoren. Die Effizienzen wurden unter der Annahme bestimmt, daß die ADC-Signale ohne Fehler miteinander verglichen werden können.

einander verglichen. Die Effizienzverbesserung fällt aufgrund der geringen Genauigkeit kleiner aus, so daß die untere Kurve nur als bestmöglicher Idealfall anzusehen ist.
Im nächsten Abschnitt wird daher der Zusammenhang zwischen der Diskriminatorentscheidung und dem ADC-Signal untersucht.

4.4 Zusammenhang zwischen ADC- und Diskriminatormessung

4.4.1 Messungen mit einem Speicheroszilloskop

Um den Wechselwirkungszähler mit Hilfe des ADC-Spektrums zu kalibrieren, muß der Zusammenhang zwischen der Ladung und der mit dem Diskriminator gemessenen Signalhöhe bekannt sein. Dieser muß für jeden Aufbau mit einer geeigneten Eichung neu bestimmt werden.
Vor der Teststrahlzeit am CERN wurden die Signale des Wechselwirkungszählers, der mit 564 keV Elektronen aus einer ^{90}Sr-Quelle bestrahlt wurde, mit einem digitalen Speicheroszilloskop gemessen. Damit konnten sowohl die Pulshöhe als auch das Integral unter dem Signal, die Ladung, bestimmt werden.
Abbildung 4.19 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung. Für jedes Ereignis wurde das Integrationsfenster des Oszilloskops so gewählt, daß das ganze Signal in ihm enthalten

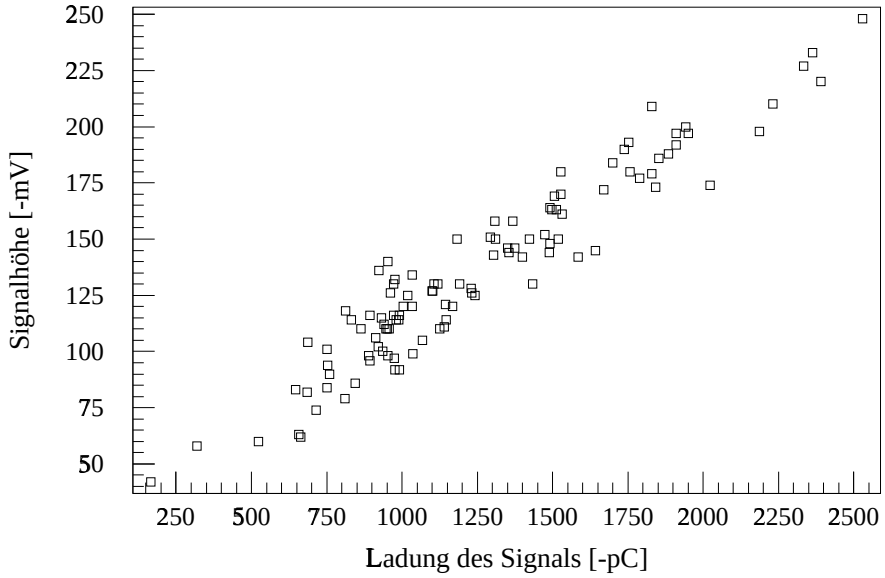


Abbildung 4.19: Messung der Signalhöhe und der Ladung mit einem Speicheroszilloskop aufgenommen bei -1500 V Versorgungsspannung.

ist. Beide Meßwerte konnten direkt auf der Anzeige abgelesen werden, da sie als interne Funktion in dem Speicheroszilloskop integriert sind. Der Meßfehler wird daher nicht weiter betrachtet.
Man erkennt deutlich einen linearen Zusammenhang zwischen Signalhöhe und -fläche. Die Ereignisse weichen jedoch um bis zu 20 % von diesem ab.

4.4.2 Der Diskriminator im ADC-Spektrum

Zur Messung des Zusammenhangs zwischen Signalhöhe und -fläche setzt man im Diskriminator eine Schwelle und betrachtet die Zahl der Ereignisse, bei denen er angesprochen hat, im Verhältnis zu allen Ereignissen. Dieses wiederholt man für verschiedene Diskriminatorschwellen und erhält so eine Eichkurve zwischen der Ladung und der Signalhöhe.
In Abbildung 4.20 ist das ADC-Spektrum der Ereignisse, bei denen der Diskriminator ansprach und als Vergleich das Gesamtspektrum dargestellt. Es ist zweckmäßig, die beiden Spektren durcheinander zu dividieren, so daß man eine normierte Ansprechwahrscheinlichkeit des Diskriminators als Funktion der Ladung erhält.
Da der Zusammenhang zwischen Ladung und Pulshöhe des Signals nicht streng gilt, hat es die Form einer S-Kurve (Abb. 4.21). Dieser Sigmoid leitet sich daraus ab, daß die Ansprechschwelle des Diskriminators im ADC-Spektrum gaußförmig mit der Breite σ um den Mittelwert μ verteilt ist. Die Kurve S läßt sich als integrierte Gaußfunktion

$$S(l;\mu,\sigma) = \int_{-\infty}^{l} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(l-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{4.6}$$

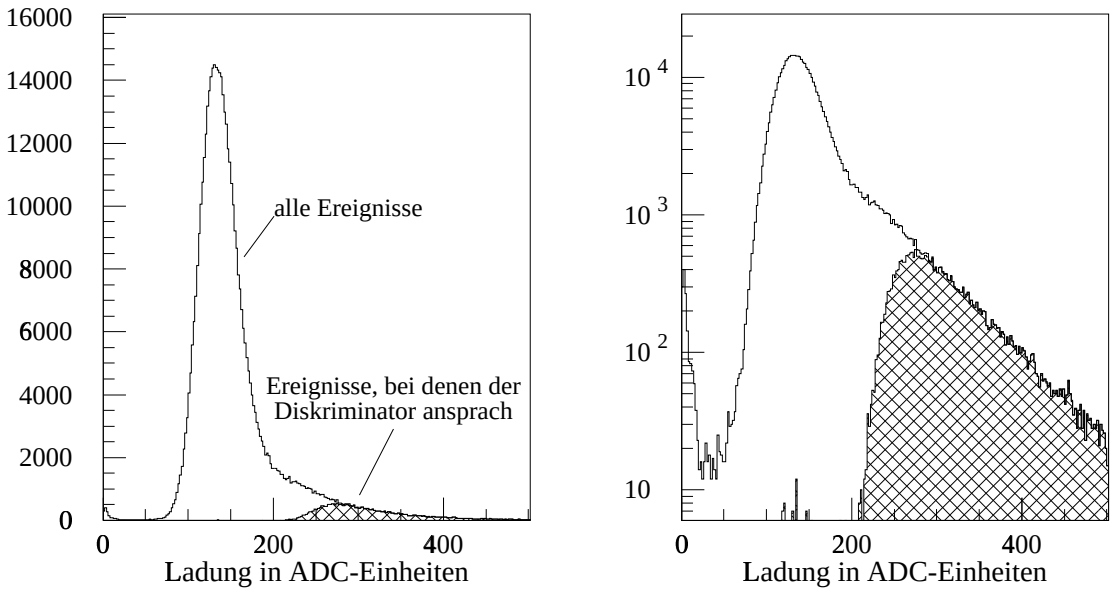


Abbildung 4.20: ADC-Spektrum aller Ereignisse und der Ereignisse, bei denen der Diskriminator ansprach, in linearer und logarithmischer Darstellung.

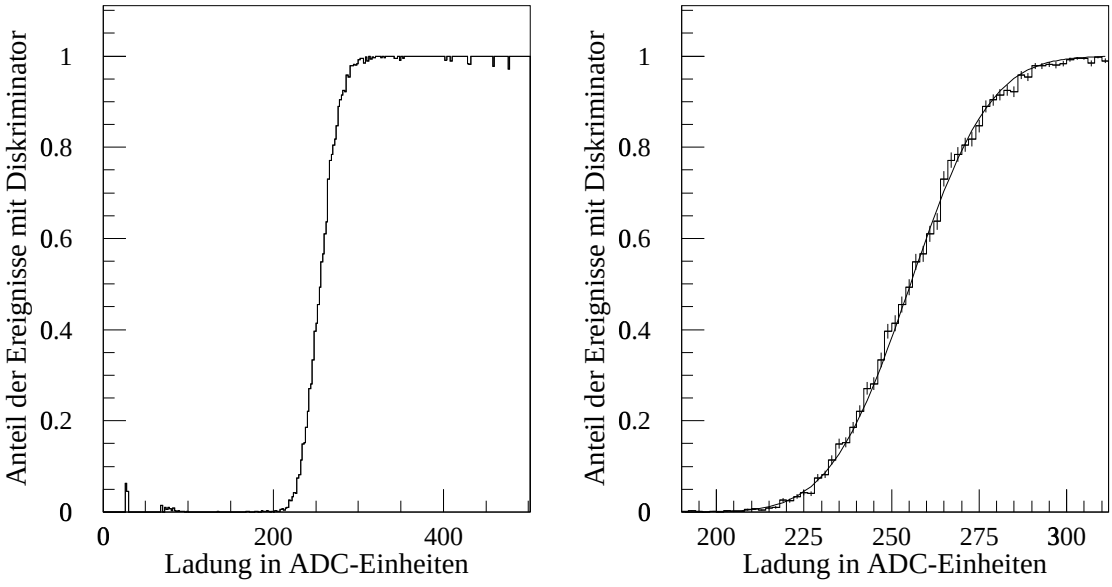


Abbildung 4.21: Der Sigmoid der Diskriminatorentscheidung im ADC-Spektrum. Links: Das ganze Spektrum, Rechts: Ein vergrößerter Bereich mit dem statistischen Fehler und der gefitteten Funktion mit den Parametern μ = 255 und σ = 17,9.

darstellen, wobei l die Ladung in ADC-Einheiten ist. Das Integral der Gaußverteilung, die sogenannte Fehlerfunktion (*errorfunction* oder *erf*) kann numerisch unter Verwendung von Tabellen oder geeigneter Computerprogramme errechnet werden. Sie wird, wie als Beispiel in Abbildung 4.21 gezeigt, mit Hilfe der Funktion *erf* der Programmsammlung *CERNLIB* an die Meßdaten angepaßt:

$$S(l;\mu,\sigma) = \frac{1}{2}\left[1 + erf\left(\frac{l-\mu}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right] \tag{4.7}$$

Die durch die Fehlerbalken angegebenen statistischen Fehler errechnen sich gemäß Gleichung 4.3. Dazu wird jedes Meßintervall (*bin*) als einzelne Effizienzmessung betrachtet. Man muß dabei beachten, daß Gleichung 4.3 nur für hinreichend große Ereigniszahlen gilt. Der Verlauf und die Breite der Kurve werden durch die Meßpunkte im mittleren Bereich, in dem genug Ereignisse vorliegen, bestimmt, daher beeinflußt diese Ungenauigkeit der Fehlerbestimmung den Fit nicht.

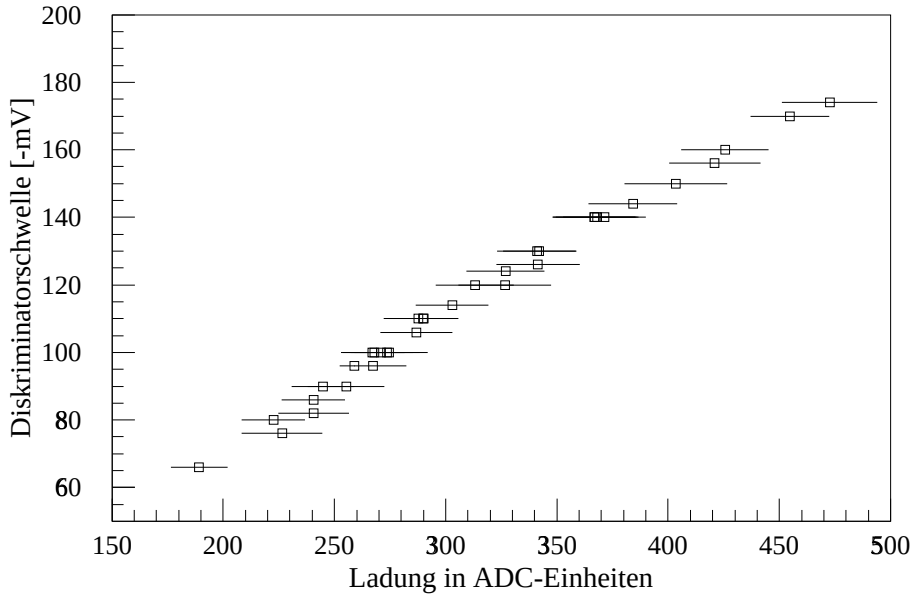


Abbildung 4.22: Messung des Zusammenhangs zwischen Ladung (ADC-Messung) und Signalhöhe (Diskriminator). Die Fehlerbalken sind 1σ der integrierten Gaußverteilung.

Die Ergebnisse der Anpassung an die Meßwerte bei verschiedenen Diskriminatorschwellen sind zusammenfassend in Abbildung 4.22 dargestellt. Sie stammen von fünf Diskriminatorkanälen, so daß die Datenpunkte bei gleicher Diskriminatorschwelle aufgrund der unterschiedlichen Signalwege variieren können. Als horizontale Fehlerbalken sind die Anstiegsbreiten σ der S-Kurve eingezeichnet, auf vertikale wird verzichtet, da die Schwelle des Diskriminators laut Herstellerangaben besser als auf 2mV genau eingestellt werden kann. Man erkennt gut, daß der Zusammenhang zwischen beiden Größen linear ist. Eine eindeutige Eichung kann jedoch nicht durchgeführt werden, da die Breite der Diskriminatorentscheidung zu groß ist.

4.5 Zusammenfassung der Teststrahlergebnisse

Die Teststrahlmessungen haben gezeigt, daß eine Trennung der Zwei- von den Ein-Teilchen-Ereignissen aufgrund der deponierten Energie möglich ist. Wird die Auswahlschwelle im ADC-Spektrum so gewählt, daß 80 % der Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen richtig erkannt werden, so werden nur $5{,}8 \pm 0{,}4$ % der Ein-Teilchen-Ereignisse falsch identifiziert. Reduziert man den richtig erkannten Anteil an Zwei-Teilchen-Ereignissen auf 50 %, so werden $3{,}3 \pm 0{,}3$ % der Ereignisse mit nur einem Teilchen mißidentifiziert. Oberhalb von 80 % steigt die Mißidentifikationsrate schnell an, so beträgt sie für 90 % schon $7{,}2^{+1{,}3}_{-0{,}7}$ %. Die Meßfehler sind vor allem systematische Fehler der Spurrekonstruktion von Zwei-Teilchen-Ereignissen.
Durch den Vergleich der Signale zweier Szintillatoren läßt sich dieses noch um eine Größenordnung verbessern. So werden bei 80 % (50 %) richtig identifizierter Zwei-Teilchen-Ereignisse dann nur 0,5 % (0,2 %) der Ein-Teilchen-Ereignisse falsch erkannt.
Im Trigger muß die Entscheidung jedoch aufgrund der Pulshöhe mit einem Diskriminator getroffen werden. Der Zusammenhang zwischen dieser und der Ladung ist unscharf, so beträgt die Breite der Entscheidung bis zu 10 % des Signals und mehr.
Zwei mögliche Erklärungen für diese Entscheidungsbreite sind:

- Dem Signal ist ein Rauschen überlagert, das sich unterschiedlich auf den ADC und den Diskriminator auswirkt.
- Der Zusammenhang zwischen Pulshöhe und Ladung des Signals, das durch die Energieabgabe der Teilchen im Photomultiplier erzeugt wird, ist nicht eindeutig, sondern statistisch um einen Mittelwert verteilt, z.B. sind die Laufzeiten der Photonen im Szintillator durch die Geometrie unterschiedlich..

Gegen den ersten Punkt spricht, daß im Pedestal des ADCs ein Rauschen dieser Größe nicht zu beobachten ist. Weiter ist schon bei der Vorrausmessung mit dem Speicheroszilloskop an einer Quelle diese Streuung beobachtet worden. Die geringe Anzahl der untersuchten Ereignisse läßt jedoch keine quantitativen Vergleiche zu.
Der Wechselwirkungszähler kann mit Hilfe der Eichkurve nur grob kalibriert werden. Zur genauen Einstellung muß also die Trennungseffizienz durch Variation der Diskriminatorschwellen optimiert werden.

5

Der Aufbau des Wechselwirkungszählers bei SELEX

Im folgenden Kapitel wird der Aufbau und die Integration des Wechselwirkungszählers in das SELEX-Experiment am Fermilab dargestellt. Die beiden Szintillatoren des Detektors befinden sich direkt hinter dem Target. Von dort führen Signalkabel zur Elektronik der T1-Triggerstufe, die im Überblick in Abschnitt 1.3.5, S. 12, erläutert worden ist.

5.1 Integration in den SELEX-Trigger

Die Elektronik beinhaltet neben der Entscheidungslogik verschiedene Kontrollmodule zur Überwachung und Kalibration. Die wesentlichen Elemente sind in Abbildung 5.1 dargestellt.

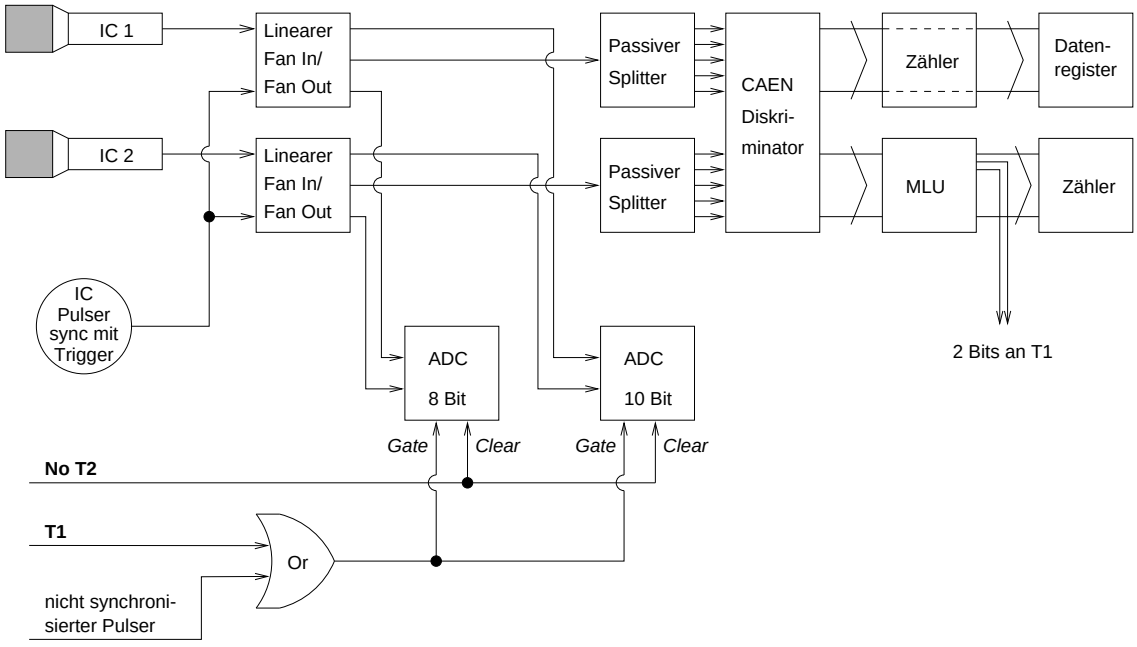


Abbildung 5.1: Elektronischer Aufbau des Wechselwirkungszählers bei SELEX.

Die Signale der Photomultiplier des Wechselwirkungszählers werden über Koaxialkabel an einen linearen Fan In/Fan Out der T1-Triggerstufe geleitet, wo sie 95 ns, nachdem ein Strahlteilchen den Szintillator S1 passiert hat, ankommen.
Zwei der zur Verfügung stehenden Ausgänge des Fan Outs sind direkt mit dem Diskriminator verbunden. Ein weiteres Signal wird durch das Verteilungsnetzwerk des passiven Splitters auf vier Eingänge des Diskriminators aufgeteilt, so daß es dort auf ein Viertel seiner ursprünglichen Stärke abgeschwächt ist. Die unterschiedliche Weiterleitung der Signale ermöglicht einen größeren Detektionsbereich. Weiterhin kann durch den passiven Splitter auf aktive, verstärkende Module verzichtet werden.

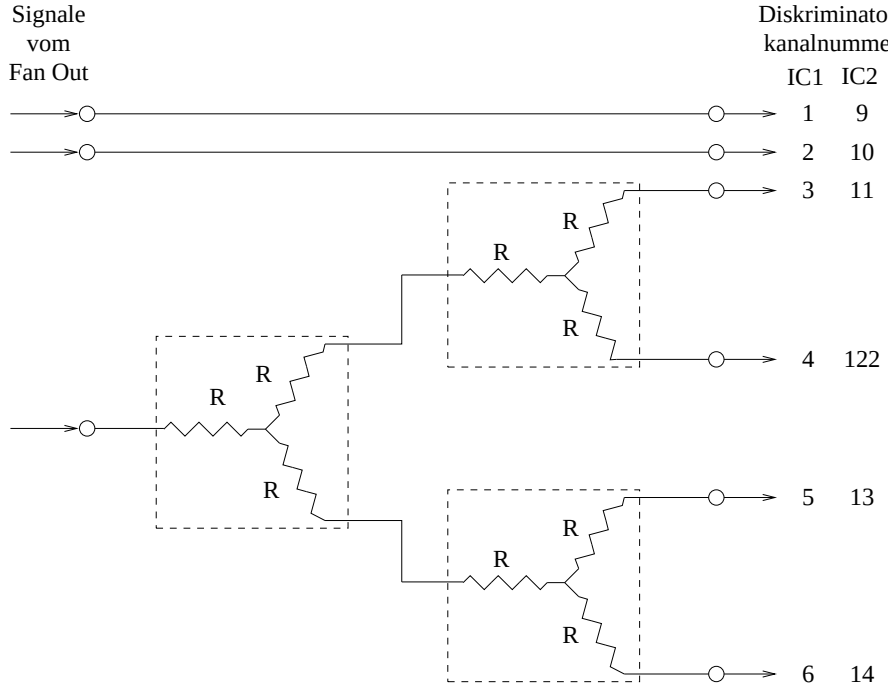


Abbildung 5.2: Verschaltung des passiven Splitters und Zuordnung zu den Diskriminatorkanälen für beide Wechselwirkungszähler IC1, IC2. Der Widerstand R = $16\frac{2}{3}$ ist so gewählt, daß bei 50 Ohm Abschlußwiderständen eine gleiche Aufteilung des Signals ohne Reflexion gewährleistet ist.

Das Widerstandsnetzwerk des passiven Splitters (s. Abb. 5.2) ist so ausgelegt, daß das Eingangssignal ohne Reflexionen auf zwei Ausgänge aufgeteilt wird [26]. Die Signalgröße verringert sich entsprechend. Zur Anpassung an die 50 Ohm großen Abschlußwiderstände des NIM-Standards ist der Verteilerstern aus $16\frac{2}{3}$ Ohm Widerständen aufgebaut.
Der Diskriminator stellt neben einem *OR*- und einem Summensignal in NIM-Konvention seine Entscheidung auf zwei Ausgängen im ECL (*Emitter Coupled Logic*)-Format zur Verfügung. Zur Überwachung der Diskriminatorschwellen wird einer der Ausgänge auf einen Zähler (*scaler*) und ein Datenregister (*latch*) geleitet. Die ECL-Logik erlaubt das Verbinden mehrerer Eingänge mit einem Ausgang.
Die Signale des anderen Diskriminatorausganges werden an die MLU (*Memory Lookup Unit*) weitergegeben. Diese verknüpft die Signale mittels einer programmierbaren lo-

gischen Relation zur zwei Bit großen Multiplizitätsentscheidung, die an die erste Triggerstufe übertragen wird. Dort wird sie mit den Informationen der Hodoskope zum T1 Triggersignal zusammengefaßt. Auch die Ausgangssignale der MLU werden zur Kontrolle an einen Zähler weitergeleitet.
Zur Überwachung und Kalibration der Diskriminatorentscheidungen werden die Pulse der Photomultiplier in zwei ADC's digitalisiert. Die Konversionszeit des 10-Bit ADC's übersteigt mit 60 μs die maximale Totzeit von 35 μs, die pro Ereignis erlaubt ist. Daher wird er zusammen mit dem Datenregister, das an den Diskriminator angeschlossen ist, nur mit jedem Hundersten Ereignis ausgelesen. Der 8-Bit ADC hingegen stellt das Konversionsergebnis bereits nach 12,5 μs zur Verfügung, so daß er zur Überwachung bei jedem Ereignis genutzt werden kann.
Das Zeitfenster, in dem der zu konvertierende Puls liegt, wird dem ADC an seinem *Gate*-Eingang durch ein NIM-Signal angezeigt. Dieses wird durch einen T1 Trigger ausgelöst. Nur wenn in der T2-Triggerstufe das Ereignis nicht verworfen wird, erfolgt die Auslese, ansonsten muß der ADC gelöscht werden. Dieses wird durch das 'No T2'-Signal der SELEX-Triggerlogik, das auf den *Clear* Eingang gegeben wird, angezeigt.
Das Gate und die Signale der Photomultiplier müssen genau aufeinander abgestimmt sein. Um dieses zu erleichtern, wird in die linearen Fan In/Fan Outs ein Pulser-Signal eingespeist, das so mit der SELEX-Triggerelektronik abgestimmt ist, daß es zum gleichem Zeitpunkt wie ein richtiges Teilchen ankommt. Damit kann der Wechselwirkungszähler in die Pulserruns zum Testen der Triggerelektronik mit einbezogen werden.
Unabhängig vom Trigger kann ein Monitorpuls durch einen Pulser erzeugt werden, der das Gate des ADC's öffnet. Damit werden die Grundzustandssignale (*Pedestals*) des Wechselwirkungszählers in der Phase zwischen den Spills bestimmt.

5.2 Vorläufige Ergebnisse zur Multiplizitätstrennung

Der Trigger des SELEX-Experimentes wird fortwährend optimiert, die folgenden Daten sind daher nur als vorläufig anzusehen.
Der Grundzustand (*Pedestal*) und seine Verteilung wird mit dem Pulser am Gate des ADC's in der Pause zwischen den Spills (*interspill*) oder mit speziellen *Pulser*-Runs gemessen. Es hat eine rechteckige Verteilung über 24 ADC-Einheiten, das entspricht einer Gaußbreite von 7 Einheiten. Verursacht wird dieses dadurch, daß die T1-Triggerelektronik und damit der ADC, an einen anderen Stromkreis als die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier angeschlossen ist. Trennt man die Verbindung zur Spannungsversorgung wird die Verteilung deutlich schmaler.
Die Hochspannung an den Photomultipliern wurde im Bereich zwischen -1300 V und -1400 V variiert. Die höhere Verstärkung bewirkt, daß die Position der Ein-Teilchen-Verteilung zu größeren ADC-Werten verschoben ist. Die Tabelle 5.1 gibt dieses wieder.
Die Diskriminatorschwellen sind im Moment wie in Tabelle 5.2 eingestellt. Sie sind wie beim Teststrahl durch die S-Kurve im ADC-Spektrum bestimmt worden. Die ADC-Einheiten sind mit Tabelle 5.1 in Teilchenäquivalente (*MIP's*) umgewandelt. So entspricht 1 MIP bei IC1 einem ADC-Wert ohne Pedestal von 56 (IC2: 53).

Versorgungsspannung der Photomultiplier	IC 1: 1 MIP Position ohne Pedestal	IC 2: 1 MIP Position ohne Pedestal
-1300 Volt	56	53
-1350 Volt	72	67
-1400 Volt	86	83

Tabelle 5.1: Position der Ein-Teilchen-Verteilung für verschiedene Versorgungsspannungen im 10-Bit-ADC-Spektrum. Die Pedestals sind bereits abgezogen (IC1: 77, IC2: 84).

Zahl geladener Teilchen, MIP's	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5
IC1 Kanalnummer	1	2	3	4	5	6
IC1 Schwelle [mV]	94	130	168	200	240	272
IC2 Kanalnummer	9	10	11	12	13	14
IC2 Schwelle [mV]	102	150	200	248	296	344

Tabelle 5.2: Aktuelle Schwellen des Diskriminators. Zu beachten ist, daß die Kanäle 2-5 und 10-13 vierfach aufgespalten sind, d. h. tatsächlich sind vierfach kleinere Schwellen angelegt.

Die genaue Kalibration des Wechselwirkungszählers auf elastische Streuereignisse ist z.Z. noch nicht abgeschlossen, da die Rekonstruktion des SELEX-Analyseprogramms die Multiplizität eines Ereignisses nicht zuverlässig ermittlen kann. Innerhalb des nächsten Monats sind jedoch entsprechende Fortschritte zu erwarten.

Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Trennungseffizienz eines Wechselwirkungszählers während einer Teststrahlmessung am CERN zu bestimmen. Dieser Zähler wird im Trigger des SELEX-Experimentes am Fermilab verwendet, um bereits 150 ns nach Durchflug eines Strahlteilchens die Ereignismultiplizität nach dem Target trotz eines 10^5-fach größeren Untergrundes messen zu können.
Zur Kalibration des Wechselwirkungszählers in der Testmessung wurden die Spuren aller geladenen Teilchen mit Hilfe eines Teleskops aus zwölf Silizium-Mikrostreifen-Detektoren rekonstruiert und zu diesem extrapoliert. Die Multiplizitätsentscheidung wurde aufgrund einer Auswahlschwelle im ADC-Spektrum getroffen und damit die Abhängigkeit der Identifikationseffizienz für Zwei-Teilchen-Ereignisse von der erlaubten Kontamination mit Ein-Teilchen-Ereignissen bestimmt. Läßt man eine Kontamination von 5 % der Ein-Teilchen-Ereignisse zu, so ergibt sich eine Identifikationseffizienz von 72 ± 4 %.
Trifft man die Multiplizitätsentscheidung aufgrund zweier Szintillatoren, so läßt sich die Kontamination mit Ein-Teilchen-Ereignissen um eine Größenordnung reduzieren. Diese Verbesserung wird dadurch erreicht, daß beide Signale miteinander verglichen und somit einzelne Fluktuationen zu höheren Energieabgaben unterdrückt werden. So werden bei einer Identifikationseffizienz von 72 % für Zwei-Teilchen-Ereignisse nur noch 0,4 % der Ereignisse mit einem Teilchen falsch identifiziert.
Um diese Entscheidung in der kurzen, für den Trigger zur Verfügung stehenden Zeit zu ermöglichen, muß diese aufgrund der Pulshöhe mit Diskriminatoren getroffen werden, da die zur Messung der gesamten deponierten Energie nötige Integration zu viel Zeit erfordert. Vor der Teststrahlmessung wurde die Signalhöhe in Abhängigkeit von der Signalfläche gemessen, um zu gewährleisten, daß es einen Zusammenhang zwischen beiden gibt. Es zeigte sich dabei, daß zwar eine lineare Abhängigkeit besteht, einzelne Ereignisse aber bis zu 20 % davon abweichen. Dieses wurde durch die Messung der Entscheidungsbreite des Diskriminators während des Teststrahls bestätigt. Der unscharfe Zusammenhang zwischen Pulshöhe und zugehöriger deponierter Energie ist durch Variationen der Pulsform des Photomultipliers erklärbar, die sich aufgrund unterschiedlicher Weglängen der Photonen im Szintillator und Lichtleiter ergeben.
Diese Analyse der Teststrahlmessung hat gezeigt, daß die Multiplizitätstrennung aufgrund der gemessenen deponierten Energie möglich ist, und daß durch den Vergleich der Signale zweier Szintillatoren die Trennungseffizienz um eine Größenordnung verbessert werden kann. Die Kalibration auf elastische Streuereignisse mit zwei geladenen Teilchen nach dem Target kann trotz der unscharfen Beziehung zwischen Signalhöhe und Ladung durch schrittweise Optimierung der Diskriminatorschwellen durchgeführt werden. Der Wechselwirkungszähler ist am Fermilab in das SELEX-Experiment integriert worden und wird dort bereits erfolgreich im Trigger für Charm-Ereignisse eingesetzt.

Eigene Beiträge

Die Untersuchungen am Wechselwirkungszähler sind für das SELEX-Experiment am Fermilab durchgeführt worden. Zuvor sind bereits Simulationen [31] und der Aufbau, sowie erste Messungen zur Funktionsfähigkeit [26] durhgeführt worden.
Vor der Teststrahlmessung habe ich in Heidelberg die gesamte Auslesekette des Detektors aufgebaut und getestet. Bei der Messung am CERN in Genf war ich für den Wechselwirkungszähler verantwortlich. Dazu gehörte neben dem Einrichten der Detektoren in dem Experimentierbereich vor allem der Aufbau der Triggerlogik. Anschließend habe ich bei der zweiwöchigen Teststrahlzeit die Messungen mit dem Wechselwirkungszähler betreut und überwacht.
Zur Auswertung der Daten habe ich ein bestehendes Programm zur Spurrekonstruktion auf die besonderen Anforderungen der Spurerkennung zur Messung der Ereignismultiplizität optimiert. Dabei mußte vor allem beachtet werden, daß auch Spuren mit geringen Impulsen, und damit großer Coulomb-Vielfach-Streuung, erkannt wurden.
Anschliessend wurde der Wechselwirkungszähler von mir in die Triggerlogik des SELEX-Experimentes integriert und in die bestehende Auslese- und Analysesoftware implementiert.

Literaturverzeichnis

[1] F. Borkowski *et el.*: Nucl. Phys. **B93** (1975) 461

[2] B. Povh, J. Hüfner: *Systematics of strong interaction radii of hadron*, Phys. Lett. B **245** (1990) 653-657

[3] R.M. Barnett *et al.*: Physical Review **D54**,1 (1996)

[4] V. Chaloupka *et al.*: *H-424: Search For Primakoff Production of Hybrid Mesons*, Fermilab Letter of Intent E814, 28. Februar 1990

[5] K. Königsmann, S. Paul,B. Povh: *Electromagnetic radii of hyperons using SELEX*, Internal Report, 19. Juli 1993

[6] U. Dersch *et al.*: $\Sigma - N$ *total cross sections*, Memorandum to the SELEX collaboration, Heidelberg

[7] M. A. Moinester, *et al.*: *H-708: Pentaquark Search with Energetic Hadron Beams*, Talk at Charm 2000 Meeting at Fermilab, 7.-9. Juni 1994

[8] B. Povh *et al.*: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 2. Auflage, Springer Verlag, Heidelberg 1994

[9] Linda Stutte: *H-733 (Revised): Secondary Particle Yields Expected for the E781 Beam*, Fermilab, 6. September 1995

[10] Linda Stutte: *H-729: E781 Hazard Assessment Study - Allowed Momentum Settings*, Fermilab, 19. April 1995

[11] N. Bondar *et al.*: *H-746: E781 Beam Transistion Radiation Detector*, Fermilab, 6. August 1995

[12] J. Russ *et al.*: *H-449: E781 Director's Review*, Fermilab, 20. Dezember 1990

[13] Nural Akchurin, Aldo Penzo: *H-705: What, Why, How and When E781 Scintillating Fiber Beam Hodoscope*, Fermilab, 21. Februar 1995

[14] J. Russ *et al.*: *A Proposal To Construct -SELEX- (Segmented Large-x Baryon Spectrometer)* , Fermilab, 8. November 1986

[15] A. Kulyavtsev, P. Cooper, A. Kozhevnikov, J. Russ: *H-676: E781 Hardware Trigger Preliminary Design*, Fermilab, 5. Mai 1994

[16] J. Russ *et al.*: *H-664: E781 Trigger Meeting Transparencies*, Fermilab, 5. März 1994

[17] Joseph Lach, Li Yun Shan: *TM-1555: A Measurement of Moun Fluences Associated With the Fermilab Proton Center Charged Hyperon Beam*, Fermilab, 21. Februar 1989

[18] D. Casey, T. Ferbel: *H-600: Special need of the Primakoff Part of E781*, Fermilab, 15. Januar 1993

[19] J. v. Krogh: Notizen zur Vorlesung *Elementarteilchen I*, Univ. Heidelberg, WS 94/95

[20] Gunnar Källén: *Elementarteilchenphysik*, 2. Auflage, Bibliographische Institut, Mannheim 1974

[21] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Heidelberg 1987

[22] L. Landau: *On the Energy Loss of Fast Particle by Ionization*, J. Phys. (USSR) **8** (1944) 201

[23] J.E. Moyal: *Theory of Ionization Fluctuations*, Phil Mag. **46** (1955) 263

[24] K.S. Kölbig, B. Schorr: *A Program Package for the Landau Distribution*, Comp. Phys. Comm. **31** (1984) 97-111

[25] F. Sauli: *Instrumentation in High Energy Physics*, World Scientific, Singapore, 1992

[26] D. Meier, Diplomarbeit, Heidelberg, Februar 1995

[27] Katalog der Fa. Bicron Corporation, 12345 Kinsman Road, Newbury, Ohio 44065-9677, USA

[28] Hamamatsu, Technical Data Sheet für Photomultiplier R1450

[29] J. Simon, Diplomarbeit, Heidelberg, Oktober 1996

[30] Igor Konorov, persönliche Mitteilung, April 1996

[31] M.-A. Funk, Diplomarbeit, Heidelberg, 1994

Danksagung

An dieser Stelle möchte mich bei allen bedanken, die zum Entstehen dieser Diplomarbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt

Herrn Prof. Bogdan Povh dafür, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit am CERN in Genf und am Fermilab in Batavia ermöglicht hat.

dem SELEX-Team - Uwe Dersch, Ivo Eschrich, Jürgen Simon und Klaus Vorwalter - vom MPI-Heidelberg für die schöne und interessante Zeit, die wir zusammen nicht nur bei der Arbeit hatten.

der WA89-Gruppe am CERN für die Unterstützung während der Teststrahlzeit und besonders Igor Konorov, durch den die Messungen erst möglich wurden.

der Arbeitsgruppe am Max-Planck-Institut in Heidelberg: Dr. habil. Antje Brüll, Christian Busch, Christian Büscher, Dr. Frank Dropmann, Peter Fauland, Philipp Geiger, Wieland Hoprich, Dr. Doug Jansen, Nicolas Keller, Prof. Boris Kopeliovich, Heiko Neeb, Thomas Nunnemann, Dr. habil. Josef Pochodzalla, Tina Schati, Claudia Schröder, Oliver Thilmann, Dr. Ralf Todenhagen, Erik Volk, Eva Wittman und Michael Zavertyaev.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich hier bei meinen Eltern, die mir diese Arbeit und vieles mehr ermöglicht haben, und bei Sabine.