

Si Λ ViO
Ein Trigger für Λ -Hyperonen

Diplomarbeit von Robert Helmut Münzer

Mat.-Nummer: 2657192

Physik Department - Technische Universität München

Exzellenz Cluster - 'Origin of the Universe'



Kaonic-Cluster-Group

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	2
Tabellenverzeichnis	4
Abbildungsverzeichnis	5
1 Einleitung	1
2 Theoretischer Hintergrund	3
2.1 Hadronenmassen innerhalb eines Mediums	3
2.2 Kaonische Cluster	4
2.3 Produktion von kaonischen Clustern in Proton-Proton-Kollisionen	7
3 Das FOPI-Spektrometer @ SIS18	13
3.1 Driftkammern	15
3.1.1 CDC	15
3.1.2 HELITRON	15
3.2 Flugzeitdetektoren	16
3.2.1 Plastic Wall (PLAWA):	16
3.2.2 Barrel	17
3.2.3 RPC	17
4 Der Λ -Trigger	21
4.1 Motivation	21
4.2 Konzept	23
4.3 Aufbau	23
4.3.1 Auswahl der Detektoren	24
4.3.2 SiAViO A	24
4.3.3 SiAViO B	25
4.3.4 Detektorauslese und Triggererzeugung	26
4.3.5 APV	28
4.3.6 Aufbau und Schirmung	32
5 Testexperiment mit hochenergetischem Pionen-Strahl	35
5.1 Aufbau des Testexperiments	36
5.1.1 Schirmung und Erdung	37
5.1.2 Triggerverarbeitung	37
5.1.3 Multiplizitätsmessung	38
5.1.4 Aufgezeichnete Daten	39
5.2 Rohdatenanalyse	39
5.3 Analyse der Cluster und der Teilchenspuren	41

5.3.1	ClusterAnalyse	41
5.3.2	Spuranalyse	42
5.3.3	Analyse der Detektoreffizienz	44
5.4	Analyse der Triggerreinheit und Triggereffizienz	46
5.4.1	Selektivität des CurrentOut-Signals	46
5.4.2	Reinheit des Triggersignals	47
5.4.3	Analyse der Triggereffizienz	49
5.5	Zusammenfassung	50
6	Testexperiment mit niederenergetischem Protonenstrahl	53
6.1	Aufbau des Testexperiments	54
6.1.1	Tandembeschleuniger am Maier-Leibniz-Laboratorium (MLL)	54
6.1.2	Experimentaufbau	54
6.1.3	Trigger	55
6.1.4	Erwarteter Energieverlust in den Detektoren	55
6.1.5	Gemessene Positionen	56
6.2	Analyse der Rohdaten	56
6.2.1	Auslese per Mesyttec-Elektronik	57
6.2.2	Auslese per APV	58
6.2.3	Eichung der Daten	60
6.3	Vergleich der beiden Seiten mit unterschiedlicher Ausleseelektronik	60
6.4	Analyse der Cluster	62
6.4.1	Berechnung der Ladungsteilungswahrscheinlichkeit	63
6.4.2	Experimentelle Ergebnisse der Ladungsteilung	66
6.5	Zusammenfassung	67
7	Zusammenfassung und Ausblick	69
7.1	Zusammenfassung der Testexperimente	69
7.2	Ausblick	70
	Anhang	73
	A Winkelverteilungen für unterschiedliche Clustergrößen	73
	B Tabellen zur Auswertung der Triggerreinheit	74
	C Bestimmung der Energieverluste im Experiment mit niederenergetischen Protonen	75
	D Clustergrößen	77
	E Bilder von SiAViO	78
	Literaturverzeichnis	80

Tabellenverzeichnis

4.1	Wirkungsquerschnitte für Proton-Proton-Reaktionen mit unterschiedlichen Produkten für eine kinetische Energie von 3GeV. Die Werte $\sigma(\text{total})$, $\sigma(\text{inelastische Reaktion})$ und $\sigma(\text{Reaktion mit Strangeness})$ sind aus [DG08]. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(ppK^-)$ wurden in [YA07] berechnet.	22
4.2	Zerfallskanäle des Λ -Hyperons [DG08].	23
5.1	Triggerbedingung. Die Bezeichnungen erfolgen aus dem jeweiligen Bit des Trigger-Pattern.	38
5.2	Detektor 1 - relative Anzahl der Kombinationen aus Clusteranzahl und Clustergröße.	42
5.3	Detektor 2 - relative Anzahl der Kombinationen aus Clusteranzahl und Clustergröße.	42
5.4	Relative Positionen der Detektoren zu Triggerdetektor 1.	43
5.5	Bestimmung der Detektoreffizienz für Triggerdetektor 1, Triggerdetektor 2 und beiden Triggerdetektoren relativ zu den Trackerdetektoren.	45
5.6	Relativer Anteil an Ereignisse mit Triggermultiplizität eins.	50
5.7	Berechnung der Triggereffizienz für Detektor 1 und Detektor 2 aus dem relativen Anteil an Triggern mit Multiplizität eins, der CurrentOut Selektivität (S_{CurOut}) und der relativen Detektoreffizienz (ϵ).	50
6.1	Anzahl der Streifen, Abstand zwischen den Streifenmitten, Streifenbreite sowie der maximale Durchschusswinkel im finalen Aufbau für beide Seiten von SiAViO B. Der größere Streifenabstand auf der N-Seite resultiert daraus, dass Streifen zu Gruppen je zwei bzw. drei Streifen zusammengefasst wurden. . . .	63
6.2	Berechnete Werte für die Wahrscheinlichkeit der Ladungsteilung für ansteigende Durchschusswinkel der Teilchen.	64
6.3	Verhältnis von $\frac{E_{cut}}{E_{ges}}$ für die N-Seite von Detektor 1 und die P-Seite von Detektor 2 bei unterschiedlichen Winkeln.	65
6.4	Werte für die Wahrscheinlichkeit der Ladungsteilung, nach Korrektur mit $(1 - 2\frac{E_{cut}}{E_{ges}})$	65
6.5	Anteil an Ereignisse mit Clustergröße zwei bei ansteigenden Winkeln.	66

Abbildungsverzeichnis

2.1	Effektive Masse von K^+ und K^- als Funktion der Baryondichte. Der eingefärbte Bereich markiert die Ergebnisse verschiedener theoretischer Modelle [Lor08].	4
2.2	Invariantes-Massen-Spektrum von $d\Lambda$ nach Abzug des Untergrunds, aufgenommen am KEK in K^- -Einfang-Reaktionen.	5
2.3	Invariante Masse $M(\Lambda p)$ nach Untergrundabzug. Aufgenommen am DAΦNE- e^+e^- -collider durch Einfang von K^- in ${}^6Li, {}^7Li$ und ${}^{12}C$	5
2.4	Produktionsmechanismus des ppK^- durch Austauschreaktion. Dabei entsteht mit einem dominanten Anteil der quasi-freie Kontinuumszustand der Λ^* (rechts) [YA07].	6
2.5	Schematische Struktur der ppK^- gebunden Zustand.	7
2.6	Formationsreaktion für Kaonische Cluster in Proton-Proton Kollisionen. Theoretische Berechnung sagen einen höheren Wirkungsquerschnitt für die Produktion des gebundenen ppK^- -Zustandes voraus (rechts) [YA07].	8
2.7	Invariantes Massenspektrum mit entsprechenden Bedingung. Aufgenommen am DISTO in p+p Kollisionen bei $E_{kin}=2,85\text{GeV}$ [Yam08].	9
2.8	Berechnete Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $p+p \rightarrow K^+ + ppK^-$ mit einer kinetischen Energie von 3,0GeV zum einen für unterschiedliche Massen das ppK^- und zum anderen für verschiedene K^+ -Impulse. Farblich unterschiedlich sind dabei die Fälle für verschiedene Laborwinkel der K^+ dargestellt.	10
2.9	Kinematische Berechnung der Reaktion $p+p \rightarrow K^+ + X$ mit einer kinetischen Energie des Protons von 3,0GeV und $m_X = 2322 \frac{MeV}{c^2}$. Bestimmt sind die Verteilung der Schwerpunkts- ($\Theta_{c.m.}$) und Laborwinkel (Θ_{Lab}) der Produkte K^+ und X gegen deren Impuls.	11
2.10	Spektrum der invarianten Masse (links) und der Missing-mass (mitte) für den Fall der direkten Kaon Identifizierung und das Spektrum der invarianten Masse für die Fall der indirekten Kaon Identifizierung. Die schwarzen Linien zeigen die gesamten Verteilung. In Grün sind Untergrund und in Rot Signalereignisse eingezeichnet. Die gestrichelten senkrechten Linien geben den Bereich an, in welchem das Signal zu Untergrund-Verhältnis bestimmt wurde.	11
3.1	Aufbau des FOPI-Spektrometers. Die Detektoren zur Spurrekonstruktion CDC und HELTITRON befinden sich im inneren (gelb). Die Flugzeitdetektoren Barrel, PLAWA, ZDC (blau) und RPC (weiß) umgeben die Driftkammern. Der Solenoidmagnet (rot) umschließt die Spurdetektoren, das Barrel und die RPC Detektoren.	14
3.2	Querschnitt der CDC mit normaler Targetposition.	16
3.3	Querschnitt eines Multi-Gap-RPC [Sch04].	17

3.4	Impuls mal Ladungs in $\frac{GeV}{c}$ gegen die Geschwindigkeit $\frac{cm}{ns}$, bestimmt mit den Barreldetektoren (links) und den RPC-Detektoren (rechts). Dabei ist zu erkennen, dass sich Kaonen durch die RPC-Detektoren bis zu einem Impuls von $1\frac{GeV}{c}$ von Protonen und Pionen trennen lassen (ohne RPC: $0,4\frac{GeV}{c}$). Die Daten wurden in der Strahlzeit Ni+Ni@ 1,3AGeV aufgenommen [Her07, Pia08]. . . .	18
4.1	Triggerkonzept: Aus der Reaktion erhält man ein Kaon, Proton und ein Λ . Kaon und Proton hinterlassen in SiAViO A (grüne Sektoren) und SiAViO B (grüne/blau Streifen) ein Signal. Das Λ hinterlässt kein Signal in SiAViO A. Die Zerfallsprodukte des Λ (Proton und Pion) hinterlassen jeweils ein Signal in SiAViO B.	24
4.2	Schematischer Aufbau des SiAViO A Detektors. Die Segmentierung ist auf der P-Seite des Detektors.	25
4.3	SiAViO A Platine. Um das zentrierte Loch befindet sich ein Rahmen an dem eine Alufolie der Dicke $10\mu m$ befestigt wird. Die Stecker dienen als Verbindung der Signalleitungen beider Ebenen.	26
4.4	Schematische Darstellung der SiAViO B Detektoren mit Streifen der N-Seite(links) und Streifen der P-Seite (rechts).	27
4.5	Mesytec Vorverstärker MPR64	27
4.6	Shaper STM16+	28
4.7	Schematische Skizze der Latency im Vergleich zu der APV-Signalen.	29
4.8	AC Koppler mit unterschiedlicher kapazitiver Abschwächung zur Erzeugung verschiedener Energiebereiche.	30
4.9	Signal der schnellen Integrationsschaltung der STM16+ Shaper (rot) bei laufendem APV. Das Signal wird vollständig durch die Tick-Mark überlagert. Das langsam integrierte Signal (gelb) bleibt jedoch nahezu unbeeinflusst.	30
4.10	Skizze des Erdungskonzepts von SiAViO B.	31
4.11	Schirmungsgehäuse von SiAViO (links). Austrittsfolie der Rückseite von SiAViO.	32
4.12	Querschnitt durch den FOPI Aufbau mit der Position von SiAViO , der durch einen Aluminiumflansch und die Spiderkonstruktion an der Position innerhalb der CDC gehalten wird.	33
5.1	Schema der Triggerlogik von FOPI mit SiAViO	35
5.2	Schematische Darstellung des Testaufbaus.	36
5.3	Streifennummerierung der Siliziumdetektoren.	36
5.4	Skizze der Schirmung und Erdung.	37
5.5	Schematische Anordnung der Triggerdetektoren.	38
5.6	Typische Rohspektren eines Streifens der Siliziumdetektoren für π^- -Strahl (links) und für π^+ - und p-Strahl (rechts).	39
5.7	Typische Calspektren eines Streifens der Siliziumdetektoren für π^- -Strahl (links) und für π^+ - und p-Strahl (rechts).	40
5.8	Clusteranzahl gegen die Größe der Cluster, für Detektor 1 mit Triggerbedingung 11 (links) und Detektor 2 mit Triggerbedingung 9 (rechts).	41
5.9	Trefferpunkte auf den Detektoren nach x-y-Ausrichtung im Koordinatensystem von Triggerdetektor 1.	43
5.10	Residuen für die Fits in x-z-Ebene (links) und für die y-z-Ebene (rechts).	44

5.11	Winkelverteilung der Spuren in x-z-Ebene für unterschiedliche Clustergrößen der P-Seite von Detektor 1. In schwarz ist die Winkelverteilung für Clustergröße gleich eins, in rot für Clustergröße zwei dargestellt.	44
5.12	Winkel zwischen z-Achse und Spur durch Trackerdetektoren minus Winkel zwischen z-Achse und der Spur durch Trackerdetektor 1 und Triggerdetektor 1. In Rot ist der Wert markiert, der als maximale Winkeldifferenz festlegen wurde.	45
5.13	Detektor 1: CurrentOut-Spektrum für alle Trigger (links) und mit Schnitt auf Triggerbedingung 11 (rechts).	46
5.14	Detektor 2: CurrentOut-Spektrum für alle Trigger (links) und mit Schnitt auf Triggerbedingung 9 (rechts).	47
5.15	Verhältnis aus Signalen über der Schwelle gegen Anzahl an Triggerentscheidungen. Für Detektor 1 mit TB-11 und TB-10 mit Schnitt M1. Für Detektor 2 mit TB-9 und TB-10 mit Schnitt M2.	48
5.16	CurrentOut Spektrum für Trigger 1 (links) und Trigger 2 (rechts) unter der Bedingung, dass man eine Spur durch die Tracker erhalten hat in Kombination mit Triggerbedingung 10. In Rot sind die Bereiche eingezeichnet die der Multiplizität eins entsprechen (Detektor 1: 35-90 / Detektor 2: 110-180). . . .	49
6.1	Blick auf Silvio in Strahlrichtung. Auf der SiAViO B-Ebene wurde eine Detektor mit vertikaler- (Detektor 1) und einer mit horizontaler- (Detektor 2) Ausrichtung angebracht. Dahinter befand sich der SiAViO A Detektor. In Rot sind jeweils die Position P1-P4 angegeben die unter verschiedene Winkel vermessen wurden.	54
6.2	Schematischer Aufbau des Experiments.	55
6.3	Skizze der Pindiode.	55
6.4	Zu erwartende Energieverluste in den Detektoren für unterschiedliche Flugbahnen durch die Pindiode.	56
6.5	Typisches Rohdatenspektrum der Mesystec Auslese von SiAViO A (links) und SiAViO B N-Seite (rechts).	57
6.6	APV Spektrum vor (links) und nach Basislinienkorrektur (rechts).	58
6.7	S-Kurve für eine Ereignis. In y-Richtung ist für einen ADC-Wert (x-Achse) die Anzahl der APV-Kanäle eingetragen die einen größeren ADC-Wert als des entsprechenden Werts der x-Achse besitzen.	59
6.8	Typische CAL-Spektren für SiAViO N-Seite (links) und P-Seite (rechts). . . .	60
6.9	Ein Treffer (links): Gefeuerte Streifen (gelb) der N-Seite und P-Seite werden zu einem Trefferpunkt (rot) kombiniert. Zwei Treffer (rechts): Zwei gefeuerte Streifen (gelb) auf beiden Seiten können neben den richtigen Treffern (rot) auch zu falschen Treffern (grün) kombiniert werden.	61
6.10	Vergleich der Energie von Clustern der N-Seite und P-Seite. Man erkennt dabei zwei Peaks, die den Energien 4,9MeV und 6,2MeV entsprechen.	62
6.11	Schematische Darstellung für die Ladungsteilung.	63
6.12	Verhältnis der in einem Streifen deponierten Energie im Verhältnis zur Gesamtenergie für Cluster mit einer Größe zwei auf der N-Seite (links) und der P-Seite (rechts).	65

6.13	Vergleich zwischen der berechneten Wahrscheinlichkeit für die Ladungsteilung (rote Punkte) und dem experimentell bestimmten Anteil der Cluster mit einer Größe zwei (schwarze Punkt) für die N-Seite von Detektor 1 (oben) und die P-Seite von Detektor 2 (unten).	67
7.1	Differenz des Azimuthalwinkels der Trefferpunkt in SiAViO B und der Spur in der HELITRON Driftkammern multipliziert mit dem Sinus des Polarwinkels. Dabei ist neben dem Untergrund eine Peak um 0° zu erkennen, der Korrelationen zwischen Trefferpunkten und Spuren entspricht [Ber08].	71
7.2	Technische Zeichnung von SiAViO mit der zusätzlichen C-Ebene bestehend aus 10 Detektoren.	72

1 Einleitung

Neben der Suche nach neuen Teilchen oder neuen Zuständen mit charm, bottom oder top Quarks, existieren im Bereich der Strangenessphysik noch immer eine Reihe an ungeklärten Fragen. Von großem Interesse ist dabei die Suche nach den sogenannten kaonischen Clustern [TY02, YA07], die eine Information über das Kaon-Nukleon-Potential liefern könnten. Zur Untersuchung dieser Zustände ist aktuell ein Experiment am FOPI-Spektrometer an der GSI geplant. In diesem soll in Proton-Proton Kollisionen bei 3GeV kinetischer Strahlenergie der leichteste vorhergesagte kaonische Cluster, das ppK^- , erzeugt und dessen vorhergesagte Zerfallsprodukte am FOPI-Spektrometer gemessen werden.

Um dieses Experiment durchzuführen, wird ein neues Detektorsystem (SiAViO) als Ergänzung zu den bei FOPI vorhandenen Detektoren entwickelt. Dieses soll zum einen dazu dienen, die Triggerrate zu reduzieren, und zum anderen die Bestimmung der Zerfallsvertices von sekundären Teilchen zu verbessern.

Um konzeptionelle Fragen über das Verhalten der Detektoren, die Eigenschaften der Triggerelektronik und das Verhalten der Ausleseelektronik zu klären, wurden zwei Testexperimente durchgeführt. Zum einen ein Test mit hochenergetischen Pionen an der GSI und zum anderen ein Test mit niederenergetischen Protonen am Tandembeschleuniger in München.

In dieser Arbeit wird zunächst die Theorie der Kaonischen Cluster und deren Erzeugung speziell in Proton-Proton-Reaktionen erläutert (Kapitel 2). In Kapitel 3 wird der Aufbau des FOPI-Spektrometers an der GSI beschrieben.

Die Motivation, das Konzept und der Aufbau des neuen Detektorsystems SiAViO wird in Kapitel 4 erklärt. Kapitel 5 und Kapitel 6 erläutern die Testexperimente und die durchgeführten Analysen.

2 Theoretischer Hintergrund

Astrophysikalische Messungen haben gezeigt, dass nur ein geringer Teil der im Universum vorhandenen Energie aus der uns bekannten Materie, der sogenannten baryonischen Materie besteht. Das Verständnis dieser Materie spielt für uns jedoch eine wichtige Rolle, da es sich dabei um die für unser Leben zentrale Form handelt.

Die Interaktion der kleinsten Teilchen, den Quarks, aus welchen sich baryonische Materie zusammensetzt, beruht auf der starken Wechselwirkung. Die theoretische Betrachtung der starken Wechselwirkung geschieht auf der Basis der Quantenchromodynamik (QCD). Eine einheitliche Beschreibung der starken Wechselwirkung durch die QCD wird durch Phänomene wie Quarkeinschluss (Confinement) und spontaner Kondensatbildung stark erschwert [Lor08]. Diese Effekte beruhen auf der Energieabhängigkeit der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung.

Aus diesen Grund wird in den letzten Jahrzehnten systematisch das Phasendiagramm der Materie für hohe Kerndichten oder hohe Kerntemperaturen untersucht um ein kompletteres Bild der Kernmaterie zu erhalten. Die Untersuchung gilt dabei der Zustandsgleichung der Materie (Equation of State, EOS), einer Relation die den Zusammenhang zwischen der Kerntemperatur T , der Kerndichte ρ und der Energie pro Baryon $\frac{\epsilon}{A}$ wiedergibt.

An der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) wird daher schon seit einiger Zeit, mit den durch das Schwerionen-Synchrotron SIS18 zugänglichen Energien bis zu 2GeV pro Nukleon (4,5GeV für Protonen), nach einer Beschreibung dieser Relation in Schwerionenkollisionen gesucht [Lor08].

2.1 Hadronenmassen innerhalb eines Mediums

Eine Fragestellung die in diesem Zusammenhang untersucht wurde, ist die Massenmodifikation von Hadronen innerhalb von heißer und dichter Kernmaterie [NL61, HK94, BR96]. Um das Verhalten von Hadronenmassen innerhalb eines Mediums besser beschreiben zu können ist die Untersuchung der skalaren Massen notwendig. Die Spektroskopie der invarianten Massen von Hadronen innerhalb eines Nukleons liefert dabei nicht die skalare Masse alleine, sondern

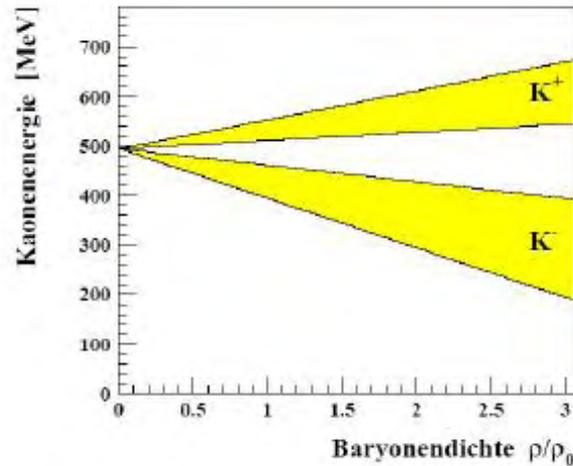


Abb. 2.1: Effektive Masse von K^+ und K^- als Funktion der Baryondichte. Der eingefärbte Bereich markiert die Ergebnisse verschiedener theoretischer Modelle [Lor08].

das Energieniveau, welches gleichzeitig durch Massenverschiebung und -aufweitung beeinflusst wird [YA99]. Eine neue Methode aus der das skalare Hadron-Nukleon-Potential, und somit die skalare Hadronen Masse innerhalb des Mediums, abgeleitet werden kann, ist die Produktion und Analyse von stark-gebundenen Hadronenzuständen [TY02]. Erstes erfolgreiches Beispiel dieser Methode war die Beobachtung von 1s und 2p Zuständen von π^- innerhalb von ^{207}Pb [Yam96, Yam96, Ta98, Gil00] und ^{205}Pb [Ita00]. Durch die Produktion dieser pionischen Atome konnte eine Verschiebung der π^- -Masse innerhalb des Mediums um +26MeV gemessen werden [Ta98, Ita00, Gei02, WBW97].

2.2 Kaonische Cluster

Die Produktion von Kaonen in Schwerionenkollisionen [För07, Str01, ML07, Ben07, Kut00, Ple99, Sch08, Lor08] wurde in den letzten 20 Jahren für Energien unter der Produktionsschwelle durchgeführt. Die Ergebnisse die man bisher erhalten hat, weisen auf ein attraktives Potential zwischen K^- und der Kernmaterie hin (siehe Abbildung 2.1). Jedoch konnte bisher keine quantitative Aussage etabliert werden.

Zusätzliche Daten sind notwendig um eine ausführliche Beschreibung des Potentials zu ermöglichen [Str08, FS08].

Anhand der Hypothese eines attraktiven K^- -Nukleon Potentials, wurden Zustände vorhergesagt, die aus gebundenen Systemen von K^- und Nukleonen bestehen (kaonische Cluster) [TY02]. Diese Zustände wurden bereits durch mehrere theoretische Ansätze beschrieben: Ein Ansatz beruht auf einem phänomenologisch-konstruierten $\bar{K}N$ -Potential [YA02, YAD04, DAHY04a, TY02, DAHY04b], welches sich aus $\bar{K}N$ -Streudaten [Mar81], Ergebnissen zu kaonischen Molekülen [Iwa97] und Daten zu $\Lambda(1405)$ als gebundenes System aus $p+K^-$ ableiten lässt.

In einen weiteren Ansatz wird die $\bar{K}N$ -Wechselwirkung durch einen effektiven SU(3)-Lagran-

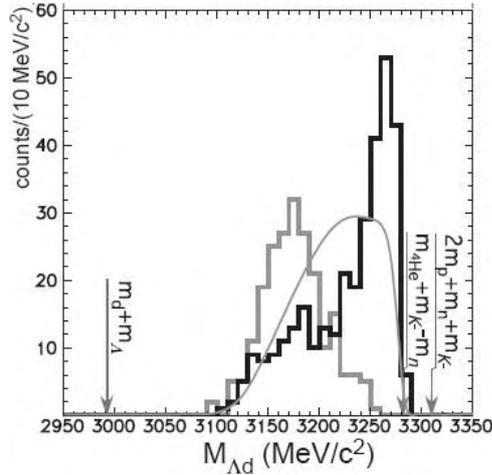


Abb. 2.2: Invariantes-Massen-Spektrum von $\Lambda\delta$ nach Abzug des Untergrunds, aufgenommen am KEK in K^- -Einfang-Reaktionen.

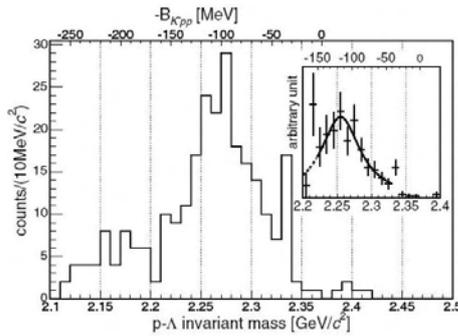


Abb. 2.3: Invariante Masse $M(\Lambda p)$ nach Untergrundabzug. Aufgenommen am $DA\Phi ne^+e^-$ -collider durch Einfang von K^- in ${}^6Li, {}^7Li$ und ${}^{12}C$.

gian beschrieben, welcher ebenfalls bisherige experimentelle Daten wiedergibt [WKW96, Wei96, KSW95].

Zur Untersuchung des K^- -Potentials und der Kaonischen Zustände wurden vor einigen Jahren am KEK K^- -Einfang Experimente durchgeführt, indem K^- -Strahlen auf 4He Targets geschossen wurden. Dabei wurden Anzeichen einer Resonanz $S^0(3115)$ mit einer Bindungsenergie $B = -194 MeV$ und einer Breite $\Gamma < 21,6 \frac{MeV}{c^2}$ gefunden [IIM⁺01, Suz04].

In der Auswertung eines weiteren Experimentes am KEK konnte für den Zustand $S^0(3115)$ die obere Grenze für die Breite ($\Gamma < 40 \frac{MeV}{c^2}$) bestimmt werden [Sat01]. In diesem Experiment konnten auch Anzeichen einer breiten S^+ -Resonanz um $3100 - 3220 \frac{MeV}{c^2}$ gefunden werden (siehe Abbildung 2.2). Dies konnte jedoch aufgrund der kinematischen Einschränkung des Experimentes nicht genauer untersucht werden [Suz07] (siehe Abbildung 2.2).

Hinweise auf die Existenz des ppK^- Zustandes wurden in einem Experiment der FINUDA Kollaboration am $DA\Phi NE-e^+e^-$ -collider gefunden. In diesem Experiment wurden durch

Kollision von Elektronen und Positronen K^- -Mesonen aus dem Zerfall von ϕ -Mesonen produziert. Diese wurden in unterschiedlichen Targets (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ und ${}^{12}\text{C}$) gestoppt. Dabei wurden alle geladenen Teilchen aus der Reaktion gemessen. Aus der Rekonstruktion der invarianten Masse von Λ p konnten Anzeichen für die Existenz des Zustandes ppK^- gesehen werden. Die invariante Masse des Λ wurde aus dessen Zerfallsprodukten, p und π^- , ermittelt. In Abbildung 2.3 ist das Invariante-Massen-Spektrum von $p\Lambda$ nach Abzug des Untergrundes abgebildet. Darin ist eine Signatur für einen ppK^- -Zustand mit einer Masse von $2212 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ zu erkennen [Suz05, Col06, BFL⁺07].

In [YA07] wird dieser Produktionsmechanismus von kaonischen Clustern durch eine Transferreaktionen mit der Beteiligung von Λ^* erklärt.



Λ^* steht dabei für einen gebundenen Zustand $K^-p^{I=0}$ mit einer Bindungsenergie $B=27\text{MeV}$ und einer Breite von $\Gamma = 40\text{MeV}$, der eine mögliche Beschreibung der $\Lambda(1405)$ -Resonanz darstellt. Aufgrund des angenommenen attraktiven K^- -Nukleon Potentials und der Struktur der Λ^* -Resonanz ist es möglich, dass das Λ^* mit einem zusätzlichen Proton den gebundenen Zustand ppK^- formieren kann.

In Abbildung 2.4 (links) ist der in [YA07] beschriebene Produktionsmechanismus gezeigt. Dabei soll das leichteste der Kaonischen Cluster, das ppK^- , durch Beschuss von Deuteronen

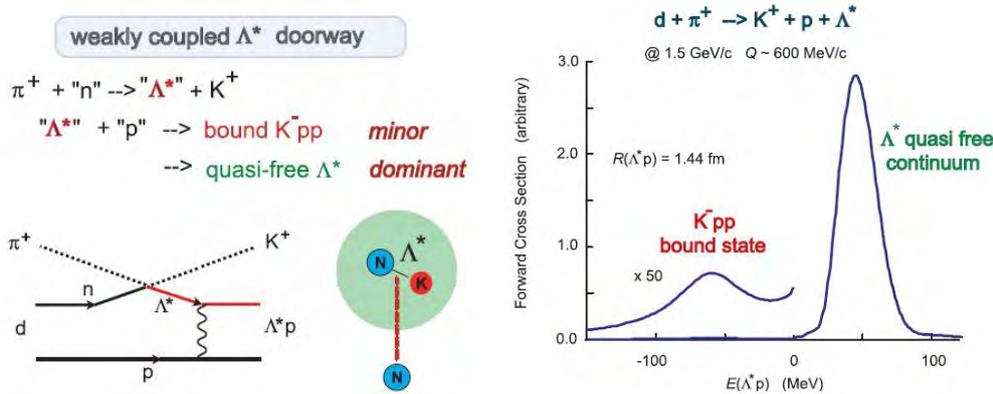


Abb. 2.4: Produktionsmechanismus des ppK^- durch Austauschreaktion. Dabei entsteht mit einem dominanten Anteil der quasi-freie Kontinuumszustand der Λ^* (rechts) [YA07].

mit K^- erzeugt werden können. In Abbildung 2.4 (rechts) sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für die Produktion eines gebundenen Zustandes aus Λ^* und p und dem quasi-freien-Zustand des Λ^* gezeigt. Daran ist zu sehen, dass in Transferreaktionen die Produktion des gebundenen Zustandes stark unterdrückt ist gegenüber dem quasi-freien Zustand. Dies lässt sich vereinfacht dadurch erklären, dass aufgrund des Impulsübertrages von $\approx 600 \frac{\text{MeV}}{c}$ ($p_{K^-} \approx 1,5 \frac{\text{GeV}}{c}$) die produzierten Teilchen Λ^* und p in unterschiedliche Richtungen emittiert werden.

Die Rechnungen die in [YA07] gezeigt werden führen zu einem ppK^- -Zustand mit einer Masse von $2322 \frac{\text{MeV}}{c^2}$, einer Breite von $\Gamma = 61 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ und eine Bindungsenergie $B_K = 48\text{MeV}$. Unter

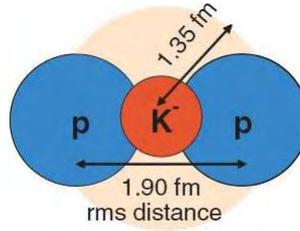


Abb. 2.5: Schematische Struktur der ppK^- gebundenen Zustand.

der Annahme, dass sich der ppK^- aus pK^- (Λ^*) und einem Proton zusammensetzt, kann man sich das ppK^- vereinfacht, ähnlich dem Fall des Wasserstoffmolekül (H_2^+) bzw. myonische Wasserstoffmolekül ($\mu^- H_2^+$), als ein kaonisches Wasserstoffmolekül vorstellen (siehe Abbildung 2.5). Dabei werden die Protonen, die alleine keinen gebundenen Zustand eingehen könnten, an das K^- gebunden. Die Basis stellt dabei das stark attraktive $\bar{K}N^{I=0}$ -Potential dar. Die Eigenschaften des ppK^- stehen somit in direktem Zusammenhang mit der Stärke das K^- -Potentials, wodurch die Suche nach dem ppK^- und dessen Eigenschaften eine gute Möglichkeit bietet das K^- -Nukleon Potential zu untersuchen.

Zur experimentellen Untersuchung des Zustandes müssen dessen Zerfallsprodukte untersucht werden. Nach [IKMW08] existieren für das ppK^- drei unterschiedliche Zerfallsmöglichkeiten.

$$K^- pp \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \Lambda + p \rightarrow \pi^- + p + p \\ \Sigma^0 + p \rightarrow \pi^- + p + \gamma + p \\ \Sigma^+ + n \end{array} \right\} \begin{array}{l} 50\% \\ 50\% \end{array} \quad (2.3)$$

Als Weiterführung der Experimente, die am KEK durchgeführt wurden, wird aktuell ein weiteres Experiment am DAΦNE e^+e^- -collider geplant, an welchem hohe K^- Raten aus dem Zerfall von ϕ -Mesonen erzeugt werden können. Dabei soll im AMADEUS-Projekt die Produktion von Kaonischen Clustern in K^- -Einfang-Reaktionen untersucht werden. Für dieses ist eine Erweiterung des KLOE-Spektrometers [AAA⁺02] geplant, um mit einer 4π -Akzeptanz geladenen und neutrale Teilchen zu messen. Durch diese Erweiterung soll es möglich sein gleichzeitig die Massen von kaonischen Cluster durch die Invariant-Mass-Methode¹ und durch die Missing-Mass-Methode² zu bestimmen [Kie08] [Cur07]. Es ist geplant dafür eine Target aus ${}^3\text{He}$ bzw. ${}^4\text{He}$ zu verwenden. Dabei sollen Zustände, dessen Anzeichen man bereits am KEK gesehen hat, aufgrund der höheren kinematischen Akzeptanz besser untersuchen werden.

2.3 Produktion von kaonischen Clustern in Proton-Proton-Kollisionen

Eine weitere Möglichkeit zur Produktion von ppK^- ist die Formation dieses Zustands in Proton-Proton-Kollisionen mit kinetischen Strahlenergien von 3-4GeV (siehe Abbildung 2.6

¹Invariant-Mass-Methode: Dabei wird die Masse eines Zustandes aus den Invarianten Massen seiner Tochterteilchen rekonstruiert.

²Missing-Mass-Methode: Die Masse eines kurzlebigen Zustands X in der Reaktion $A + B \rightarrow C + X$ wird aus der invarianten Masse der einlaufenden Teilchen (A+B) minus der invarianten Masse des auslaufenden Teilchens C rekonstruiert.

(links)).

Theoretischen Rechnungen zufolge wird dabei im Gegensatz zu Transferreaktionen wesent-

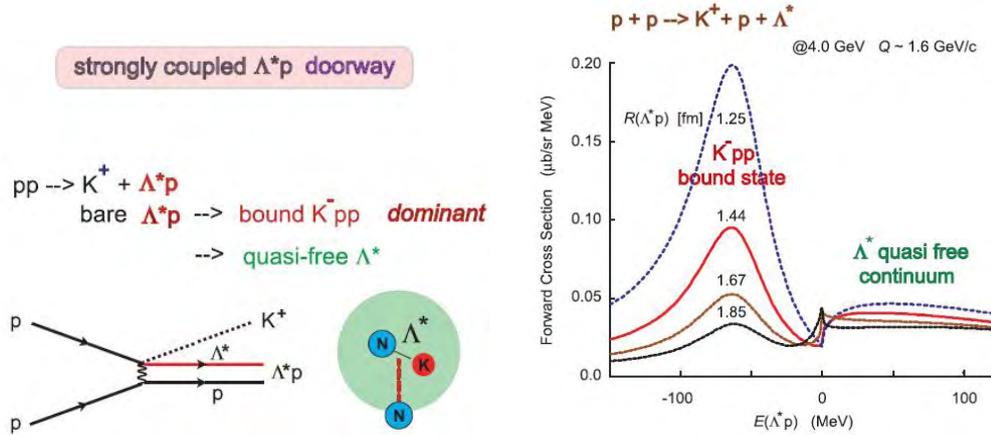


Abb. 2.6: Formationsreaktion für Kaonische Cluster in Proton-Proton Kollisionen. Theoretische Berechnung sagen einen höheren Wirkungsquerschnitt für die Produktion des gebundenen ppK^- -Zustandes voraus (rechts) [YA07].

lich häufiger der gebundene ppK^- -Zustand als der quasi-freie Zustand aus Λ^*p erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt variiert dabei für unterschiedliche Radien, die für das ppK^- angenommen werden (siehe Abbildung 2.6 (rechts)) [YA07].

Die höhere Produktionswahrscheinlichkeit lässt sich anschaulich dadurch erklären, dass bei hohen Impulsüberträgen, die bei dieser Reaktion auftreten, das p und des Λ^* unter kleinen Laborwinkeln und einer geringen Impulsdifferenz emittiert werden. Der Phasenraum für die beiden Teilchen ist somit geringer als in Reaktionen mit K^- -Einfang, wodurch man eine höhere Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines gebundenen Zustandes erhält.

Daraus lässt sich ebenfalls der höhere Wirkungsquerschnitt für kleinere angenommene Radien der ppK^- erklären. Der Zustand ppK^- lässt sich mit kleineren Radien nur bei entsprechend kleineren Stoßparameter der Protonen erzeugen, wodurch die Überschneidung des Phasenraums des Λ^* und des p vergrößert und somit auch die Wahrscheinlichkeit der Bindung erhöht wird [YA07].

Im Vergleich bietet sich somit die Untersuchung der ppK^- in Proton-Proton-Experimenten an. Dafür wird eine Einrichtung mit einem Beschleuniger, der einen Protonenstrahl mit einer Strahlenergie von etwa 3 GeV erzeugen kann, benötigt. Somit bietet sich die GSI in Darmstadt an. Dort können durch das Schwerionen-Synchrotron SIS18 Protonenstrahlen mit kinetischen Strahlenergien bis zu 4,5 A GeV erzeugt werden.

In vorläufigen Auswertungen der Ergebnisse, die am FOPI-Spektrometer, welches durch seine hohe Raumwinkelakzeptanz von nahezu 4π besonders gut für diese Reaktion geeignet ist, in der Strahlzeit Ni+Ni mit einer kinetischen Energie von 1.9 A GeV aufgenommen wurden, konnten im invarianten Massenspektrum von $d\Lambda$ Anzeichen für die Formation eines Zustand mit einer Masse $M = 3160 \frac{MeV}{c^2}$ erkannt werden, welcher aus dem kaonischen Zustand $ppnK^-$ folgen könnte [Her05]. Im weiteren konnten aus invarianten Massenspektren von $p\Lambda$ Anzeichen für die Erzeugung von ppK^- mit einer Masse von $2130 \frac{MeV}{c^2}$ gefunden werden.

Aus neusten vorläufigen Auswertungen von Proton-Proton-Kollisions-Daten, die am DISTO-Experiment mit einer kinetischen Strahlenergie von $2,85\text{GeV}$ aufgenommen wurden, sind ebenfalls Anzeichen eines gebundenen Zustands ppK^- zu erkennen. In Abbildung 2.7 ist ein vorläufiges Spektrum der invarianten Masse unter entsprechenden Bedingungen aufgezeigt. Anhand dieser Signatur wurde die Existenz eines Zustandes mit einer Masse von $2257 \pm 0,002 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ und einer Breite von $\Gamma = 118 \pm 8 \frac{\text{MeV}}{c^2}$ angenommen. Dies wurde als mögliches ppK^- mit einer Bindungsenergie von $\approx 100\text{MeV}$ interpretiert [Yam08].

Für weitere Untersuchungen des ppK^- ist geplant dieses durch reine p+p Kollisionen zu erzeugen. Dazu benötigt man ein Spektrometer, das die Zerfallsteilchen des ppK^- bei dieser Reaktion mit hoher geometrischer Akzeptanz messen kann.

In [YA07] sind die kinematischen Berechnungen für eine kinetische Strahlenergie des Projektilprotons von 3GeV durchgeführt. Für diese Energie ist der Produktionswirkungsquerschnitt der ppK^- am größten [IKMW08]. Diese Energie hat den weiteren Vorteil, dass dabei die Produktionswahrscheinlichkeit für Untergrundreaktionen geringer ist als bei größeren Strahlenergien.

Für die kinematische Berechnung wurden zum einen die Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $p + p \rightarrow ppK^-$ als Funktion der Masse des ppK^- und des K^+ -Impulses für unterschiedliche Laborwinkel des K^+ simuliert (siehe Abbildung 2.8). Daraus ist zu erkennen, dass der Wirkungsquerschnitt zum einen für kleine K^+ -Laborwinkel und zum anderen für hohe K^+ -Impulse am größten ist.

Zum anderen wurden kinematische Berechnungen der Reaktion $p+p \rightarrow K^+ + X$ durchgeführt, wobei X einem Hadron mit Baryonenzahl 2 und der Masse $m_x = m_{ppK^-} = 2322\text{MeV}$ entspricht. Dadurch wurde die Verteilung der Schwerpunkts- und Laborwinkel der K^+ -Mesonen und der Teilchen X in Abhängigkeit zu deren Impuls bestimmt (siehe Abbildung 2.9).

Anhand der Berechnungen erkennt man, dass die Kaonen unter Winkeln bis zu 50° emittiert werden. Die schwereren ppK^- werden unter Polarwinkel von maximal 10° emittiert.

Das ppK^- zerfällt zu 50% in Λ und p (siehe Tabelle 2.3). Die Impulse von ppK^- liegen um $3 \frac{\text{GeV}}{c}$. Somit werden die Zerfallsteilchen des ppK^- unter einem Polarwinkel relativ zur Flugrichtung der ppK^- von $\approx 14^\circ$ emittiert.

Man benötigt somit ein Spektrometer, welches unter Laborwinkeln kleiner 50° Kaonen und die Zerfallsprodukte des ppK^- , Λ und p, unter Laborwinkeln kleiner 30° identifizieren und deren Impuls bestimmen kann.

Die Masse des ppK^- kann man somit zum einen per Missing-Mass-Methode durch die Messung der K^+ und zum anderen durch die Invariant-Mass-Methode durch die Messung des Protons aus dem direkten Zerfall und des Protons und des Pions aus dem Zerfalls des Λ rekonstruieren.

Daher ist geplant das Experiment am FOPI-Spektrometer am SIS18 an der GSI durch-

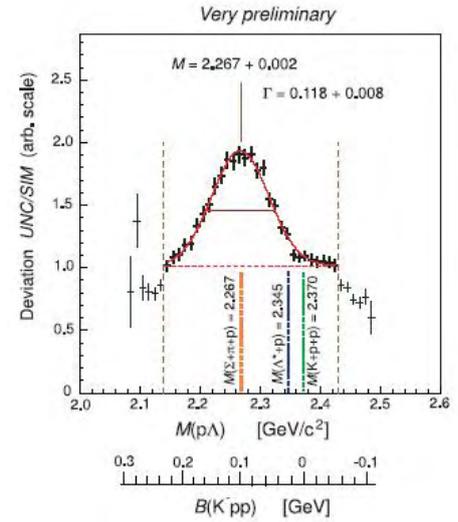


Abb. 2.7: Invariantes Massenspektrum mit entsprechenden Bedingung. Aufgenommen am DISTO in p+p Kollisionen bei $E_{kin}=2,85\text{GeV}$ [Yam08].

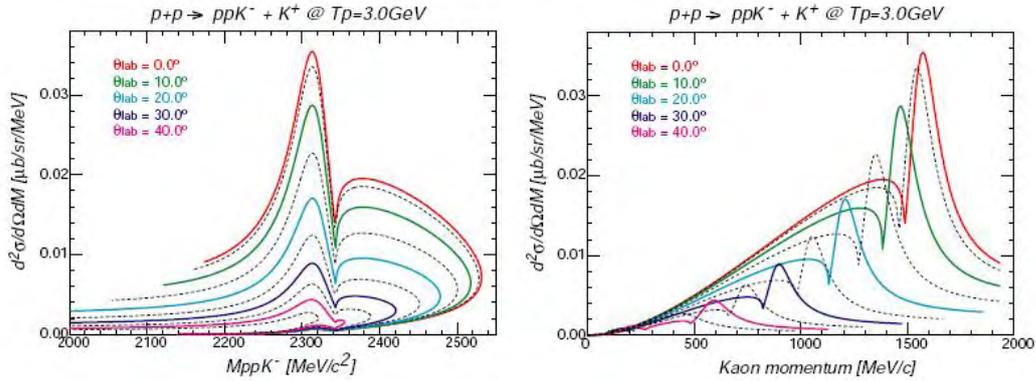


Abb. 2.8: Berechnete Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $p + p \rightarrow K^+ + ppK^-$ mit einer kinetischen Energie von $3,0\text{GeV}$ zum einen für unterschiedliche Massen des ppK^- und zum anderen für verschiedene K^+ -Impulse. Farblich unterschiedlich sind dabei die Fälle für verschiedene Laborwinkel der K^+ dargestellt.

zuführen. Dort können zum einen Protonenstrahlen mit der benötigten kinetischen Energie erzeugt und zum anderen in den Detektoren von FOPI die Zerfallsteilchen auch unter sehr kleinen Laborwinkeln gemessen werden.

Anhand der kinematischen Berechnung wurden Simulation für das Spektrum der Invarianten Masse von Λp und für die Missing-Mass des K^+ durchgeführt um das Signal zu Untergrund Verhältnis zu bestimmen. Dazu wurde zum einen der Fall betrachtet, dass der Viererimpuls des Kaon direkt bestimmt werden kann. Dies entspricht für das geplante Experiment einer Polarwinkelbereich von 30° - 50° , da in diesem Polarwinkelbereich am FOPI-Spektrometer Flugzeitdetektoren mit einer besseren Auflösung (RPCs)(siehe Abschnitt 3.2.3) installiert wurden. Dabei kann man den Anteil der Untergrundreaktion $p + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + p$ durch Vergleich der Missing-Mass mit der Invarianten Masse eliminieren. Als hauptsächliche Untergrundreaktion bleibt dabei die Reaktion $p + p \rightarrow \Lambda + K^+ + p$. In Abbildung 2.10 ist das Spektrum der invarianten Massen (links) und das Missing-Mass Spektrum (mitte) für den Fall, dass die K^+ direkt identifiziert werden können abgebildet [FC07]. Darin ist sowohl die Verteilung der Gesamt Ereignisse (schwarz) als auch Untergrund- (grün) und Signalereignisse (rot) eingezeichnet. Die gestrichelten senkrechten Linien geben den Bereich an, der für die Berechnung des Signal zu Untergrund Verhältnisses verwendet wurde. Dieses Verhältnis beträgt für diesen Fall $\frac{3}{40}$.

Für den Fall, dass der Viererimpuls des K^+ nicht direkt bestimmt werden kann, erhält man das in Abbildung 2.10 (rechts) gezeigten Spektrum der invarianten Masse für den Fall das alle Teilchen in der Vorwärtsrichtung (7° - 33°) gemessen werden. Für diesen Fall erhält man ein Signal zu Untergrund Verhältnis von $\frac{3}{55}$ [FC07].

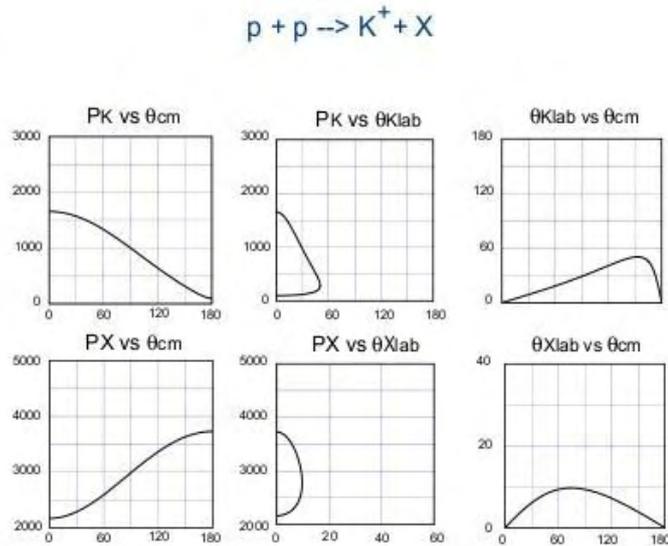


Abb. 2.9: Kinematische Berechnung der Reaktion $p + p \rightarrow K^+ + X$ mit einer kinetischen Energie des Protons von $3,0\text{GeV}$ und $m_X = 2322 \frac{\text{MeV}}{c^2}$. Bestimmt sind die Verteilung der Schwerpunkts- ($\Theta_{c.m.}$) und Laborwinkel (Θ_{Lab}) der Produkte K^+ und X gegen deren Impuls.

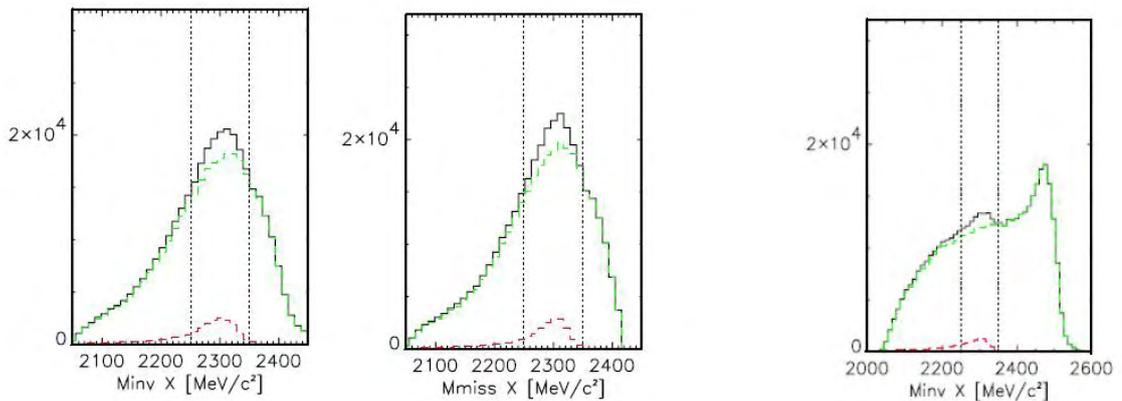


Abb. 2.10: Spektrum der invarianten Masse (links) und der Missing-mass (mitte) für den Fall der direkten Kaon Identifizierung und das Spektrum der invarianten Masse für die Fall der indirekten Kaon Identifizierung. Die schwarzen Linien zeigen die gesamten Verteilung. In Grün sind Untergrund und in Rot Signalereignisse eingezeichnet. Die gestrichelten senkrechten Linien geben den Bereich an, in welchem das Signal zu Untergrund-Verhältnis bestimmt wurde.

3 Das FOPI-Spektrometer @ SIS18

Das FOPI-Spektrometer ist ein Fix-Target Experimentaufbau, welcher zur Untersuchung von Schwerionenkollisionen an der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt (GSI) gebaut wurde [Rit95, Hil92].

Der Name FOPI steht für *Four Pi*, was auf die große Raumwinkelakzeptanz des Aufbaus deutet.

Die Teilchen werden am Beschleunigersystem der GSI auf kinetische Energien bis zu 4,5 GeV pro Nukleon gebracht. Dieses besteht aus dem Linearbeschleuniger UNILAC¹, der sowohl als separater Beschleuniger wie auch als Vorbeschleuniger genutzt werden kann. Der UNILAC beschleunigt Teilchen auf Energien bis 11,4 A MeV, die daraufhin im Schwerionen-Synchrotron SIS18 weiter beschleunigt werden.

Das SIS18 ist ein Synchrotron mit einem Umfang von 213 m in welchem Protonen durch eine magnetische Steifigkeit von 18 Tm auf Impulse von $5,4 \frac{\text{GeV}}{c}$ gebracht werden können. Dies entspricht einer kinetischen Energie von 4,5 GeV.

Die beschleunigten Teilchenstrahlen werden aus dem SIS18 weiter zu den Experimenthallen geleitet.

Am FOPI-Spektrometer werden die Teilchen zur Kollision mit einem Target gebracht. Die dadurch entstehenden Produkte und die Zerfallsprodukte von kurzlebigen Teilchen können in den Detektoren nachgewiesen werden.

Dabei ist es von zentraler Bedeutung, die entstandenen Teilchen zu identifizieren. Dazu benötigt man den Impuls und die Polarität der Teilchen, die aus der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld bestimmt werden. Die Spuren werden in den Driftkammern CDC (Central Drift Chamber) und HELITRON rekonstruiert (siehe Abbildung 3.1).

Aus dem Impuls lässt sich durch zwei verschiedene Methoden die Teilchenmasse berechnen. Zum einen wird die Flugzeit t_{TOF} der Teilchen gemessen. Durch die Kenntnis der Flugstrecke berechnet sich daraus die Teilchengeschwindigkeit $\beta_{\text{Teilchen}}c$.

Auf der Basis der relativistischen Impulsformel (3.1) kann man die Ruhemasse m_0 und somit

¹UNILAC: UNiversal Linear ACcelerator

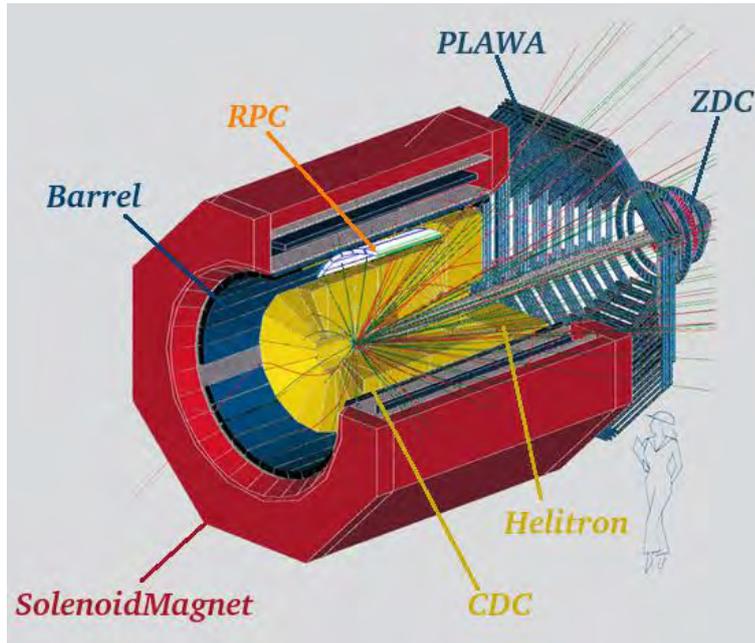


Abb. 3.1: Aufbau des FOPI-Spektrometers. Die Detektoren zur Spurrekonstruktion CDC und HELTITRON befinden sich im inneren (gelb). Die Flugzeitdetektoren Barrel, PLAWA, ZDC (blau) und RPC (weiß) umgeben die Driftkammern. Der Solenoidmagnet (rot) umschließt die Spurdetektoren, das Barrel und die RPC Detektoren.

die Teilchenidentität ermitteln.

$$p = m \cdot v = m_0 \gamma \cdot \beta c \quad (3.1)$$

Die Flugzeit wird zwischen dem Startdetektor, der im Strahl vor dem Target positioniert ist, und den Stopdetektoren Plastic Wall (PLAWA), Zero Degree Counter (ZDC), Barrel und Resistive Plate Chambers (RPC) gemessen.

Eine weitere Methode zur Bestimmung der Ruhemasse ist die Messung des Energieverlusts $\frac{dE}{dx}$ in den Detektoren.

Basierend auf der Bethe-Bloch-Formel (3.2) erhält man eine Relation zwischen Impuls und Energieverlust, aus der sich die Ruhemasse bestimmen lässt.

$$\frac{dE}{dx} = C \cdot \underbrace{\frac{Z}{A} \times \rho}_{\text{Material}} \underbrace{z^2}_{\text{Teilchenladung}} \left(\frac{\ln \left(\frac{p^2}{m_0^2 c^2} \times 10^5 \right)}{\frac{p^2}{p^2 + m_0^2 c^2}} - 1 \right) \quad C = -30 \frac{\text{keV cm}^3}{\text{mm g}} \quad (3.2)$$

Der Energieverlust wird sowohl in den Spurdetektoren als auch in den Flugzeitdetektoren gemessen.

3.1 Driftkammern

3.1.1 CDC

Der CDC-Detektor ist eine zylindrische Vieldraht-Driftkammer mit einem Durchmesser von 1,8m und einer äußeren Länge von 2m. Der innere Durchmesser der CDC beträgt 30cm und hat eine Länge von 80cm, was zu einer konischen Form führt (siehe Abbildung 3.2) [Kre97, Bes92, Lin90].

Die CDC besteht aus 16 gleichartigen Sektoren mit jeweils 252 Kathodendrähten (Durchmesser $125\mu\text{m}$) zum Aufbau des Driftfeldes, 61 Potentialdrähten (Durchmesser $125\mu\text{m}$) und 60 Zähldrähten (Durchmesser $20\mu\text{m}$), welche alle parallel zur Strahlachse verlaufen.

Eine Spannung von $U_{Kath} = -15\text{kV}$ an den Kathodendrähten erzeugt ein Driftfeld der Stärke $\sim 800\frac{\text{V}}{\text{cm}}$. Die Potentialspannung mit $U_{pot} = -1275\text{V}$ erzeugt um die Zähldrähte, die auf Nullpotential liegen, ein elektrisches Feld mit $\frac{1}{r}$ -Verhalten [Ben07].

Das Gas in der CDC besteht aus 88% Argon, 10% Isobutan und 2% Methan. Dadurch wird eine nahezu vom Driftfeld unabhängige Driftgeschwindigkeit ($4\frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$) erzeugt. In der CDC erreicht man somit eine Impulsauflösung von 7% bis 12% [Ben07].

Die CDC ist so angebracht, dass bei normaler Targetposition ein Polarwinkel von 30° bis 140° und einen Azimutalwinkel von 360° abgedeckt wird.

In der CDC lassen sich Zerfallsvertizes von Sekundärteilchen mit einer Genauigkeit von 0,5cm in der XY-Ebene bestimmen [Kut00]. Dies ist für das geplante Proton-Proton-Experiment notwendig, da Λ -Hyperonen aus dem Zerfall von ppK^- rekonstruiert werden sollen.

Da eine Bestimmung der Zerfallsvertizes nur durch die CDC möglich ist, muss die Polarwinkelakzeptanz derart verändert werden, dass ein Teil der Zerfallsprodukte des Λ -Hyperons, die unter kleinen Polarwinkeln emittiert werden (siehe Abschnitt 2.3), ebenfalls durch den CDC gemessen werden können. Dies geschieht durch Verschiebung des Targets um 40cm strahlaufrwärts, wodurch sich die Polarwinkelakzeptanz auf 27° bis 113° verändert (siehe Abbildung 3.2).

3.1.2 HELITRON

Der zweite Detektor für die Spurrekonstruktion ist der HELITRON [Wie89]. Dieser ist eine zylinderförmige Driftkammer mit einem Innendurchmesser von 42cm, einem Außendurchmesser von 198cm und einer Länge von 60cm. Der HELITRON besteht aus 24 Sektoren, die durch die Kathodendrähte begrenzt sind. In jedem Sektoren befinden sich jeweils 54 Zähldrähte (Durchmesser $50\mu\text{m}$) und 53 Potentialdrähte (Durchmesser $125\mu\text{m}$).

Das Driftfeld innerhalb des HELITRON beträgt $750\frac{\text{V}}{\text{cm}}$, welches durch eine Driftspannung von 12,3kV und eine Potentialspannung von 1,6kV erzeugt wird [Har03].

Als Gas wird wie in der CDC eine Mischung aus 88% Argon, 10% Isobutan und 2% Methan verwendet. Die Impulsauflösung des HELITRON liegt bei 7% [Ple99].

Die Polarwinkelakzeptanz des HELITRON beträgt bei veränderter Targetposition $4,5^\circ$ bis 27° (Normale Targetposition: 10° - 30°).

Aufgrund des hohen Abstandes zum Target (auch bei normaler Targetposition) können durch das HELITRON keine sekundären Zerfallsvertizes bestimmt werden. Um dies auch für kleine Polarwinkel zu ermöglichen benötigt man einen weiteren Spurrpunkt zwischen HELITRON

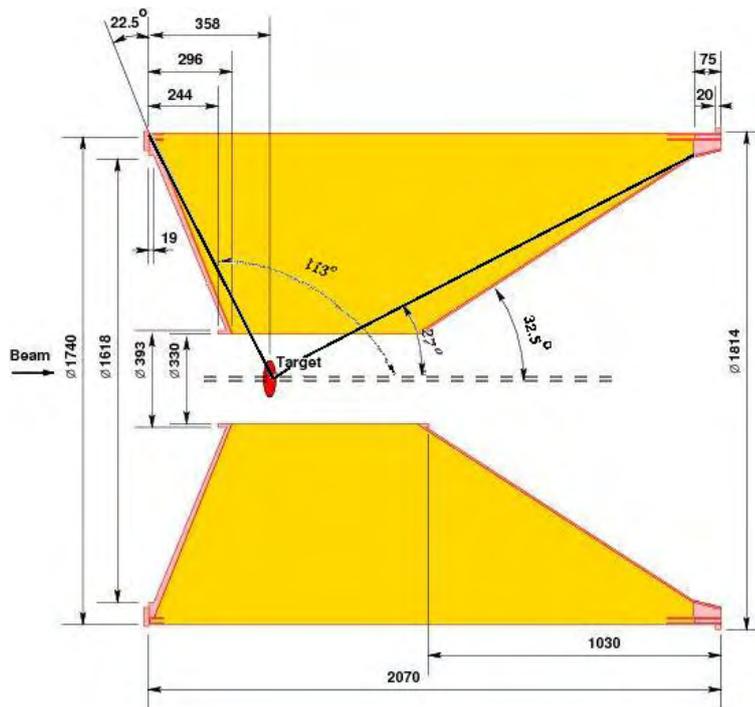


Abb. 3.2: Querschnitt der CDC mit normaler Targetposition.

und Target. Dieser soll durch den Λ -Trigger erzeugt werden.

3.2 Flugzeitdetektoren

Um nachzuweisen, um welches Teilchen es sich bei einer in den Driftkammern gemessenen Spur handelt, benötigt man die Teilchengeschwindigkeit, die sich aus der Spurlänge und der Flugzeit bestimmen lässt.

Für die Flugzeitbestimmung benötigt man ein Start- und ein Stoppsignal. Das Startsignal wird von einem vor dem Experiment in das Strahlrohr gebauten Szintillator mit einer Zeitauflösung von etwa 100 ps erzeugt.

Das Stoppsignal für die Flugzeit wird durch verschiedene Detektoren, die im folgenden beschrieben werden, gemessen.

Die Spurlänge wird durch die Kalibration der Positionen der Flugzeitdetektoren mit kosmischen Myonen bestimmt.

3.2.1 Plastic Wall (PLAWA):

Im Polarwinkelbereich des HELITRON wird das Stoppsignal durch die Plastic Wall geliefert. Diese besteht aus acht Sektoren, mit jeweils 64 beidseitig ausgelesenen Szintillatoren. Die Länge der einzelnen Szintillatoren beträgt zwischen 45cm und 165cm.

Zur Verbesserung der Teilchenidentifikation wird in der PLAWA auch der Energieverlust gemessen. Mit diesem lässt sich auf der Basis der Bethe-Bloch-Formel mit Kenntnis des Im-

pulses ebenfalls die Teilchenmasse rekonstruieren.

Durch die Messung der Signallaufzeiten in den Szintillatoren erhält man zusätzlich eine Ortsinformation mit einer Auflösung von 1,2cm bis 2,0cm.

Die Zeitauflösung beträgt für diese Szintillatoren 120ps. Daraus resultiert eine Flugzeitauflösung (Kombination von Start und PLAWA) von 215ps [Gob93]. Für kleine Polarwinkel (1° - 7°) wird die PLAWA durch den Zero Degree Counter (ZDC) ergänzt, der ebenso wie die PLAWA aus Szintillatoren besteht.

In der ZDC werden wie in der PLAWA die Flugzeiten und der Energieverlust gemessen.

Die Zeitauflösung des ZDC beträgt ca. 200ps.

3.2.2 Barrel

Im Polarwinkelbereich des CDC wird die Flugzeitinformation zum einen durch die Barreldetektoren geliefert.

Dabei handelt es sich um 30 Module aus jeweils sechs Szintillatorstangen mit einer Querschnittsfläche von $4 \times 3 \text{ cm}^2$ und eine Länge von 150cm.

In der geplanten Targetposition (40cm strahlaufwärts) decken die Barrelszintillatoren einen Polarwinkelbereich von 50° bis 117° ab.

Die Barreldetektoren besitzen wie die Szintillatoren der PLAWA eine Flugzeitauflösung von 215ps.

3.2.3 RPC

Durch die Flugzeitmessung mit den Barreldetektoren lassen sich die Protonen und Pionen voneinander trennen. Die Trennung von Kaonen ist jedoch nur eingeschränkt möglich. In Abbildung 3.4 (links) ist die Korrelation zwischen Impuls multipliziert mit der Teilchenladung in $\frac{\text{GeV}}{c}$ gegen die durch das Barrel bestimmte Geschwindigkeit in $\frac{\text{cm}}{\text{ns}}$ gegeben. Dieses Spektrum wurde im Experiment Ni+Ni@ 1,3AGeV aufgenommen. Dabei ist zu erkennen, dass sich die Kaonen nur bis zu einem Impuls von etwa $0,4 \frac{\text{GeV}}{c}$ von Protonen und Pionen trennen lassen. Um diese Trennung zu verbessern benötigt man einen Flugzeitdetektor mit einer höheren Zeitauflösung.

Dazu wurden für FOPI neue Flugzeitdetektoren, sogenannte *Multi-Gap-Resitive Plate Chambers*, gebaut [SHC⁺06, ZCH⁺96, FWS00]. Diese funktionieren nach folgendem Prinzip (siehe Abbildung 3.3, [Sch04]). An der Oberseite liegt an einer Kathodenschicht eine Spannung ($U = 9,6 \text{ kV}$) an. Darunter befindet sich Spalte zwischen Kathode und Anode, die mit einem Gas (88% R134a / 15% SF_6 / 5% Isobuthan) gefüllt ist. Im jeweils obersten Bereich des Gases (schraffierte Fläche) findet die Primäriodisation statt. Im Übrigen erfolgt eine Gasverstärkung. Die Ladungen werden auf Pick-Up Strips gesammelt und ausgelesen. Durch das verwenden von mehreren Spalten (Multigap) wird die Driftzeit der Ladung verkürzt, wodurch die

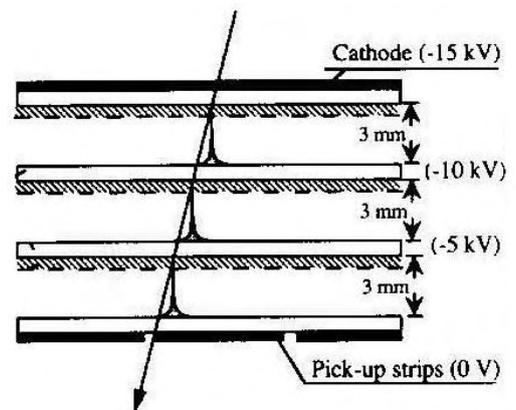


Abb. 3.3: Querschnitt eines Multi-Gap-RPC [Sch04].

Zeitauflösung erhöht wird [Sch04].

Bei FOPI werden die Multigap-RPC durch eine in 16 Streifen segmentierte Anode ausgelesen. Sie besitzen eine Länge von 90cm und drei Spalte von jeweils 1mm.

Die Auslese erfolgt über Time-to-Amplitude Converter (TAC) und ladungsintegrierende Analog-Digital-Wandler (QDC).

Insgesamt sind in FOPI 150 RPCs, die zu Modulen (SuperModules) von je fünf zusammengefasst sind, eingebaut. Innerhalb eines Supermodules sind diese versetzt montiert um eine maximale Azimutalwinkelakzeptanz zu erreichen. Die Zeitauflösung der bei FOPI verwendeten RPCs liegt bei etwa 80ps, wodurch eine Flugzeitauflösung von 110ps erreicht wird [Sch04]. Die RPCs sind so um die CDC angebracht, dass sie einen Polarwinkelbereich von 27° - 50° abdecken (Targetposition: -40cm), wodurch K^+ -Mesonen, die unter Winkeln kleiner 50° (siehe Kapitel 2.8) emittiert werden, nachgewiesen werden können.

In Abbildung 3.4 (rechts) ist der Impuls multipliziert mit der Ladung in $\frac{GeV}{c}$ gegen die durch den RPC bestimmte Geschwindigkeit in $\frac{cm}{ns}$ angetragen. Die Daten wurden ebenfalls im Experiment Ni+Ni@ 1,3AGeV aufgenommen. Im Vergleich zum Spektrum für welches die Zeitinformation der Barreldetektoren verwendet wurde, ist dabei deutlich eine Verbesserung der Auflösung zu erkennen. Das Verhältnis Signal zu Untergrund erhöht sich dabei um etwa einen Faktor 10 wodurch sich Kaonen bis zu einem Impuls von $1\frac{GeV}{c}$ ($v = 28\frac{cm}{ns}$) von Protonen und Pionen eindeutig trennen lassen [Her07, Pia08].

Da für die Untersuchung von kaonischen Clustern die Identifikation von Kaonen aus der Reaktion notwendig ist, wird durch die RPC eine wesentliche Verbesserung für des geplante Experiment erreicht.

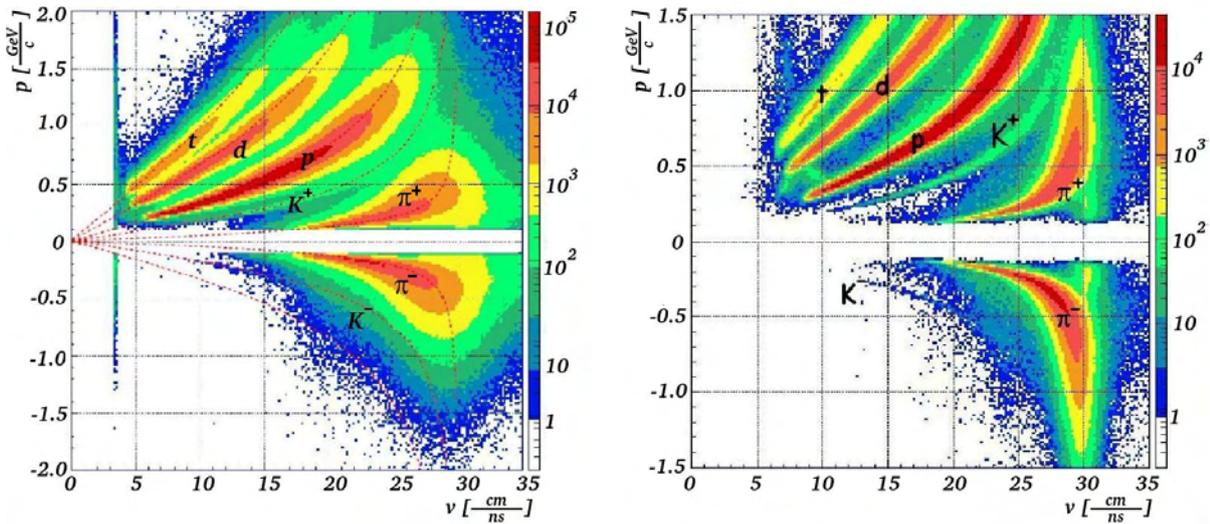


Abb. 3.4: Impuls mal Ladung in $\frac{GeV}{c}$ gegen die Geschwindigkeit $\frac{cm}{ns}$, bestimmt mit den Barreldetektoren (links) und den RPC-Detektoren (rechts). Dabei ist zu erkennen, dass sich Kaonen durch die RPC-Detektoren bis zu einem Impuls von $1\frac{GeV}{c}$ von Protonen und Pionen trennen lassen (ohne RPC: $0,4\frac{GeV}{c}$). Die Daten wurden in der Strahlzeit Ni+Ni@ 1,3AGeV aufgenommen [Her07, Pia08].

Trigger

Die Flugzeitdetektoren werden bei FOPI ebenfalls zur Erzeugung eines Triggersignals verwendet [Frü08].

Für dessen Erzeugung werden zum einen das Signal des Startdetektors als Teilchenstrahltrigger und zum anderen die Signale der Stopdetektoren verwendet.

Dazu werden die schnellen Signale der Szintillatoren diskriminiert und aus deren logischer Zusammensetzung ein Triggersignal erzeugt, für welches sich Bereiche der Treffermultiplizität einstellen lassen. Die Einstellung einer Multiplizitätsbedingung dient dazu, eine bestimmte Zentralitätsbedingungen zu selektieren.

4 Der Λ -Trigger

Bei der gewünschten Reaktion entsteht im Zerfallskanal des ppK^- zu 50% ein Λ (siehe Tabelle 2.3), daher wäre es hilfreich Ereignisse, in welchen dieses Hyperon vorkommt, durch ein weiteres Triggersignal in der Datenaufzeichnung anzureichern. Zur Rekonstruktion von Λ -Hyperonen ist es zudem notwendig, dessen Zerfallsvertex bestimmen zu können. Da die Zerfallsprodukte jedoch hauptsächlich unter kleinen Polarwinkeln emittiert werden (siehe Abschnitt 2.3), benötigt man einen weiteren Spurpunkt, da mit Spuren, die im HELITRON rekonstruiert werden, eine Vertexrekonstruktion nicht möglich ist.

In Abschnitt 4.1 sind Berechnungen der Reaktionsrate und Luminosität dargestellt. In Abschnitt 4.2 ist das Konzept eines Triggers für Λ -Hyperonen und dessen hardwaremäßige Realisierung in Abschnitt 4.3 beschrieben.

4.1 Motivation des Λ -Triggers

Zur Bestimmung der erwünschten Luminosität benötigt man zunächst die absoluten Wirkungsquerschnitte für Proton-Proton-Reaktionen. In Tabelle 4.1 sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für Proton-Proton-Reaktionen bei 3GeV kinetischer Strahlenergie zusammengefasst [YA07, FC07, DG08].

Unter Berücksichtigung der Akzeptanz, der Rekonstruktions- und Detektoreffizienz für die Reaktion ppK^- ($\epsilon_{tot} = 0,2\%$) benötigt man etwa $4,2 \cdot 10^5$ produzierte ppK^- um diese mit einer Signifikanz von 5σ nachweisen zu können. Die Effizienz- und Akzeptanzwerte wurde Anhang von Monte Carlo Simulationen bestimmt [FC07].

Eine Messzeit von 23 Tagen entspricht dann folgender Luminosität:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{K^-pp}}{\sigma_{ppK^-} \cdot t_{Prod.}} = \frac{4.2 \cdot 10^5}{1\mu b \cdot 23 \cdot 24 \cdot 3600s} = 0,211 \frac{1}{\mu b \cdot s}$$

Als Target ist vorgesehen ein Volumen aus flüssigem Wasserstoff (LH2) mit einer Länge von 1cm einzusetzen. Die Teilchendichte von flüssigem Wasserstoff berechnet sich aus dessen Dichte ρ_{LH2} multipliziert mit der Avogadro-Konstante N_A geteilt durch die molare Masse

σ (total) [mb]	44
σ (inelastische Reaktionen) [mb]	26
σ (Reaktion mit Strangeness) [mb]	0,208
σ (K^+ + irgendwas) [mb]	0,146
σ (Λ + irgendwas) [mb]	0,089
σ (ppK^-) [mb]	0,001

Tab. 4.1: Wirkungsquerschnitte für Proton-Proton-Reaktionen mit unterschiedlichen Produkten für eine kinetische Energie von 3 GeV. Die Werte σ (total), σ (inelastische Reaktion) und σ (Reaktion mit Strangeness) sind aus [DG08]. Der Wirkungsquerschnitt σ (ppK^-) wurden in [YA07] berechnet.

von Wasserstoff $M_{mol,LH2}$. Um die Zahl der Protonen zu erhalten muss man noch mit deren Anzahl pro 2H -Molekül (=2) multiplizieren.

$$n_{LH2} = \rho_{LH2} \cdot \frac{N_A}{M_{mol,LH2}} \cdot = 70,8 \frac{kg}{m^3} \cdot \frac{6,022 \cdot 10^{26} \frac{1}{kmol}}{2 \frac{kg}{kmol}} \cdot 2 = 4,12 \cdot 10^{28} \frac{1}{m^3}$$

Aus diesen Werten lässt sich die benötigte Strahlintensität \mathcal{F} bestimmen:

$$\mathcal{F} = \frac{\mathcal{L}}{n_{LH2} \cdot d_{Target}} = \frac{0,211 \frac{1}{\mu b \cdot s}}{4,12 \cdot 10^{28} \frac{1}{m^3} \cdot 0,01m} \approx 5 \cdot 10^6 Hz$$

Es wird somit eine Strahlintensität von 5 MHz benötigt, was bei einer Spilllänge von 10s einer Anzahl von $5 \cdot 10^7$ Protonen pro Spill entspricht. Diese Intensität kann bei Reaktionen am FOPI-Experiment erreicht werden.

Für diese Strahlintensität kann man auch die zu erwartende Reaktionsrate für Untergrundreaktionen bestimmen. Man verwendet den totalen Wirkungsquerschnitt für Proton-Proton-Reaktion von $\sigma_{total} = 44mb$ (siehe Tabelle 4.1) zur Berechnung der totalen Reaktionsrate für Proton-Proton-Reaktionen (R_{total}).

$$R_{total} = \mathcal{L} \sigma_{total} = 0,211 \frac{1}{\mu b \cdot s} \cdot 44mb = 9,3kHz$$

Aufgrund der Totzeit der Datenaufnahme, die hauptsächlich durch die Driftkammern bedingt ist, können am FOPI-Experiment die Daten nur mit einer Rate von 600 Hz aufgenommen werden.

Die Datenrate muss somit durch Trigger um einen Faktor 15-20 reduziert werden.

Durch das FOPI Triggersystem (siehe Abschnitt 3.2.3) ist eine solche Reduktion nicht zu erreichen, da dieses System für Schwerionenkollisionen entwickelt wurde.

Es wird somit eine Erweiterung des Triggersystems benötigt, um die Datenrate um den geschwünschten Faktor verringern zu können.

Dafür benötigt man einen zusätzlichen Detektoren für das FOPI-Spektrometer, der die Triggerrate entsprechend reduzieren kann.

Darüber hinaus sollte dieser Detektoren auch einen weiteren Spurrpunkt zwischen Target und HELITRON erzeugen können, da aus Spuren der Driftkammer HELITRON alleine der Zerfallsvertex des Λ nicht rekonstruiert werden kann (siehe Abschnitt 3.1.2).

4.2 Λ -Trigger-Konzept

Das Konzept eines solchen Detektors muss derart gestaltet sein, dass dadurch im optimalen Fall lediglich die für das Experiment uninteressanten Ereignisse verworfen werden. Das bedeutet im Umkehrschluss, dass ein solcher Trigger speziell auf Teilchen aus dem Zerfallskanal der ppK^- reagieren sollte (siehe Tabelle 2.3).

Da man in diesem zu 50% ein Λ -Hyperonen erhält, ist es sinnvoll ein Detektorsystem zu entwickeln, welches auf diese triggern kann.

Um auf Λ -Hyperonen zu triggern, werden dessen Zerfalleigenschaften ausgenutzt. Das Λ -Hyperon hat eine mittlere Lebensdauer von $\tau_\Lambda = 2.6 \cdot 10^{-10} s$. Dies übersetzt sich in eine mittlere Weglänge des Λ bis zu seinen Zerfall vom $l_\Lambda = c\tau_\Lambda = 7,89 cm^1$. Die möglichen Zerfälle sind in Tabelle 4.2 aufgelistet [DG08].

Am wahrscheinlichsten entsteht beim Zerfall des Λ -Hyperons ein Proton und ein Pion, wo-

$$\Lambda \rightarrow \begin{cases} p + \pi^- & (63.9 \pm 0.5) \% \\ n + \pi^0 & (35.8 \pm 0.5) \% \\ n + \gamma & (1.75 \pm 0.15) \times 10^{-3} \\ p + \pi^- + \gamma & (8.4 \pm 1.4) \times 10^{-4} \\ p + e^- \bar{\nu}_e & (8.32 \pm 0.14) \times 10^{-4} \\ p + \mu^- \bar{\nu}_\mu & (1.57 \pm 0.35) \times 10^{-4} \end{cases}$$

Tab. 4.2: Zerfallskanäle des Λ -Hyperons [DG08].

durch man eine Erhöhung der Zahl an geladenen Teilchen erhält.

Um aus diesem Unterschied ein Triggersignal zu generieren, werden zwei Ebenen aus Siliziumdetektoren, die senkrecht zur Strahlrichtung positioniert sind, verwendet. Der Abstand vom Target zur ersten Ebenen (3cm) und der Abstand der beiden Ebenen zueinander (10cm) ist so gewählt, dass ein großer Anteil ($\approx 60\%$) der Λ -Hyperon zwischen den beiden Ebenen zerfällt. Auf den Siliziumdetektoren wird online die Teilchenmultiplizität gemessen und aus deren Vergleich ein Triggersignal erzeugt.

4.3 Aufbau des Λ -Triggers

Um dieses Konzept zu verwirklichen, wurde der Detektor mit dem Namen Si Λ ViO (**S**ilicon for **Λ -V**ertexing and **I**dentifikation **O**nline) entwickelt [Fab08]. Dieser besteht aus zwei Ebenen (Si Λ ViO A und Si Λ ViO B) von Siliziumdetektoren, welche einen Abstand von 9,5cm zueinander besitzen.

In Abbildung 4.1 ist das Prinzip des Triggers mit dem wahrscheinlichsten Zerfall des Lambda (siehe Tabelle 4.2) dargestellt. Nur das Kaon und Proton erzeugen ein Signal sowohl in Si Λ ViO A (grüne Sektoren) als auch in Si Λ ViO B (grüne und blaue Streifen). Das Λ -Hyperon erzeugt in Si Λ ViO A kein Signal, zerfällt zwischen den beiden Ebenen und die Zerfallsprodukte Proton und Pion erzeugen ein Signal in Si Λ ViO B (grüne und blaue Streifen).

Die dadurch entstehende Differenz in der Treffermultiplizität auf den beiden Ebenen kann

¹Die exakte Formel zur Berechnung der mittleren Weglänge ist $l = c\tau\gamma\beta$. Die Vereinfachung gilt für die Näherung $\beta\gamma = 1$. Dies entspricht für Λ -Hyperonen einem Impuls von $\approx 1,1 \frac{GeV}{c}$

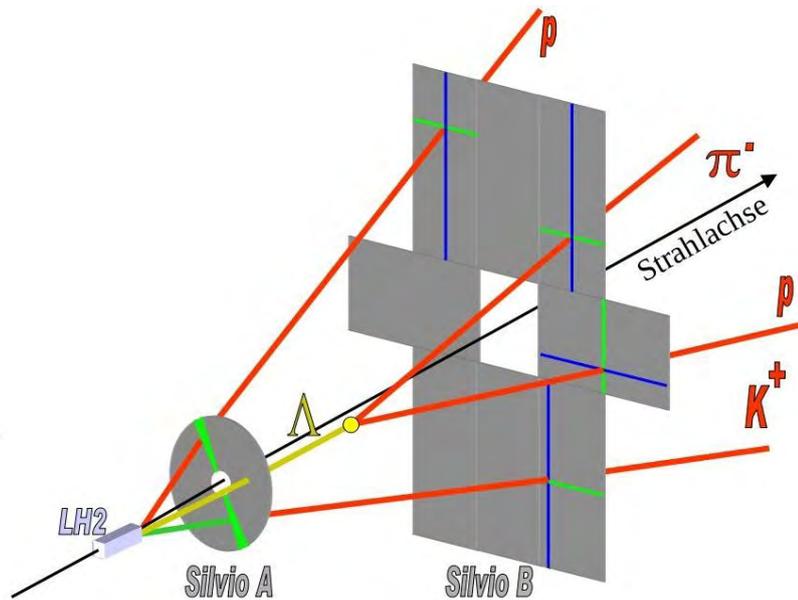


Abb. 4.1: Triggerkonzept: Aus der Reaktion erhält man ein Kaon, Proton und ein Λ . Kaon und Proton hinterlassen in Si Δ ViO A (grüne Sektoren) und Si Δ ViO B (grüne/blau Streifen) ein Signal. Das Λ hinterlässt kein Signal in Si Δ ViO A. Die Zerfallsprodukte des Λ (Proton und Pion) hinterlassen jeweils ein Signal in Si Δ ViO B.

als Triggerbedingung benutzt werden. Auf Si Δ ViO B werden zusätzlich durch die Streifen beider Seiten Spurpunkte gemessen, die für die Vertexrekonstruktion mit dem HELITRON benötigen werden.

4.3.1 Auswahl der Detektoren

Einer der zentralen Punkte, der vor der Konstruktion geklärt werden muss, ist die benötigte Dicke der Detektoren, da von dieser die hinterlassene Energie in den Detektoren abhängt. Diese muss groß genug sein, damit selbst die Signale der Teilchen, die am wenigsten Energie deponieren (sogenannte MIPs¹), vom elektronischen Rauschen der Detektoren mit hoher Effizienz und Reinheit getrennt werden können.

Tests ergaben dabei, dass Siliziumdetektoren mit einer Dicke von $500\mu\text{m}$ nicht ausreichen um eine solche Trennung zu ermöglichen.

Nach einem weiteren Test mit Siliziumdetektoren mit einer Dicke von 1mm (siehe Kapitel 5) zeigte sich, dass man damit die gewünschte Trennung erreichen kann.

4.3.2 Si Δ ViO A

Der Si Δ ViO A Detektor ist ein annularer Detektor der Firma CANBERRA [CAN], dessen aktive Fläche einen äußeren Radius von $23,5\text{mm}$ und einen inneren Radius von 7mm besitzt.

¹MIP= **minimal ionizing particles** Teilchen die aufgrund ihrer Geschwindigkeit beim Durchfliegen eines Mediums die geringstmögliche Energie in diesem verlieren.

Die positiv dotierte Seite (P-Seite) des Detektors ist in 32 Segmente unterteilt (siehe Abbildung 4.2). Die negativ dotierte Seite (N-Seite), welche nicht ausgelesen wird, ist unsegmentiert.

Die Platine auf dem dieser SiAViO A Detektor befestigt ist, wird per Steckerverbindung auf dem SiAViO A Board platziert (siehe Abbildung 4.3). Dieses Board hat eine achteckige Form mit einer Größe von 29,4cm von Kante zu Kante. In der Mitte befindet sich ein Loch mit einem Durchmesser von 47mm, um Teilchen nicht durch Platinenmaterial zu beeinflussen. Zur Schirmung vor Licht wird vor diesem Loch eine Alufolie mit einer Dicke von $10\mu\text{m}$ angebracht.

Dieses Board dient ebenfalls als Verbindung der innerhalb und außerhalb des Detektors laufenden Signalleitungen.

Die P-Seite von SiAViO A wird über Elektronik der Firma Mesystec ausgelesen (siehe Abschnitt 4.3.4).

Das Board von SiAViO A wird so angebracht, dass der Detektor einen Abstand zur Targetmitte von 3cm besitzt. Dadurch erhält man eine Polarwinkelakzeptanz von 13° - 38° mit einer Azimutalwinkelakzeptanz von 2π .

Diese Polarwinkelabdeckung ist sinnvoll, da durch den Lorentzboost die produzierten Teilchen hauptsächlich unter geringen Polarwinkeln emittiert werden (siehe Abschnitt 2.3). Durch die einseitige Segmentierung erhält man lediglich eine Azimutalwinkelinformation mit einer Genauigkeit von ca. $5,6^\circ$.

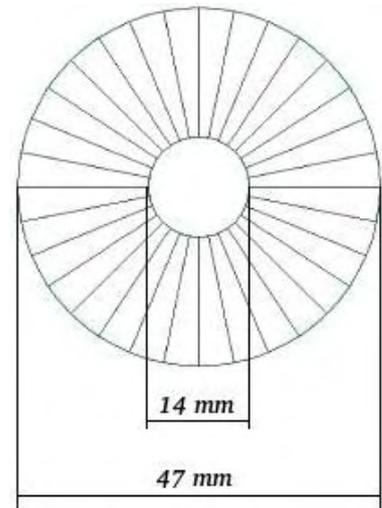


Abb. 4.2: Schematischer Aufbau des SiAViO A Detektors. Die Segmentierung ist auf der P-Seite des Detektors.

4.3.3 SiAViO B

Die SiAViO B Ebene besteht aus acht rechteckigen Siliziumdetektoren mit einer Fläche von jeweils $40\text{mm}\times 60\text{mm}$. Bei diesen Detektoren handelt es sich um doppelseitige Siliziumstreifendetektoren, ebenfalls der Firma CANBERRA [CAN], mit einer Dicke von 1mm mit einem Stereowinkel von 90° . Durch den Streifenabstand von 1mm befinden sich somit auf der negativ dotierten Seite (N-Seite) 40 Streifen und auf der positiv dotierten Seite (P-Seite) 60 Streifen (siehe Abbildung 4.4).

Die Detektoren sind auf separaten Platinen befestigt. Diese werden mit einem achteckigen Board (SiAViO B - Board) durch Stecker, die eine unterschiedliche Höhe besitzen und so angeordnet sind, dass die einzelnen Detektorflächen eine geschlossene Ebene bilden, verbunden. Das achteckige Board, welches mit den Detektoren die SiAViO B Ebene bildet, hat eine Größe von 26,6cm von Kante zu Kante.

Für die Triggerfunktion werden die Signale der N-Seiten verwendet. Diese werden per Flachbandleitungen zu Steckern auf dem SiAViO A-Board übertragen, von wo sie per geschirmten Kabeln zu den Vorverstärkern weitergeleitet werden.

Die Kombination von Signalen auf der P und N-Seite eines Detektors liefert die Ortskoordinaten der Spuren auf der SiAViO B-Ebene. Die P-Seiten werden durch APV Multiplexer-Chips (siehe Abschnitt 4.3.5), welche zwischen Ebene A und Ebene B positioniert sind, ausgelesen.

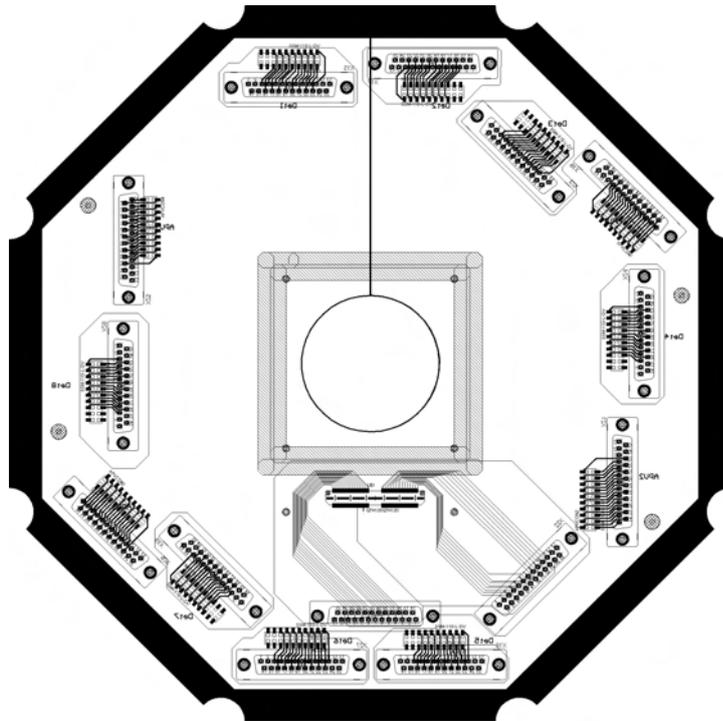


Abb. 4.3: SiAViO A Platine. Um das zentrierte Loch befindet sich ein Rahmen an dem eine Alufolie der Dicke $10\mu\text{m}$ befestigt wird. Die Stecker dienen als Verbindung der Signalleitungen beider Ebenen.

Um den Einfluss von Charge-Sharing-Ereignissen¹ so gering wie möglich zu halten, wird die Granularität der N-Seite verringert. Dazu werden die 40 Streifen in 16 Gruppen mit jeweils zwei oder drei Streifen zusammengefasst. In Simulationen zeigte sich, dass dadurch die Anzahl an Ladungsteilungsereignissen um 50% verringert wird [Rei]. Die Zahl 16 wurde aus dem Grund gewählt, da die Vorverstärker von Mesytec in Gruppen mit jeweils 16 Kanälen aufgeteilt sind, und man somit pro Detektor der SiAViO B Ebene ein separates Vorverstärkermodul verwenden kann.

Im Gegensatz dazu kann die Granularität der P-Seite von 1mm erhalten bleiben, da durch den Multiplexer Chip APV alle 60 Kanäle in einer kompakten Anordnung ausgelesen werden können.

4.3.4 Detektorauslese und Triggererzeugung

Die Auslese von SiAViO A und der N-Seite von SiAViO B geschieht, ebenso wie die Erstellung eines Multiplizitätstriggersignals, durch Module der Firma Mesytec [Mes].

¹Charge Sharing (=Ladungsteilung): Wenn ein Teilchen einen Streifendetektor nicht senkrecht durchfliegt, kann es ab einem Winkel von 5° dazu kommen, dass sich die hinterlassene Energie auf zwei Streifen aufteilt. Diese Ereignisse tragen zu einem verfälschen der Multiplizität bei.

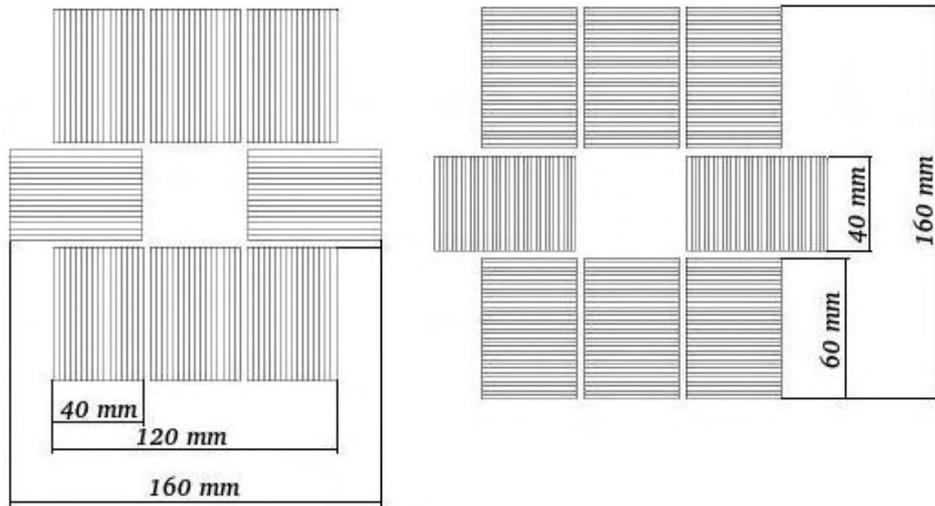


Abb. 4.4: Schematische Darstellung der SiΔViO B Detektoren mit Streifen der N-Seite(links) und Streifen der P-Seite (rechts).

• **Vorverstärker MPR**

Als Vorverstärker werden die Module MPR-64 oder MPR-32 verwendet (siehe Abbildung 4.5). Der Energiebereich dieser Module lässt sich auf 5MeV oder 25MeV einstellen. Die Einstellung, die man für den Trigger verwendet, ist 5MeV, da somit das Signal von MIPs, welches bei etwas 380keV liegt, besser auflöst werden kann.

Die Ausgabe pro Kanal erfolgt per differentiellem Signal über Twisted-Pair-Flachbandkabel.

Die Spannungsversorgung geschieht über RS-232 Kabel. Die Hochspannungseinspeisung für jeweils 16 Kanäle erfolgt per LEMO-Kabel.

Für Testzwecke besitzen die Module für jeweils 16 Kanäle einen Eingang um das Signal eines Pulsers einzuspeisen.



Abb. 4.5: Mesytec Vorverstärker MPR64

• **Shaper STM-16+**

Das differentielle Signal der Vorverstärker wird in die Shapermodule STM-16+ eingespeist (siehe Abbildung 5.4). In diesen werden die Signale der 16 Kanäle auf jeweils zwei separaten Wegen weiterverarbeitet.

Energiesignal:

Auf dem einen Weg wird das Signal zur Bestimmung der Energie langsam integriert ($t_{max} = 2\mu s$). Für SiΔViO ist eine Shapingzeit dieser Länge notwendig, da dadurch Verzögerungen des Triggersignals im finalen Aufbau kompensiert werden können. Solche Verzögerungen resultieren aus der Verarbeitung des Triggersignals in der FOPI-Triggerlogik und den Kabellaufzeiten.



Triggersignal:

Auf dem anderen Weg wird das Signal durch eine schnelle Integrationschaltung verarbeitet ($t_{integration}=7ns$ / $t_{differentiation}=100ns$). Durch diese Signalverarbeitung lässt sich ein schnelles ($t \approx 150ns$) Triggersignal erzeugen. Dazu lässt sich für jeden Kanal eine separate Triggerschwelle einstellen. Wenn in mindestens einem Kanal ein Signal über dessen Schwelle liegt, wird ein NIM-Triggersignal ausgegeben. Die kurze Zeit zur Erzeugung des Triggersignals ist notwendig, um dieses mit den übrigen Triggersignalen verarbeiten zu können.

Multiplizitätstrigger:

An den Shaper lässt sich ein Multiplizitätsfenster ($M_{min} = 1 - 8$, $M_{Max} = 1 - \infty$) einstellen. Wenn die Anzahl der Kanäle, dessen Signale über der Schwelle liegen, innerhalb dieses Multiplizitätsfensters liegt, wird ein Multiplizitätstriggersignal ausgegeben.

CurrentOut:

Zur Bildung des Multiplizitätstriggers erzeugt das STM16+ ein analoges Signal (CurrentOut). Dieses besitzt eine Länge von $1\mu s$ und eine Höhe von $200mV$ pro Kanal, dessen Signal über der Schwelle liegt.

Durch dieses Verfahren können mehrere Module per Daisy-Chain¹ verbunden werden. Dadurch kann ein Multiplizitätssignal für mehrere Detektoren erstellt werden. Diese Funktion ist für SiAViO besonders vorteilhaft, da somit ein einzelnes Multiplizitätstriggersignal für die gesamte SiAViO B-Ebene erzeugt werden kann.

Abb. 4.6: Zusätzlich lässt sich dieses Signal per Ladungs-Digital-Wandler aufnehmen und somit auch zur Analyse der Daten verwenden.
Shaper
STM16+

Die Digitalisierung der Signale geschieht durch VME-Module der Firma CAEN [CAE].

Die Energiesignale werden durch peaksensitive Analog-Digital Wandler (ADC785) aufgezeichnet. In diesem Modul lassen sich 32 Kanäle digitalisieren.

Die CurrentOut Signal der Shaper werden durch einen ladungsintegrierenden Analog-Digital-Wandel (QDC792) aufgenommen. Dazu muss das Signal des CurrentOut um etwa 20dB abgeschwächt werden um durch den Wertebereich von $900pC$ aufgezeichnet werden zu können.

4.3.5 APV

Die Auslese der P-Seiten der acht SiAViO B Detektoren erfolgt durch APV-Chips. Dieser für das CMS-Experiment [Lea05] [CAS] entwickelte Chip dient als analoger Vorverstärker und Multiplexer für 128 Kanäle.

Durch die Multiplex Funktion der APV-Auslese ist es möglich die Auslese der 480 Streifen

¹Daisy Chain:

Als Daisy Chain bezeichnet man eine Verbindung von Hardwaremodulen, die in Serienschaltung vernetzt sind.

der acht SiAViO B Detektoren in einem kompakten System zu realisieren.

Neben dem geringen Platzbedarf besitzt der APV mit einer Speicherzeit von $4\mu\text{s}$ eine weitere für den Λ -Trigger notwendige Eigenschaft. Der Speicher des APVs ist in Zyklen von je 25ns eingeteilt, die durch ein 40-MHz -Clock-Signal getaktet werden. Die verarbeiteten Signale werden kontinuierlich in diesen Speicher geschrieben.

Die Ausgabe der gespeicherten Signale erfolgt durch einspeisen eines Triggersignals. Um die Signale aus dem korrekten Zyklus zu erhalten, muss dem APV bei der Initialisierung die Zeitdifferenz zwischen physikalischen Signal und Trigger mitgeteilt werden (siehe Abbildung 4.7). Dieser Wert (Latency), der von der Länge der Triggerverarbeitung abhängt, muss zuvor mit Hilfe einer Quelle oder eines Pulsers bestimmt werden.

Die Ladungssammlung geschieht auf einem vorgeschalteten AC-Kopplungsmodul. Die Signale werden von diesem Modul in den APV übertragen und für jeden Kanal separat verarbeitet. Im folgenden werden die Signale der Kanäle zusammengefasst und durch eine differentielle Leitung ausgegeben, wobei die Kanalinformation erhalten bleibt. Die Digitalisierung der Signale von bis zu vier APV-Chips erfolgt auf einem separaten Board (Bridge-Board), welches gleichzeitig zur Steuerung der APV-Chips dient.

Das verwendete Bridge-Board wurde am Lehrstuhl E12 der TUM entwickelt und gebaut [Böh06].

Die Auslese der digitalen Signale erfolgt mittels GTB-Bus durch das VME-Modul SAM3. Durch dieses an der GSI entwickelte Modul können die Daten der APV-Chips gemeinsam mit den Signalen der Mesytec-Auslese aufgezeichnet werden [SAM].

Um die Auslese der Siliziumdetektoren durch den APV zu ermöglichen, mussten einige Anpassungen durchgeführt werden.

Zunächst musste der Energiebereich, der beim APV-Chip standardmäßig etwa $1,7\text{MeV}$ beträgt, vergrößert werden.

Es sollte vermieden werden dem APV Signale an der Grenze des Energiebereich zuzuführen, da es sonst zum einem partiellen Absinken der Basislinie kommen kann [BM08b]. Dafür ist es notwendig den Energiebereich des APVs zu vergrößern, um auch eine nullunterdrückte Auslese zu ermöglichen.

Diese Aufweitung wird durch kapazitive Abschwächung der Signale durch zwei Kondensatoren erreicht. In Abbildung 4.8 sind die Schaltungen der zwei unterschiedlichen AC-Koppler, die eine Aufweitung des Energiebereichs um einen Faktor $5,7$ bzw. $3,35$ ermöglichen, skizziert. Das Verhalten dieser beiden AC-Koppler wurde im Testexperiment im Oktober 2008 untersucht, wobei sich zeigte, dass eine Aufweitung um den Faktor $3,35$ ausreichend ist.

Ein weiteres Problem, das gelöst werden musste, entstand durch die Kombination der Mesytec Elektronik mit der APV Auslese.

Als Zeitgeber für die Speicherzyklen benötigt der APV ein 40 MHz Rechtecksignal (=Clock). Außerdem wird zur Synchronisierung nach jeder Microsekunde ein Signal in Form eines Span-

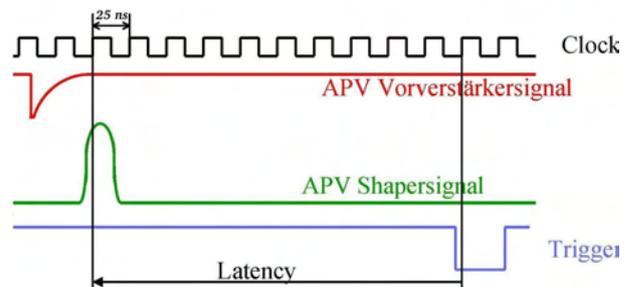


Abb. 4.7: Schematische Skizze der Latency im Vergleich zu den APV-Signalen.

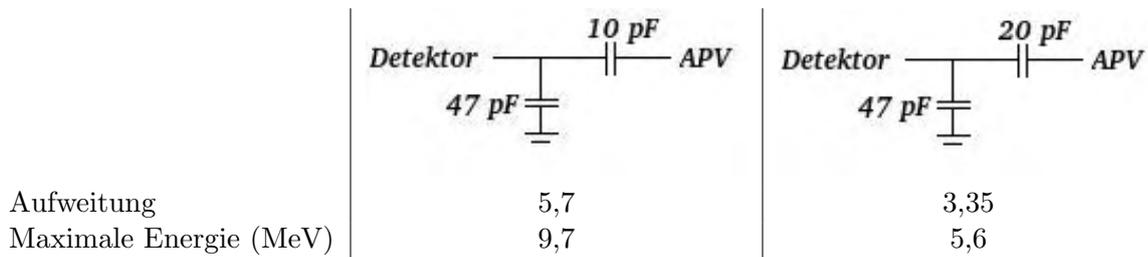


Abb. 4.8: AC Koppler mit unterschiedlicher kapazitiver Abschwächung zur Erzeugung verschiedener Energiebereiche.

nungspulses von APV zu Bridge-Board übertragen (Tick-Mark).

Diese Synchronisationssignale können über die Kapazität des Detektors auf die Seite der Mesystec Auslese koppeln, wodurch es nicht mehr möglich ist eine Triggerentscheidung für Teilchensignale zu treffen. In Abbildung 4.9 wird die Störung anhand eines Oszilloskopbildes erläutert. In Rot ist dabei das Signal der schnellen Integrationsschaltung, welches zu Erzeugung des Trigger verwendet wird, aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Teilchensignale deutlich überlagert werden.

Das Signal der Clock hatte dabei etwa die 8-fache und die Tick-Mark etwas die 50-fach Höhe

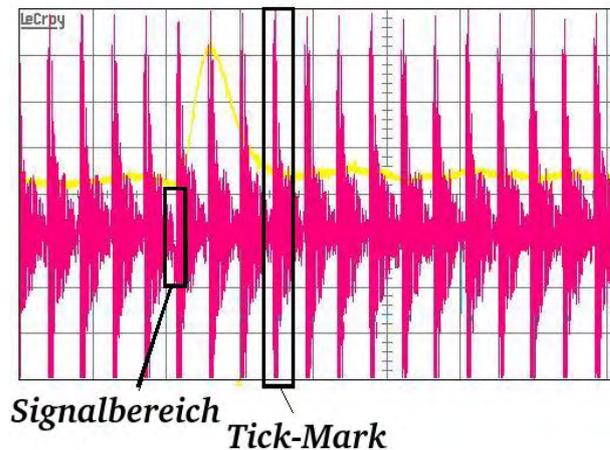


Abb. 4.9: Signal der schnellen Integrationsschaltung der STM16+ Shaper (rot) bei laufendem APV. Das Signal wird vollständig durch die Tick-Mark überlagert. Das langsam integrierte Signal (gelb) bleibt jedoch nahezu unbeeinflusst.

im Vergleich zu MIP-Signalen.

Um die Triggerfunktion bei gleichzeitigem APV-Betrieb gewährleisten zu können, mussten folgenden Veränderungen des Aufbaus durchgeführt werden:

- Optimierung der Erdung:
Besonders bei Auslesekonzepten mit APV muss eine gute Verteilung der Erdungspotentials gewährleistet sein.

Dafür muss die Erdung des APV mit der Erdung der Mesytec Elektronik verbunden werden und die Erdung der AC-Koppler an die APV Masse angeschlossen sein. Zur weiteren Verbesserung werden die Erdungen der N-Seiten auf der SiAViO A-Ebene verbunden. Diese geschieht jeweils zwischen zwei Detektoren, dessen P-Seiten durch den selben APV ausgelesen werden.

In Abbildung 4.10 ist die Erdung und Schirmung des Aufbaus schematisch dargestellt. Die Schirmung der Box ist über die Kabelschirmungen mit dem Gehäuse der Vorverstärker und der Erdung des Bridge-Boards verbunden (türkis). Die Signalleitungen N-Seiten werden über die SiAViO A Platine zu den Vorverstärkern geleitet (orange). Die Leitungen der P-Seite werden über Schutzdioden und kapazitive Ladungsteiler zu dem APV geführt (orange). Das Ausgangssignal des APV (grün) führt durch ein geschirmte Leitung zum Bridge-Board. Die Erdungsleitungen sind über eine Erdungsschicht auf der SiAViO B Platine verbunden und werden an die Erdung des APV angeschlossen. Durch die Optimierung der Erdungsverbindungen konnten der Einfluss der Tick-Mark und der Clock um ca.10% verringert werden.

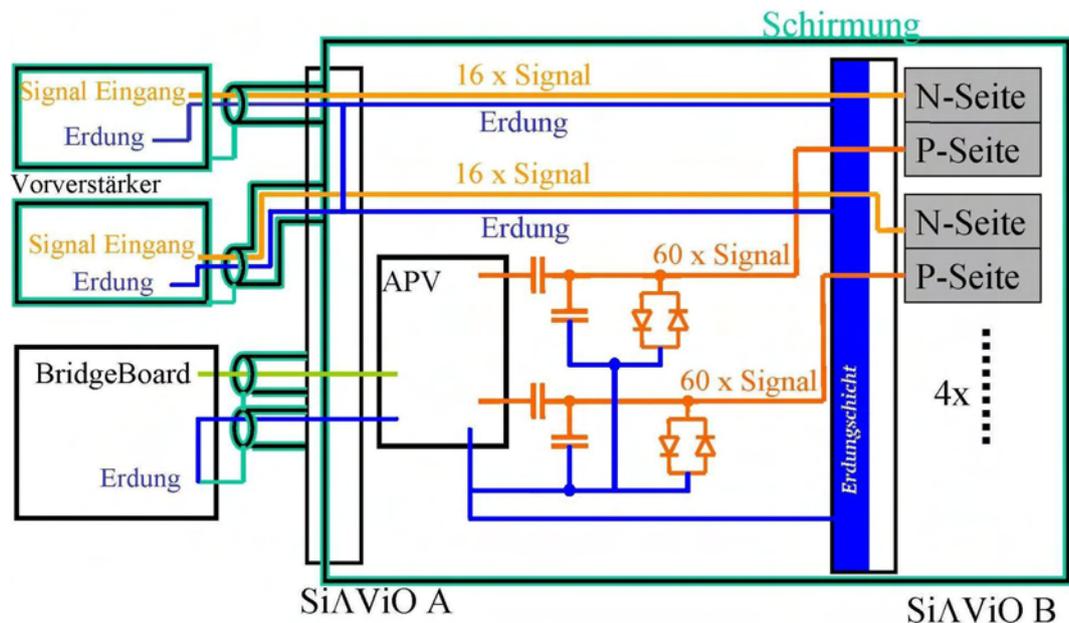


Abb. 4.10: Skizze des Erdungskonzepts von SiAViO B.

- Modifizierung der Shaper:

Die Integrationszeit des Fast Shaper des STM16+ entspricht mit 7ns etwa einem Low-Pass-Filter mit einer Grenzfrequenz von 140MHz. Somit liegt die Frequenz der Clock in einen Bereich, der durch die Shaper nicht gefiltert wird.

Durch Erhöhung der Integrationszeit (Austauschen des RC-Glieds des Fast Shaper) kann man den Einfluss der 40MHz Clock verringern. Durch diese Erhöhung erhält man jedoch eine ungenauere Zeitauflösung für das Triggersignal. Diese darf sich jedoch nicht mehr als 50ns verschlechtern, da man das Koinzidenzfenster für die Bestimmung der

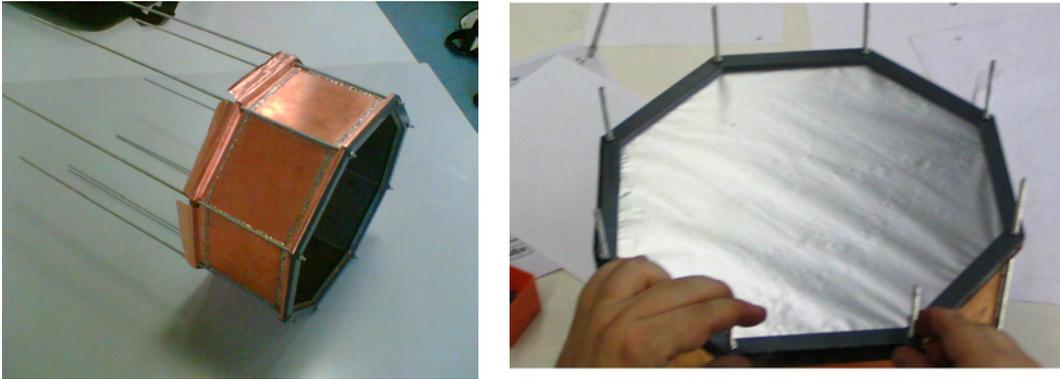


Abb. 4.11: Schirmungsgehäuse von SiAViO (links). Austrittsfolie der Rückseite von SiAViO.

Teilchenmultiplizität maximal um diese Zeitkonstante erhöhen kann.

Nach Rücksprache mit der Firma Mesytec war dadurch der maximale Wert für die Integrationszeit auf 50ns begrenzt.

Durch diesen Umbau konnte eine Reduktion der durch die Clock erzeugten Störung um etwa 40% bis 50% erreicht werden.

- Modifizierung der Kabel:

Durch weitere Optimierung der Twisted-Pair-Kabel konnte man den Einfluss der Störung endgültig auf die Hälfte der MIP Signale reduzieren. Sowohl die Signalleitung, durch welche die Tick-Mark übertragen wird, als auch die Erdungsleitungen wurden jeweils durch eine separate Schirmung geführt.

Durch diese Verbesserung ist es möglich den APV ohne Beeinflussung des Triggersignals zu betreiben.

4.3.6 Aufbau und Schirmung

Die beiden SiAViO Ebenen werden durch Kunststoffstangen, welche zur Stabilisierung mit Edelstahlrohren umrahmt sind, fixiert. Der Abstand ist dabei durch die Länge der APV-Boards mit AC-Kopplern gegeben.

Die 16 Signale pro Detektor N-Seite werden per Flachbandkabel von SiAViO Board B zu SiAViO Board A übertragen.

Von SiAViO Board A werden alle Signale (SiAViO A, SiAViO B N-Seite und SiAViO B APV) zu Sub-D Steckern verbunden, über welche diese zu den Vorverstärkern bzw. zum Bridge-Board geführt werden. Die Schirmung vor Licht und Störungen von SiAViO geschieht durch eine komplette Ummantelung mit leitendem Material.

Der elektronische Aufbau, bestehend aus den Platinen der SiAViO Ebenen, wird in das innere eines Gehäuses montiert (siehe Bild 4.11), dessen Wände aus kupferbeschichtetem Pertinax bestehen.

Die Vorderseite der Schirmung wird durch eine in das SiAViO A Board eingearbeitete Kupferschicht geschlossen. Die Rückseite des Detektors wird durch eine dünne Alufolie geschirmt. Befestigt wird SiAViO an einer Konstruktion (Spider), welche an der Vorderseite der CDC

von FOPI angebracht ist. Als Verbindungselement zwischen Spider und SiAViO dient ein Aluminiumflansch, an dem SiAViO befestigt wird und somit auf seiner Position innerhalb der FOPI-CDC gehalten wird (siehe Abbildung 4.12).

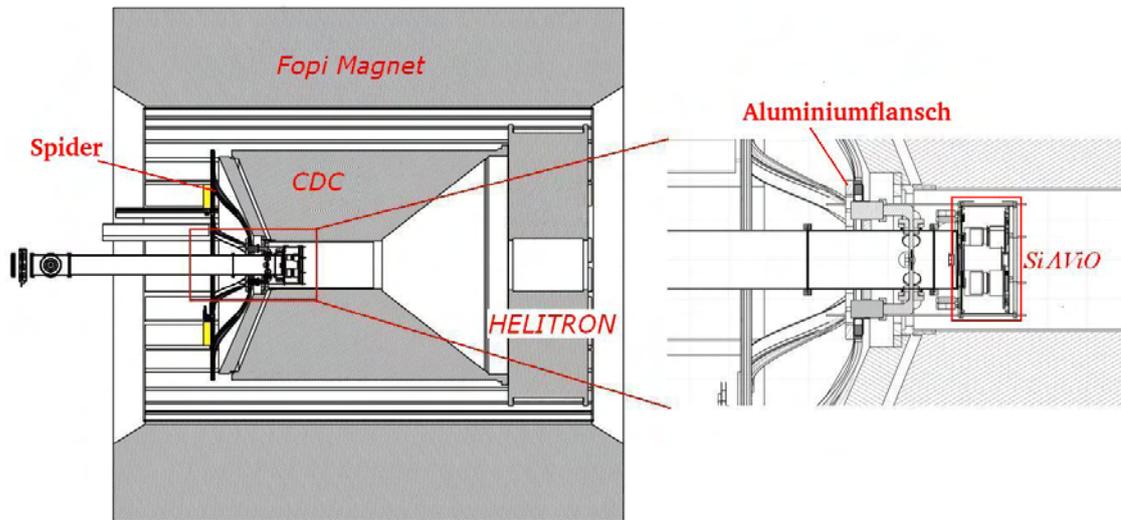


Abb. 4.12: Querschnitt durch den FOPI Aufbau mit der Position von SiAViO, der durch einen Aluminiumflansch und die Spiderkonstruktion an der Position innerhalb der CDC gehalten wird.

5 Testexperiment mit hochenergetischem Pionen-Strahl

Bevor die Entwicklung des Aufbaus von SiA*Vi*O beginnen konnte, mussten zunächst konzeptionelle Fragen über die Funktionsweise des Triggers geklärt werden. Dazu wurde im Oktober 2007 ein zweitägiges Experiment in der FOPI-Experimenthalle durchgeführt [BM08a]. Dabei sollten folgende Aspekte geklärt werden:

- Ist die Auslesegeschwindigkeit der Mesytec Elektronik schnell genug?

Das Triggersignal muss nach der Generierung zu der Triggerelektronik von FOPI geleitet werden. Dort wird zusammen mit den Signalen der anderen Triggersysteme ein gemeinsames Triggersignal für die Datenaufnahme erzeugt (siehe Abbildung 5.1). Dazu muss das Signal der Triggerdetektoren schnell genug übertragen werden, um in Koinzidenz mit den übrigen Signalen in der Triggerverarbeitung anzukommen.

Aus diesem Signal wird am Messplatz ein Gate für die Ausleseelektronik generiert. Dabei darf die Verarbeitung und die Laufzeit des Triggersignals maximal $2,0\mu\text{s}$ (Shapingzeit des Energiesignals im Modul STM16+) benötigen.

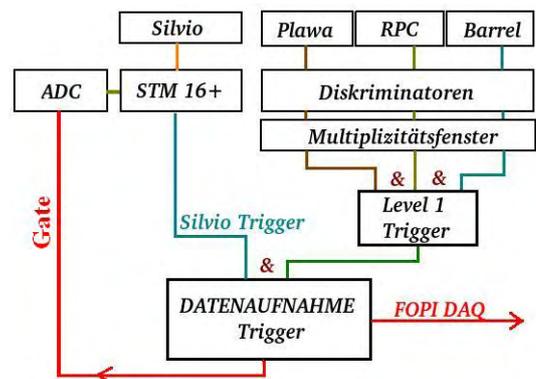


Abb. 5.1: Schema der Triggerlogik von FOPI mit SiA*Vi*O .

- Lässt sich mit 1mm dicken Silizium Detektoren auf MIPs triggern?

Um hardwaremäßig auf die Treffermultiplizität triggern zu können, muss das Signal auch für die MIPs vom Rauschen der Detektoren getrennt werden können.

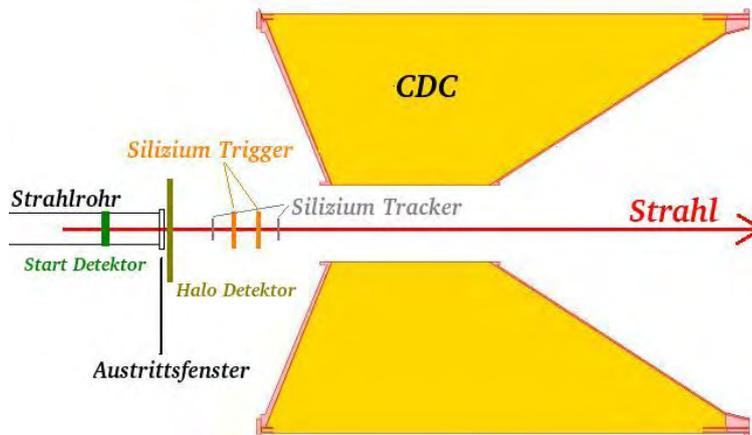


Abb. 5.2: Schematische Darstellung des Testaufbaus.

- Charakterisierung der Triggerelektronik

Wenn das Triggern qualitativ möglich ist, muss quantitativ überprüft werden mit welcher Effizienz und Reinheit ein Triggersignal generiert werden kann.

- Ist es möglich die Multiplizitätsinformation aufzuzeichnen und damit eine Offlineanalyse durchzuführen?

Für die Analyse ist es hilfreich eine gespeicherte Multiplizitätsinformation in den Daten zu besitzen. Dazu muss das analoge CurrentOut-Signal, das sich proportional zur Multiplizität verhält, aufgezeichnet werden.

Es muss geklärt werden, ob dies ohne die Triggerentscheidung zu beeinflussen möglich ist. Darüber hinaus muss geklärt werden mit welcher Signifikanz das Current-Out Signal die tatsächliche Multiplizität wiedergibt.

5.1 Aufbau des Testexperiments

Zur Erzeugung von Pionen mit MIP Energien wurden in diesem Test ein Protonenstrahl mit einem Impuls von $1,17 \frac{\text{GeV}}{c}$ auf ein Target geschossen. Diese Pionen wurden nach einem Polaritätsfilter zur FOPI-Experimentierhalle weitergeleitet.

Da es sich dabei um einen Test separater Siliziumdetektoren handelte, wurden die Detektoren des FOPI-Spektrometers (mit Ausnahme des Start-Detektors) nicht betrieben.

Für den Test wurden doppelseitige Siliziumstreifendetektoren mit einer Dicke von 1mm verwendet. Diese besaßen jeweils 40x40 Streifen mit einem Abstand zwischen den Streifenmitten von 1mm und einem Stereo-Winkel von 90° .

Zur Auslese der Detektoren wurden Vorverstärkermodule und Shaper von Mesytec verwendet (siehe Abschnitt 4.3.4). Da diese Elektronik jeweils in Gruppen zu je 16 Kanäle aufgeteilt ist, wurden auf beiden Seiten der

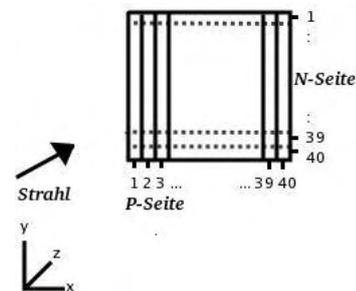


Abb. 5.3: Streifennummerierung der Siliziumdetektoren.

Detektoren die jeweils äußersten fünf Streifen zusammengefasst, um jede Detektoreseite mit zwei Mesytec-Modulen auslesen zu können.

Die Detektoren wurden so ausgerichtet, dass die Streifen der P-Seite vom Strahl zuerst getroffen wurden. Die Streifennummerierung ist in Abbildung 5.3 skizziert.

Die Detektoren wurden direkt in der Strahlachse positioniert (siehe Abbildung 5.2). Der Abstand untereinander betrug circa 2cm. Etwa 2cm vor und hinter den Detektoren waren zwei weitere Silizium-Streifen-Detektoren aufgebaut, die von einer Gruppe der Technischen Universität Heidelberg untersucht wurden. Dabei handelt es sich um $300\mu\text{m}$ dicke Detektoren mit einem Streifenabstand von $50\mu\text{m}$ und 640 Streifen pro Seite [Rei07].

5.1.1 Schirmung und Erdung

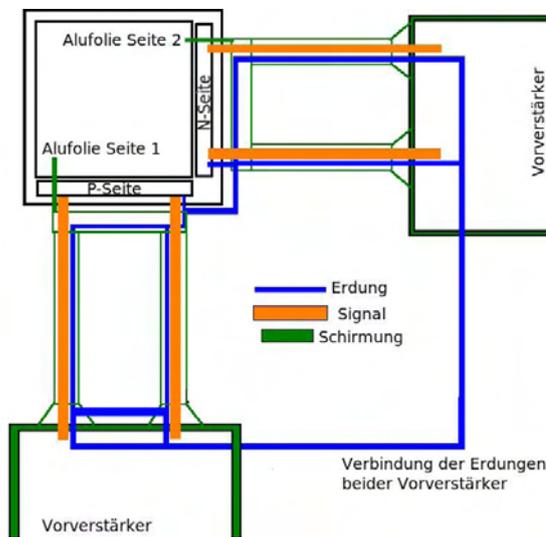


Abb. 5.4: Skizze der Schirmung und Erdung.

Um externe Störungen zu reduzieren, musste zuerst das Erdungs- und Schirmungskonzept ausgearbeitet werden.

Schirmung: Auf der Vorder- und Rückseite der Detektorenhalterungen wurde jeweils eine Folie aus $0,1\text{mm}$ dicken Aluminium, welche die Detektoren sowohl vor Lichteinstrahlung als auch gegen Störungen abschirmen sollten, angebracht. Diese wurden mit den Schirmungen der Datenkabel (grün) verbunden, die wiederum mit dem Gehäuse der Vorverstärker verbunden waren.

Erdung: Die Erdungsleitungen (blau) liefen durch die gleichen Kabel wie die Signalleitungen (orange). Auf der Detektorseite wurden diese einerseits untereinander als auch mit der Erdungsschicht der Detektoren verbunden.

Auf der Seite der Vorverstärker wurden die Erdungsleitungen mit der Erdung der Vorverstärker verbunden. Die Erdungen aller Vorverstärkermodule wurden ebenfalls verbunden.

Die geschirmten Signalkabel durften nicht zu nah an den Flachbandkabeln zwischen Vorverstärker und Shaper verlaufen, da dies zu Störungen durch Übersprechen führte.

5.1.2 Triggerverarbeitung

Das Triggersignal wurde durch die Mesystec Shaper STM16+ erzeugt (siehe Abschnitt 4.3.4). Dazu wurden die Module durch den CurrentOut so verbunden, dass man für beide P-Seiten der Detektoren zwei unabhängige Multiplizitätstriggersignale erzeugen konnte.

Die Triggersignale beider Detektoren wurden getrennt zur Triggerverarbeitung in die FOPI-Messhütte geleitet. Durch Elektronik (150ns) und Kabellaufzeiten (300ns) ergab sich eine Verzögerung in der Größenordnung von $0,45\mu\text{s}$. Diese Verzögerung war gering genug um das Triggersignal der Detektoren mit dem FOPI-Triggersystem zu kombinieren.

Triggerbit 9 (TB-9): Detektor 2 UND GOOD BEAM

Trigger auf Detektor 2 mit hardwaremäßig eingestellter Multiplizität=2 UND GOOD-BEAM

Triggerbit 10 (TB-10): GOOD BEAM

Trigger auf GOOD-BEAM

Triggerbit 11 (TB-11): Detektor 1 UND GOOD BEAM

Trigger auf Detektor 1, mit hardwaremäßig eingestellter Multiplizität=1 UND GOOD-BEAM

Tab. 5.1: Triggerbedingung. Die Bezeichnungen erfolgen aus dem jeweiligen Bit des Trigger-Pattern.

Von den FOPI-Triggern wurde der sogenannte GOOD-BEAM-Trigger verwendet. Dieser wurde durch zwei im Strahl positionierte Detektoren erzeugt.

Der Startszintillator S1 (siehe Abbildung 5.5) lieferte ein Triggersignal für jedes Strahlteilchen.

Der Halo H1 erzeugte ein Veto Signal für defokussierte Teilchen. Dazu wurden vier Szintillatoren so angeordnet, dass sie ein Fenster für fokussierte Teilchen freilassen (siehe Abbildung 5.5).

Der GOOB-BEAM Trigger wird erzeugt, wenn ein Teilchen im Startdetektor nachgewiesen und kein Teilchensignal im HALO gemessen wurde ($S1 \wedge !H1$).

Aus dem GOOD-BEAM-Trigger und den Triggersignalen der beiden Siliziumdetektoren (Si1/Si2 - graue Detektoren in Abbildung 5.5) wurden drei unterschiedliche Triggerbedingungen erzeugt (siehe Tabelle 5.1).

Die Triggerbedingungen lösten mit einem einstellbaren Unterdrückungsfaktor die Datenaufnahme von FOPI aus. Die Information, welche Triggerbedingung die Datenaufnahme ausgelöst hat wird ebenfalls in den Daten, im sogenannten Trigger-Pattern¹, aufgezeichnet.

Aus dem verarbeiteten Triggersignal wird am Messplatz ein Gate für die Datenaufnahme erzeugt. Die gesamte Verzögerung nach der physikalischen Ereignis beträgt im gesamten etwa $1,2\mu s$. Somit konnten die Daten ohne Koinzidenzprobleme zwischen Triggersignal und Energiesignal der Shaper aufgezeichnet werden.

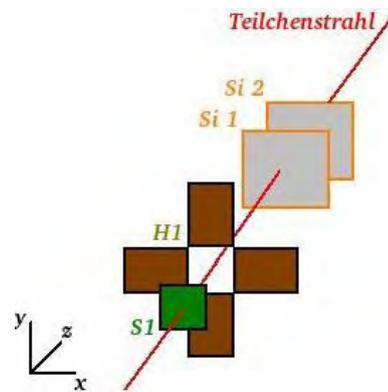


Abb. 5.5: Schematische Anordnung der Triggerdetektoren.

5.1.3 Multiplizitätsmessung

Um eine Information über die Anzahl der gefeuerten Streifen² auf beiden Seiten jedes Detektors zu erhalten, musste das analoge CurrentOut Signal der Shaper aufgezeichnet werden.

¹Trigger-Pattern:

16Bit-Wert in welchem jedes Bit einer Triggerbedingung entspricht. Das entsprechende Bit wird gesetzt, wenn die entsprechende Bedingung erfüllt wird. Somit kann für jedes Ereignis nachvollzogen werden, welche Triggerbedingung dieses ausgelöst hat.

²Gefeuerte Streifen: Kanal mit einem Signal, welches oberhalb der Schwelle dieses Kanals liegt.

Mit Hilfe von Abschwächern (Detektor1: 30dB / Detektor2: 26dB) und Verzögerungen ($1,5\mu s$) war es möglich das Signal durch einen ladungsintegrierenden Analog-Digital-Wandler (QDC) zu digitalisieren.

Die Abschwächer mussten verwendet werden, da das Signal das CurrentOut von 200mV pro gefeuerten Streifen zu hoch war für den Wertebereich des QDC ($900pC$, $R_{int} = 50\Omega$).

5.1.4 Aufgezeichnete Daten

Zu Beginn wurde mit einem π^- -Strahl gemessen. Um eine höhere Statistik zu erhalten, wurde auf positive Polarität umgeschaltet. Dadurch erhielt man sowohl π^+ als auch Protonen. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Protonen bei diesem Impuls keine MIP-Energien besitzen.

5.2 Rohdatenanalyse

Die erste Frage, die geklärt werden muss, ist, ob sich MIP-Signale vom Rauschen trennen lassen. Dazu wird zunächst das Spektrum für den reinen π^- Strahl betrachtet. In Abbildung 5.6 (links) ist ein typisches ADC-Spektrum dargestellt, wobei sich die ADC-Kanäle proportional zur Energie verhalten. Anhand dieses Spektrums ist zu erkennen, dass das Signal der Pionen vom elektronischen Rauschen der Detektoren eindeutig getrennt werden kann.

Zur quantitativen Analyse des Trennungsverhaltens gleicht man an das Rauschen eine Gauss-

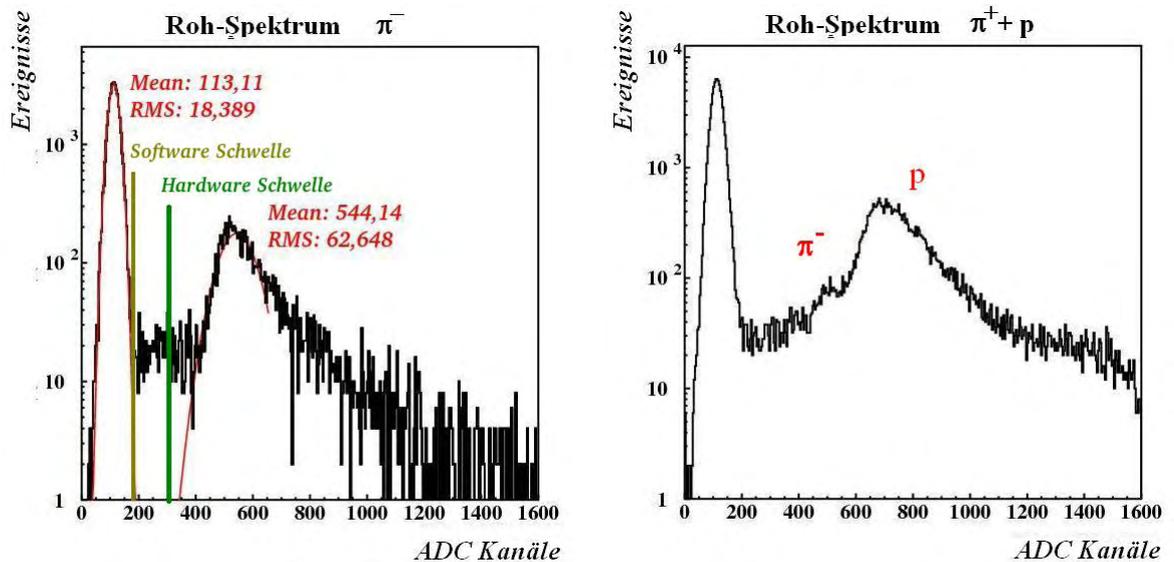


Abb. 5.6: Typische Rohspektren eines Streifens der Siliziumdetektoren für π^- -Strahl (links) und für π^+ - und p-Strahl (rechts).

kurve und an die Linke-Seite das Signals ebenfalls eine Gaussverteilung (rote Kurven) an. Die Mittelwerte (mean) und σ -Wert(RMS) der angepassten Gausskurven sind im Spektrum 5.6 angegeben.

Als Schwelle zwischen Rauschen und Signal wird der Wert $mean_{Rauschen} + 3,5\sigma_{Rauschen}$ gesetzt. Damit kann man die Trennungseinheit bestimmen. Diese gibt an wie viel Prozent des Rauschens unterhalb der Schwelle liegt. Dies entspricht einem Wert von mehr als 99,9%.

Desweiteren bestimmt man die Effizienz der Trennung als der Anteil der Gaussverteilung ($mean=544,14/\sigma=62,648$), der oberhalb der gesetzten Schwelle liegt. Durch diese Gaussverteilung wird der Anteil der Signale, die oberhalb der Schwelle liegen, unterschätzt (siehe Abbildung 5.6), wobei man als Folge durch die Verwendung der Gaussverteilung eine untere Grenze für den Wert der Effizienz. Dieser minimale Wert für die Trennungseffizienz beträgt 99,9%.

Das Signal der MIPs lässt sich somit sehr gut vom elektronischen Rauschen trennen, ohne dass Signale abgeschnitten werden.

Zur Analyse der Triggereigenschaften werden Ereignisse mit Protonen und positiven Pionen verwendet. In Abbildung 5.6 (rechts) ist ein typisches Rohspektrum für einen Strahl mit π^+ und Protonen dargestellt. Dabei ist an der linken Flanke des Protonenpeaks der des Signal der π^+ zu erkennen.

Für die weiteren Schritte der Analyse verwendet man nur die Ereignisse, deren Werte überhalb der Schwelle ($mean_{Rauschen} + 3.5\sigma_{Rauschen}$) des Rauschens liegen.

Die ADC-Werte überhalb der Schwelle werden geeicht, indem der Mittelwert des Rauschens abgezogen wird. Die somit erhaltenen Daten werden als CAL-Daten bezeichnet.

Die typischen CAL-Spektren für π^- und für $\pi^+ + p$ sind in der Abbildung 5.7 geplottet.

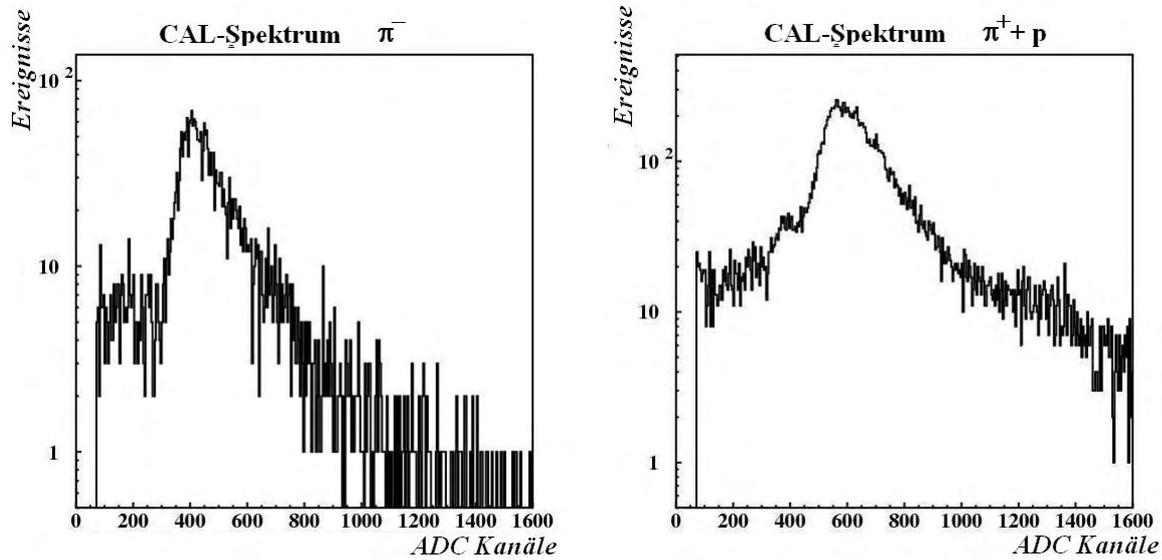


Abb. 5.7: Typische Calspektren eines Streifens der Siliziumdetektoren für π^- -Strahl (links) und für π^+ - und p -Strahl (rechts).

5.3 Analyse der Cluster und der Teilchenspuren

5.3.1 ClusterAnalyse

Zur Bestimmung der Trefferkoordinaten bildet man aus den CAL-Daten sogenannte Cluster¹. Die Koordinate des Treffers entspricht dem Mittelwert der Streifenpositionen gewichtet mit der Signalhöhe der einzelnen Streifen.

In Abbildung 5.8 sind die Clusteranzahl gegen die Clustergröße, für Detektor 1 mit Triggerbedingung 11 (links) und Detektor 2 mit Triggerbedingung 9 (rechts), geplottet. Die relative Häufigkeit der Kombinationen sind in den Tabellen 5.2 und 5.3 zusammengefasst.

Für Detektor 1 erhält man in 91,6% der Ereignisse einen Cluster mit der Größe eins. Dies

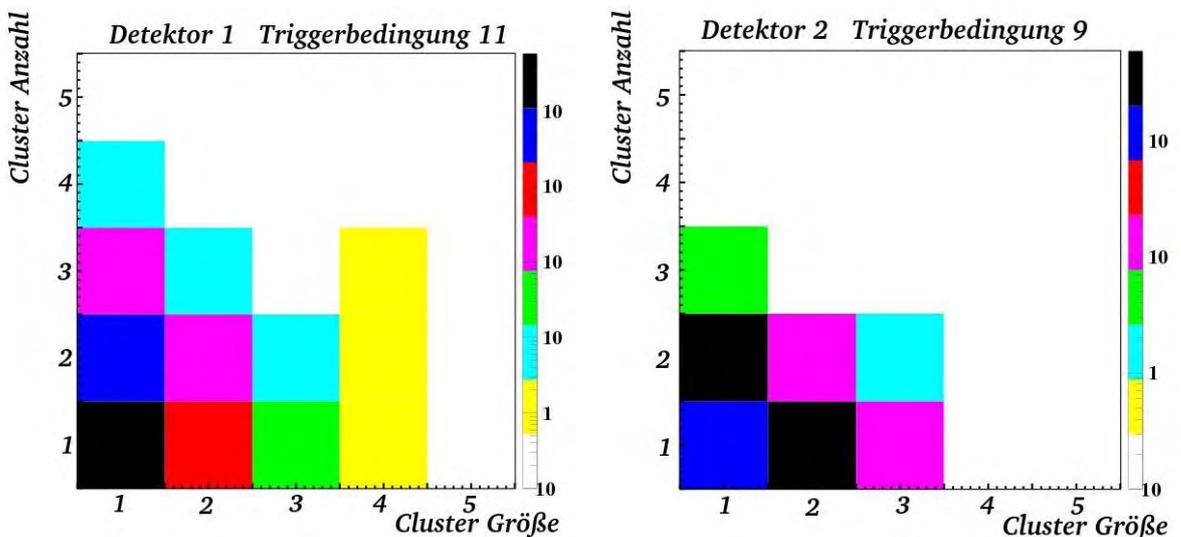


Abb. 5.8: Clusteranzahl gegen die Größe der Cluster, für Detektor 1 mit Triggerbedingung 11 (links) und Detektor 2 mit Triggerbedingung 9 (rechts).

ist sinnvoll, da man für Triggerbedingung 11 die Multiplizität eins auf Detektor 1 fordert. Die Ereignisse mit höherer Clustergröße beziehungsweise Clusterzahl resultieren daraus, dass die Hardwareschwelle der Shaper für manche Kanäle zu hoch gestellt war und somit Signale nicht in der Triggerentscheidung berücksichtigt wurden. Für Detektor 2 (siehe Tabelle 5.3) erhält man zu 82,3% sogenannte Multiplizität zwei Ereignisse, d.h. entweder einen Cluster mit Größe zwei oder zwei Cluster mit Größe eins. Auch hier lässt sich die Verringerung durch eine zu hohe Hardwareschwelle erklären.

Da vermutet wird, dass Ereignisse mit Clustergröße zwei durch Ladungsteilung (Charge Sharing) entstehen, muss untersucht werden, ob ein Zusammenhang zwischen Clustergröße und dem Winkel, in welchem die Teilchen den Detektor passiert haben, besteht. Dazu müssen zunächst die Spuren der Teilchen durch die Detektoren rekonstruiert werden.

¹Gruppen von gefeuerten Streifen

Anzahl / Größe	1	2	3	4	5
5	0%	0%	0%	0%	0%
4	0 %	0%	0%	0%	0%
3	0,17%	0%	0%	0%	0%
2	5,28%	0,17%	0,01%	0%	0%
1	91,63%	2,68%	0,04%	0%	0%

Tab. 5.2: Detektor 1 - relative Anzahl der Kombinationen aus Clusteranzahl und Clustergröße.

Anzahl / Größe	1	2	3	4	5
5	0%	0%	0%	0%	0%
4	0%	0 %	0%	0%	0%
3	0,47%	0,47%	0%	0%	0%
2	21,82%	2,20%	0,16%	0%	0%
1	13,42%	60,44%	1,02%	0%	0%

Tab. 5.3: Detektor 2 - relative Anzahl der Kombinationen aus Clusteranzahl und Clustergröße.

5.3.2 Spuranalyse

Um die Spuren der Teilchen durch die beiden Detektoren zu rekonstruieren, müssen aus den Clustern zunächst Trefferpunkte (Tracklets) erstellt werden. Dazu werden Treffer auf beiden Seiten eines Detektors kombiniert. Da diese einen Stereo-Winkel von 90° besitzen, erhält man aus den Clustern der P-Seite die x-Koordinate und den Clustern der N-Seite die y-Koordinate. Um die Punkte auf den Detektoren zu verifizieren, benötigt man zusätzlich die Trefferpunkte der beiden Tracker-Detektoren (siehe Abbildung 5.2), die vor und hinter den Detektoren aufgebaut sind¹.

Um mit den Detektoren Spuren zu rekonstruieren müssen zunächst die relativen Positionen der Detektoren zueinander bestimmt werden, wobei Triggerdetektor 1 als fester Bezugspunkt angenommen wird. Die Bestimmung der Verschiebungen der Detektoren relativ zu Triggerdetektor 1 erfolgt durch folgende Methode: Man bildet je ein Histogramm mit der Differenz der x-Positionen bzw. y-Positionen. Aus dem Mittelwert des Gaussfits an die Kurve bestimmt sich der Offset der Detektoren in der jeweiligen Richtung. Mit diesen werden die Trefferpunkte in den Detektoren verschoben.

Die relativen z-Positionen werden durch ein Minimierungsverfahren bestimmt. Dazu nimmt man die korrigierten x- und y-Werte der Treffer und führt jeweils einen linearen Fit in der x-z- als auch y-z-Ebene mit variablen z-Werten durch. Die Werte mit dem geringstem Fit-Residuum² werden als relative z-Positionen der Detektoren verwendet.

Die relativen Verschiebungen und z-Positionen aller Detektoren sind in Tabelle 5.4 eingetragen.

Bei diesem Verfahren wird angenommen, dass die Flugbahnen der Teilchen gleichmäßig um 0° (senkrecht zur Detektoroberfläche) verteilt sind. Die Annahme ist erlaubt, da die

¹**Konvention:** Triggerdetektor 1 und 2 sind die Silizium-Trigger-Detektoren. Trackerdetektor 1 und 2 sind die beiden Silizium-Tracker-Detektoren.

Die Nummerierung der Detektoren erfolgt aufwärts in Strahlrichtung

²Fit-Residuum: Summe der quadratischen Abweichung zwischen Trefferpunkt und gefitteter Spur.

Detektor	x-Offset [cm]	y-Offset [cm]	z-Position [cm]
Trackerdetektor 1	0,442	-1,8860	-2,59
Triggerdetektor 1	0	0	0
Triggerdetektor 2	-0,367	0,075	4,46
Trackerdetektor 2	0,571	-2,007	8,44

Tab. 5.4: Relative Positionen der Detektoren zu Triggerdetektor 1.

Detektoren senkrecht in der Strahlachse montiert sind und kein Target verwendet wurde.

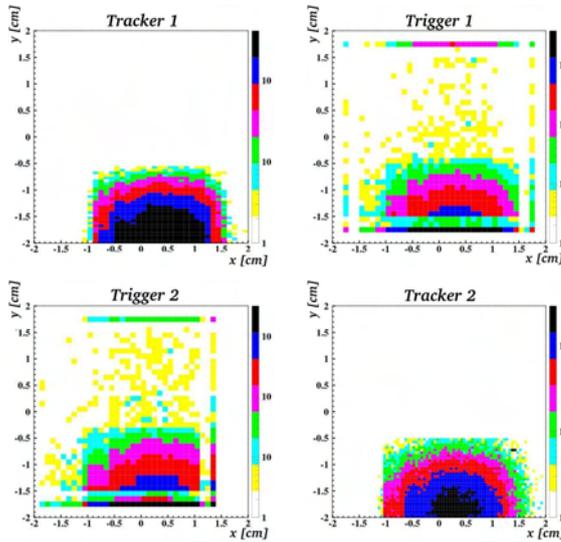


Abb. 5.9: Trefferpunkte auf den Detektoren nach x - y -Ausrichtung im Koordinatensystem von Triggerdetektor 1.

Die zu klärende Frage ist, ob man eine Veränderung in der Verteilung des Winkels relativ zur Detektoroberfläche für unterschiedliche Clustergrößen erhält.

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 5.11 die Winkelverteilung in der x - z -Ebene für Clustergröße eins (schwarz) und Clustergröße zwei (rot) auf der P-Seite von Detektor 1 aufgetragen. Die Verteilungen der übrigen Kombinationen befinden sich im Anhang A.

Dabei ist jedoch keine Verbreiterung in der Verteilung zu erkennen. Dies liegt daran, dass die meisten Teilchen ($\approx 99\%$) einen Winkel kleiner als 3° einschließen. Bei diesen Winkeln entsteht Ladungsteilung bei den Detektoren dadurch, dass Teilchen durch den Bereich zwischen zwei Detektorstreifen fliegen. Dieser Anteil lässt sich wie folgt abschätzen:

Der Bereich zwischen zwei Streifen besitzt eine Breite von $50\mu\text{m}$. Somit entspricht dieser Anteil der Ladungsteilung $\approx \frac{31 \cdot 50\mu\text{m}}{40\text{mm}} = 3,8\%$. Diesen Wert vergleicht man mit dem experimentellen Ergebnissen. Aus 5.11 erhält man $8,193 \cdot 10^5$ Ereignisse mit Clustergröße eins und 2955 Ereignisse mit Clustergröße zwei. Dies führt zu einem Verhältnis von $3,6\%$.

Dies bestätigt die Annahme, dass Ladungsteilung durch Ereignisse entsteht, in denen ein

In Abbildung 5.9 sind die Trefferpunkte auf den Detektoren im Koordinatensystem von Triggerdetektor 1 abgebildet. Die veränderte Struktur am Rand der Triggerdetektoren folgt daraus, dass am Rand fünf Streifen zusammengefasst wurden.

Mit den korrigierten Trefferpunkten und den relativen Abständen ist man in der Lage die Spuren zu rekonstruieren.

Um das gewählte Verfahren zu überprüfen, betrachtet man zunächst die Residuen für die Fits in der x - z -Ebene und der y - z -Ebene (Abbildung 5.10). Dabei besitzen $96,4\%$ der Spuren in x - z -Ebene und $96,2\%$ der Spuren in y - z -Ebene ein Residuum kleiner $0,1$. Ein Residuum von $0,1$ entspricht einer Abweichung pro Detektor von 2mm .

Spuren mit einem Residuum größer als $0,1$ in mindestens einer Ebene werden für die weitere Analyse verworfen, womit $92,8\%$ aller Spuren betrachtet werden.

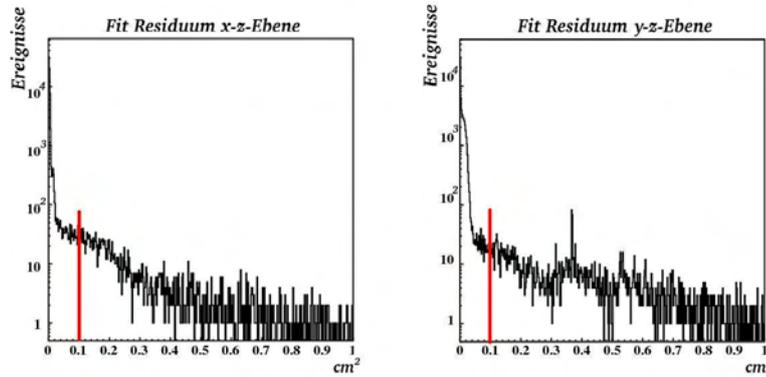


Abb. 5.10: Residuen für die Fits in x - z -Ebene (links) und für die y - z -Ebene (rechts).

Teilchen durch den Zwischenbereich der Streifen fliegt.

Um das Verhalten von Ladungsteilung, in welcher zwei Streifen durchflogen wurden, zu untersuchen, sind in diesem Experiment die Winkel zu gering.

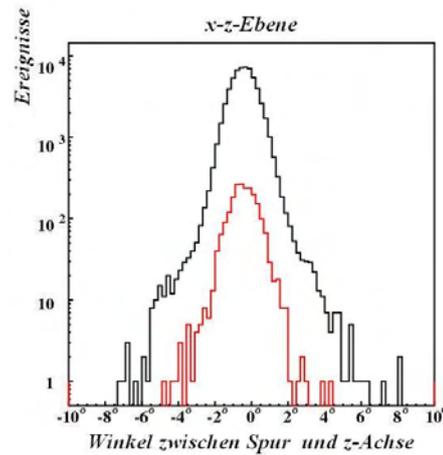


Abb. 5.11: Winkelverteilung der Spuren in x - z -Ebene für unterschiedliche Clustergrößen der P -Seite von Detektor 1. In schwarz ist die Winkelverteilung für Clustergröße gleich eins, in rot für Clustergröße zwei dargestellt.

5.3.3 Analyse der Detektoreffizienz

Mit Hilfe der beiden Trackerdetektoren kann die relative Effizienz der Triggerdetektoren bestimmt werden. Diese wird benötigt um eine quantitative Aussage über den Trigger treffen zu können.

Als Referenz verwendet man Spuren durch die beiden Trackerdetektoren. Dabei wird angenommen, dass Treffer auf den Trackerdetektoren zu einer Spur gehören, wenn der Winkel zwischen Spur und z -Achse in der x - z -Ebene ($\alpha_{x,tra}$) und y - z -Ebene ($\alpha_{y,tra}$) jeweils kleiner als 3° ist.

Die Detektoreffizienz resultiert aus dem Anteil der Spuren zu welchen es einen übereinstimmenden Treffer in Triggerdetektor 1, Triggerdetektor 2 oder in beiden Detektoren gegeben hat.

Um festzustellen, ob ein Punkt mit einer Spur übereinstimmt, bestimmt man den Winkel zwischen z-Achse und der Geraden durch den Trefferpunkt von Trackerdetektor 1 und dem Treffer in Triggerdetektor 1 bzw. Triggerdetektor 2.

In Abbildung 5.12 ist der Betrag der Differenz zwischen dem Winkel der Spur durch beide Trackerdetektoren und dem Geraden durch Trackerdetektor 1 und Triggerdetektor 1 für die x-z-Ebene geplottet.

Es wird eine maximale Winkeldifferenz von 4° festgelegt, für welchen angenommen wird, dass ein Treffer auf den Triggerdetektoren zu einer Spur durch die Trackerdetektoren gehört.

Die Effizienz relativ zu den Trackerdetektoren berechnet sich aus dem Verhältnis der Spuren

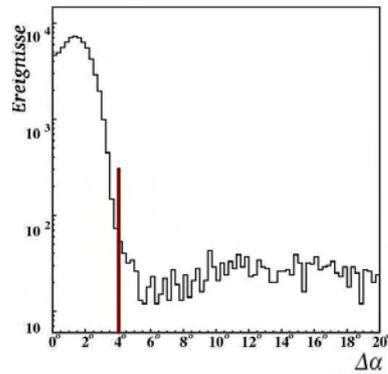


Abb. 5.12: Winkel zwischen z-Achse und Spur durch Trackerdetektoren minus Winkel zwischen z-Achse und der Spur durch Trackerdetektor 1 und Triggerdetektor 1. In Rot ist der Wert markiert, der als maximale Winkeldifferenz festlegen wurde.

mit übereinstimmendem Treffer zu der Gesamtzahl an Spuren durch die beiden Trackerdetektoren.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.5 aufgelistet. Die unterschiedlichen Effizienzwerte von Triggerdetektor 1 und Triggerdetektor 2 liegen daran, dass es sich bei den Testdetektoren um ältere Siliziumdetektoren handelte und sich bei Triggerdetektor 1 eine größere Breite des Rauschen gezeigt hatte.

	Anzahl Spuren	Übereinstimmende Treffer	Effizienz
Triggerdetektor 1	$8,415 \cdot 10^4$	$8,040 \cdot 10^4$	95,5%
Triggerdetektor 2	$8,415 \cdot 10^4$	$8,340 \cdot 10^4$	99,1%
Triggerdet. 1 & Triggerdet. 2	$8,415 \cdot 10^5$	$7,971 \cdot 10^5$	94,7%

Tab. 5.5: Bestimmung der Detektoreffizienz für Triggerdetektor 1, Triggerdetektor 2 und beiden Triggerdetektoren relativ zu den Trackerdetektoren.

5.4 Analyse der Triggerreinheit und Triggereffizienz

Mithilfe der bestimmten Spuren können die Funktionen des Trigger quantitativ analysiert werden.

Die Werte, die dafür bestimmt werden sollen, sind die Reinheit und die Effizienz des Triggersignals. Die Reinheit ist ein Mass dafür, wie stark das Triggersignal durch Rauschen beeinflusst wurde. Die Effizienz gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Teilchen ein Triggersignal ausgelöst hat.

Dazu benötigt man unterschiedliche Triggerbedingungen (siehe Tabelle 5.1).

5.4.1 Selektivität des CurrentOut-Signals

Aus den Signalen des CurrentOut soll die Multiplizität offline bestimmt werden. Dazu muss man überprüfen, ob sich dies anhand der Spektren durchführen lässt. Es handelt sich dabei um ein analoges Signal, wobei jeweils ein bestimmter Kanalbereich einer Multiplizität entspricht. Zur eindeutigen Zuordnung der jeweiligen Multiplizität müssen die entsprechenden Peaks sauber voneinander getrennt sein.

In Abbildung 5.13 (links) und 5.14 (links) sind die CurrentOut Spektren der P-Seiten von Detektor 1 und Detektor 2 dargestellt. Dabei kann man erkennen, dass die Peaks der unterschiedlichen Multiplizitäten trennbar sind. Die variierenden Positionen der Peaks in den beiden Spektren resultieren aus den unterschiedlichen Stärken der benutzten Abschwächer. Um die Triggeranalyse durchführen zu können, muss zunächst überprüft werden, ob diese Signale verwendet werden können, um in der Analyse auf die Multiplizität zu schließen. Mit den

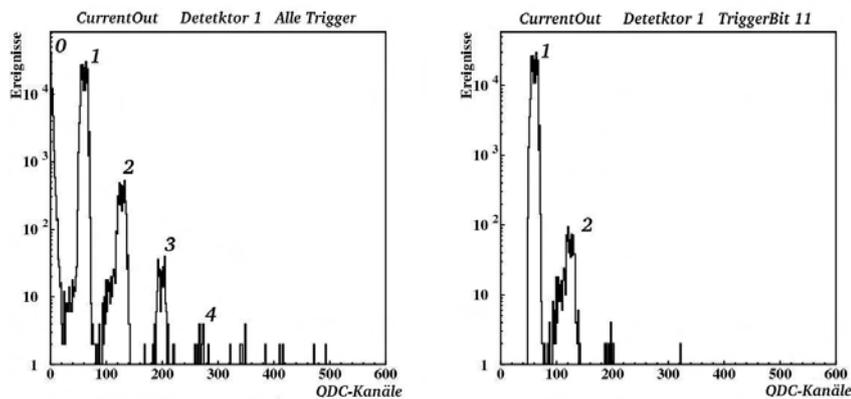


Abb. 5.13: Detektor 1: CurrentOut-Spektrum für alle Trigger (links) und mit Schnitt auf Triggerbedingung 11 (rechts).

Triggerbedingungen 9 und 11 (siehe Tabelle 5.1) kann man die Selektivität des CurrentOut beider Detektoren bestimmen. In Abbildung 5.13 sind die CurrentOut Spektren für Detektor 1 für alle Trigger (links) und mit Triggerbedingung 11 (rechts) geplottet.

Dabei ist gut zu erkennen, dass sich für Triggerbedingung 11 das Spektrum fast ausschließlich auf einen Peak, welcher der Multiplizität eins entspricht, reduziert. Zur Bestimmung der

Selektivität teilt man die Anzahl der Ereignisse mit Multiplizität eins durch die Gesamtzahl der Ereignisse, wodurch man eine Selektivität von 99,6% erhält.

Entsprechend kann für das CurrentOut-Signal von Detektor 2 und der Triggerbedingung 9 verfahren werden (siehe Abbildung 5.14). Hier ist ebenfalls eine Reduktion des Spektrums auf einen einzelnen Peak für Triggerbedingung 9, welcher der Multiplizität zwei entspricht, zu erkennen. Die Selektivität für diesen Fall beträgt 99,7%. Eine Verringerung der Selektivität liegt am Koinzidenzfenster der Triggererzeugung. Das Koinzidenzfenster des Triggersignals beträgt 100ns, was bedeutet, dass 100ns nach dem ersten Signal anhand der Höhe des CurrentOut die Multiplizität geprüft wird. Sollte ein Teilchen nach dieser Zeit eintreffen, wird dadurch nur noch das aufgezeichnete Signal des CurrentOut beeinflusst, da die Länge des Gates des QDC größer ist als 100ns.

Aufgrund der Selektivitätswerte von über 99% kann man die Daten des CurrentOut verläss-

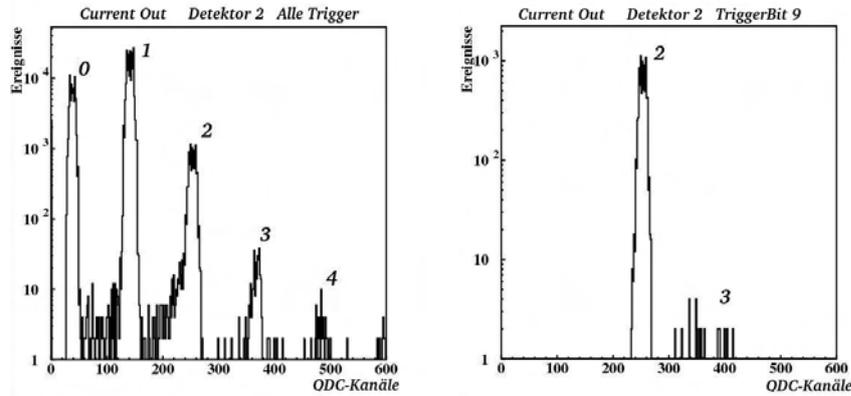


Abb. 5.14: Detektor 2: CurrentOut-Spektrum für alle Trigger (links) und mit Schnitt auf Triggerbedingung 9 (rechts).

lich als Information über die Teilchenmultiplizität verwenden.

5.4.2 Reinheit des Triggersignals

Einer der wichtigsten zu analysierenden Punkte ist die Reinheit des Triggersignals.

Um diese zu bestimmen, vergleicht man die Anzahl der Triggerentscheidungen der Elektronik (N_{Trig}) mit der Anzahl der aufgenommenen Signale über der Schwelle (N_{Schw}). Zur Berechnung von N_{Schw} addiert man die Anzahl der Signale überhalb des Rauschens auf einer Seite eines Detektors.

Für eine Reinheit von 100% müsste N_{Schw} gleich N_{Trig} multipliziert mit der eingestellten Triggermultiplizität betragen. Die Abweichung davon ergibt die Verunreinigung des Triggersignals.

Da man durch das CurrentOut-Spektrum eine verlässliche Information über die Triggermultiplizität besitzt, kann dieses benutzen werden um offline ein Multiplizitätssignal zu emulieren. Somit können für Triggerbedingung 10 bestimmte Multiplizitätsbedingungen ausgewählt werden. Dadurch kann man die Reinheit der Hardwaretriggermultiplizität mit der Reinheit der CurrentOut Multiplizität vergleichen. Dazu werden folgende Schnitte verwendet:

M1: Schnitt auf CurrentOut-Spektrum von Detektor 1 im Bereich zwischen Kanal 35-90 (siehe 5.13). Diese Bedingung entspricht Multiplizität eins.

M2: Schnitt auf CurrentOut-Spektrum von Detektor 2 im Bereich zwischen Kanal 230-280 (siehe 5.14). Diese Bedingung entspricht Multiplizität zwei.

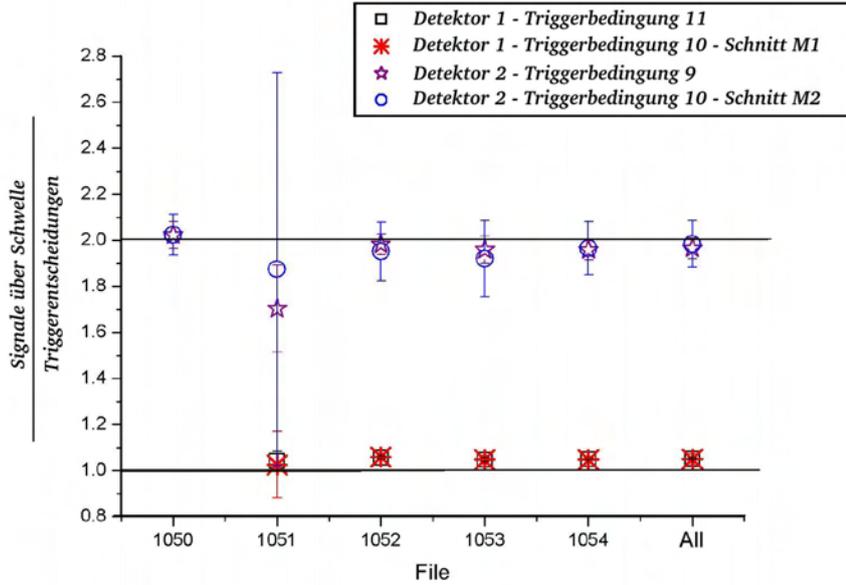


Abb. 5.15: Verhältnis aus Signalen über der Schwelle gegen Anzahl an Triggerentscheidungen. Für Detektor 1 mit TB-11 und TB-10 mit Schnitt M1. Für Detektor 2 mit TB-9 und TB-10 mit Schnitt M2.

In Abbildung 5.15 sind die Verhältnisse $\frac{N_{schw}}{N_{Trig}}$ abgebildet. Sowohl für Detektor 1 mit Triggerbedingung 11 und Triggerbedingung 10 mit Schnitt M1, als auch für Detektor 2 mit Triggerbedingung 9 und Triggerbedingung 10 mit Schnitt M2.

Die Auswertung wurde für die unterschiedlichen aufgenommenen Files (1050-1054) separat durchgeführt und daraus der Mittelwert(All) berechnet. Bei den Fehlern handelt es sich um rein statistische Fehler. Somit ergibt sich für File 1051 ein sehr großen Fehler, da in diesen nur wenige Ereignisse aufgenommen wurden.

Die Ergebnisse der Auswertung sind im Anhang B aufgelistet. Eine Korrektur mit der Detektoreffizienz muss nicht durchgeführt werden, da sowohl N_{Trig} als auch N_{schw} korrigiert werden und sich damit der Korrekturfaktor herauskürzt.

Daraus erhält man die folgenden Reinheitswerte:

Detektor 1 - Triggerbedingung 11: $94,80 \pm 0,53 \%$

Detektor 1 - Triggerbedingung 10 - Schnitt M1: $94,88 \pm 2,06 \%$

Detektor 2 - Triggerbedingung 9: $98,31 \pm 2,24 \%$

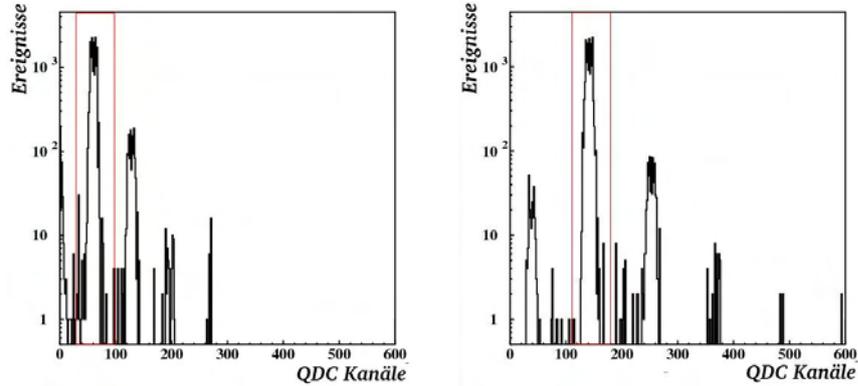


Abb. 5.16: *CurrentOut* Spektrum für Trigger 1 (links) und Trigger 2 (rechts) unter der Bedingung, dass man eine Spur durch die Tracker erhalten hat in Kombination mit Triggerbedingung 10. In Rot sind die Bereiche eingezeichnet die der Multiplizität eins entsprechen (Detektor 1: 35-90 / Detektor 2: 110-180).

Detektor 2 - Triggerbedingung 10 - Schnitt M2: $99,23 \pm 5,03 \%$

Aus diesen Werten ist zu erkennen, dass die Triggerentscheidung der Shaper nur zu einem geringen Anteil ($<6\%$) durch elektronisches Rauschen beeinflusst wurde. Das bedeutet, dass man durch die Hardwareschwelle das Signal vom Rauschen trennen kann.

Desweiteren erkennt man an den geringen Unterschieden der Reinheitswerte ($0,1\%$ bzw. $0,9\%$) zwischen der Triggerbedingung 11 bzw. 9 und der Triggerbedingung 10 mit Schnitt M1 bzw. M2, dass beide Methoden konsistent sind.

5.4.3 Analyse der Triggereffizienz

Die Triggereffizienz gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit man eine Triggerentscheidung erhält, wenn ein Teilchen durch den Detektor geflogen ist.

Dazu betrachtet man Ereignisse mit Triggerbedingung 10 (fokussierter Strahl) in Kombination mit einer Spur durch beide Trackerdetektoren (siehe Abschnitt 5.3.3)

Zur Berechnung der Effizienz bestimmt man anhand der *CurrentOut*-Spektren den relativen Anteil an Triggern mit Multiplizität eins. In Abbildung 5.16 sind die *CurrentOut*-Spektren der P-Seiten von Trigger 1 und Trigger 2 unter der geforderten Bedingung abgebildet.

In rot sind die Kanalbereiche markiert, die der Multiplizität eins entsprechen (Detektor 1: 35-90 / Detektor 2: 110-180). Der relative Anteil an Triggern mit Multiplizität eins resultiert aus dem Verhältnis der Ereignisse innerhalb der markierten Bereiche zu allen Ereignissen. Die Werte sind in Tabelle 5.6 für Detektor 1 und Detektor 2 aufgelistet. Um daraus die Triggereffizienz zu erhalten, muss man die Werte durch die Selektivität des *CurrentOut* (S_{CurOut}) (siehe Abschnitt 5.4.1) und die relative Detektoreffizienz (ϵ) (siehe Abschnitt 5.3.3) dividieren. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.7 aufgelistet. Die Verringerung der Triggereffizienz erfolgt aus Ereignissen in welchen die Hardware-Schwelle zu hoch eingestellt war und somit die Teilchen nicht erkannt wurden.

	Gesamtereignisse	Ereignisse Mult. eins	relativer Anteil Mult. eins
Detektor 1	13470	12386	92,0%
Detektor 2	13469	12935	96,0%

Tab. 5.6: Relativer Anteil an Ereignisse mit Triggermultiplizität eins.

	rel. Anteil Multiplizität eins	S_{CurOut}	ϵ	Triggereffizienz
Detektor 1	92,0%	99,6%	95,5%	96,7%
Detektor 2	96,0%	99,7%	99,1%	97,1%

Tab. 5.7: Berechnung der Triggereffizienz für Detektor 1 und Detektor 2 aus dem relativen Anteil an Triggern mit Multiplizität eins, der CurrentOut Selektivität (S_{CurOut}) und der relativen Detektoreffizienz (ϵ).

5.5 Zusammenfassung

Als zentrales Ergebnis der Auswertung dieser Strahlzeit kann festgehalten werden:

Das Auslesekonzept des Triggers funktioniert in dieser Konfiguration.

Im einzelnen konnten folgende Eigenschaften ermittelt werden:

1. Clusterbildung, Spurrekonstruktion und Detektoreffizienz.
 In der Analyse der Daten zeigt sich, dass man für verschiedene Multiplizitätsbedingungen unterschiedliche Clusterverteilungen erhalten hat. Für Multiplizitätsbedingung gleich eins erhielt man zu über 91% der Fälle einen Cluster mit Größe eins und für Multiplizitätsbedingung gleich zwei zu über 81% der Fälle einen Cluster mit Größe zwei oder zwei Cluster mit Größe eins.
 Durch zwei Referenzdetektoren konnten die Teilchenspuren rekonstruiert werden. Dabei zeigte sich, dass die Winkel der Spuren zu gering waren, um das Verhalten zwischen Ladungsteilung und Winkel zu untersuchen. Durch Teilchen, die durch den Bereich zwischen zwei Streifen geflogen sind, erhält man einen Anteil an Ladungsteilung von 3,6% bei Winkeln um 0° .
2. Bestimmung der Detektoreffizienz.
 Anhand der Referenzdetektoren konnte die relative Detektoreffizienz bestimmt werden. Diese beträgt für Detektor 1 95,5% und für Detektor 2 99,1%. Die Unterschiedlichen Werte lassen sich durch das Alter der Detektoren erklären.
3. Das Trennen von Rauschen und MIP-Signal ist hinreichend, um daraus ein Triggersignal zu bilden.
 Durch eine Hardwareschwelle ($\approx 220\text{keV}$) konnte das Signal der MIPs vom elektronischen Rauschen getrennt und somit auf MIPs getriggert werden.
 In der Softwareanalyse ließ sich das Rauschen vom Signal mit einer Effizienz und Reinheit von über 99% trennen.
4. Auslese der Multiplizitätsinformation.
 Die Auslese des analogen Multiplizitätssignals der STM16+ Shaper war ohne Beeinflus-

sung der Triggerfunktion möglich. Das aufgezeichnete Signal gibt mit einer Signifikanz von mehr als 99% die Treffermultiplizität wieder, wodurch dieses Signal für Offline Analysen verwendet werden kann.

5. Durch die einstellbare Hardwareschwelle erreicht man gute Effizienz- und Reinheitswerte.

Man kann durch die für jeden Kanal separat einstellbare Schwelle ein Triggersignal mit einer Reinheit von mindestens 95% erzeugen. Das Triggersignal wurde somit zu weniger als 6% durch elektronisches Rauschen beeinflusst. Man erhält eine Triggereffizienz von über 96% für Multiplizität eins, woraus sich schließen lässt, dass nahezu alle Teilchen durch die Triggerentscheidung erfasst wurden.

6 Testexperiment mit niederenergetischem Protonenstrahl

Da im Testexperiment an der GSI gezeigt wurde, dass das Triggerkonzept auf die gewünschte Weise funktioniert, konnte mit der Planung und Fertigung der Bauteile für SiAViO begonnen werden (siehe Abschnitt 4.3).

Diese waren im Mai 2008 abgeschlossen, so dass ein erster Beschleunigertest mit SiAViO durchgeführt werden konnte.

Dabei sollte folgendes untersucht werden:

1. Wie gut funktioniert die Auslese der Rückseite der Detektoren durch die APV-Chips? Um den APV in einem Energiebereich von 9,7MeV betreiben zu können, wurden, um diesen zu vergrößern, neue AC-Koppler entwickelt (siehe Abschnitt 4.3.5). In diesem Test sollte geklärt werden, in wie weit diese Veränderung die Qualität des Signals beeinflusst. Gleichzeitig sollte das Verhalten der APV Signale unter Sollbedingungen untersucht werden.
2. Wie ist das Ladungsteilungsverhalten der Detektoren bei unterschiedlichen Winkeln? Da die Teilchen bei dem Testexperiment mit Pionenstrahl (siehe Kapitel 5) an der GSI die Detektoren nur mit kleinen Winkeln ($<3^\circ$) durchflogen haben, konnten dabei keine ausreichenden Information über das Verhalten von Ladungsteilung in Relation zum Durchschusswinkel gesammelt werden. Desweiteren besitzt die Triggerseite der Detektoren der SiAViO B Ebene eine geringere Granularität als die Detektoren des GSI Testexperiments. Das Verhalten der Ladungsteilung unter verschiedenen Winkeln bei der finalen Granularität sollte in diesem Test geprüft werden.

6.1 Aufbau des Testexperiments

6.1.1 Tandembeschleuniger am Maier-Leibniz-Laboratorium (MLL)

Dieses Experiment wurde am Tandembeschleuniger des Maier-Leibniz-Laboratoriums [MLL] am Forschungszentrum Garching durchgeführt. Der Tandembeschleuniger funktioniert nach dem Prinzip des Van-de-Graaf Beschleunigers mit einer maximalen Spannung von ca. 12,5MV [RW70]. An diesem erhalten die Ionen durch Polaritätsänderung in der Mitte des Beschleunigers eine Energie von bis zu 25MeV pro Nukleon.

Dabei können Intensitäten von bis zu einem nA erreicht werden, d.h. für Protonen eine Teilchenrate bis zu 10^{10} Hz.

Da jedoch einzelne Teilchenereignisse betrachten werden sollten, wurde die Rate auf etwa 100 Hz geregelt.

Um einen minimalst möglichen Energieverlust in den Detektoren zu erreichen, wurden Protonen mit der maximalen Energie von 25MeV verwendet.

6.1.2 Experimentaufbau

Zur Untersuchung des Ladungsteilungsverhaltens unter verschiedenen Winkeln genügte es lediglich zwei Detektoren der Si Δ ViO B Ebene zu verwenden. Um dabei das Verhalten von N- als auch P-Seite zu untersuchen, wurde ein Detektor in horizontaler und einer in vertikaler Position der Si Δ ViO B-Ebene und der Si Δ ViO A Detektor verwendet (siehe Abbildung 6.1). Wie in Abbildung 6.1 zu erkennen ist, wurde Si Δ ViO dabei in umgekehrter z-Richtung aufgebaut, so dass die Detektoren von Si Δ ViO B zuerst vom Strahl getroffen wurden. Der Grund dafür liegt in den Teilchenenergien des Beschleunigers. Bei einer maximalen Energie von 25MeV ist der Energieverlust im Material vor den Detektoren nicht zu vernachlässigen und sollte so gering wie möglich gehalten werden. Bei normaler Aufhängung müssten die Protonen durch 1,5mm Platinenmaterial ($\Delta E \approx 4\text{MeV}$) fliegen; bei der gewählten Aufhängung lediglich durch $50\mu\text{m}$ Aluminium ($\Delta E = 30 - 35\text{keV}$). Um das Verhalten der Detektoren an unterschiedlichen Positionen unter verschiedenen Winkeln messen zu können, benötigt man eine in x- und y-Achse verschiebbare und zusätzlich um die y-Achse drehbare Halterungskonstruktion.

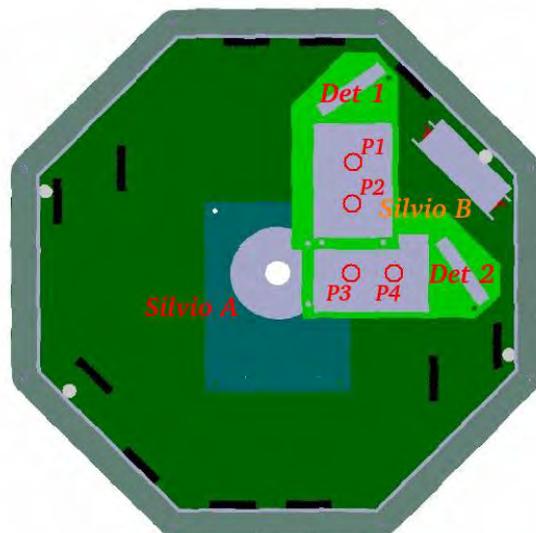


Abb. 6.1: Blick auf Silvio in Strahlrichtung. Auf der Si Δ ViO B-Ebene wurde ein Detektor mit vertikaler- (Detektor 1) und einer mit horizontaler- (Detektor 2) Ausrichtung angebracht. Dahinter befand sich der Si Δ ViO A Detektor. In Rot sind jeweils die Position P1-P4 angegeben die unter verschiedene Winkel vermessen wurden.

Dazu wurde ein höhenverstellbarer Arbeitstisch mit Führungsschienen auf der Arbeitsplatte verwendet. An diesem war eine Aluminiumkonstruktion befestigt, die in der y-Achse sowohl verschiebbar als auch um einen Winkel von bis zu 25° drehbar war. In Abbildung 6.2 ist der Aufbau relativ zum Strahlrohr skizziert.

An dieser Konstruktion wurden durch eine isolierte Halterung die Mesytecvorverstärker be-

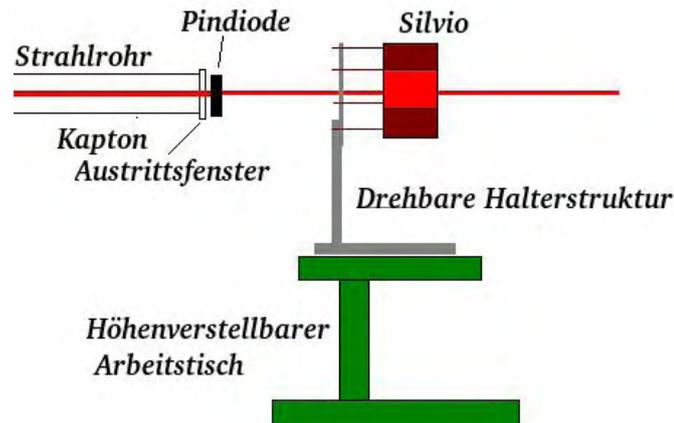


Abb. 6.2: Schematischer Aufbau des Experiments.

festigt. Die Module zur Steuerung des APV wurden in einer Alubox montiert, welche mit der Erdung der Module verbunden war.

Da Signalenergien von mindestens $3,5\text{MeV}$ zu erwarten waren, wurden die Mesytec Vorverstärker, um das Spektrum nicht abzuschneiden, im Energiebereich bis 25MeV betrieben. Der APV wurde durch kapazitive Abschwächer in einem Energiebereich von $9,7\text{MeV}$ betrieben (siehe Abschnitt 4.3.5).

6.1.3 Trigger

Als Trigger wurde ein Pindioden-Detektor (Abbildung 6.3), der zwischen Austrittsfenster und SiAViO positioniert waren (siehe Abbildung 6.2), verwendet. Dieser bestand aus einer etwa $0,4\text{mm}$ dicken Siliziumdiode, die zwischen zwei dünnen Alufenstern ($0,01\text{mm}$) angebracht war. Die Halterung befindet sich in einem Alugehäuse mit einer Wandstärke von etwa $0,8\text{mm}$. Die Pindiode wird an einen Vorverstärker angeschlossen, dessen Signal per Constant-Fraction-Discriminator in ein logisches NIM-Signal gewandelt wird.

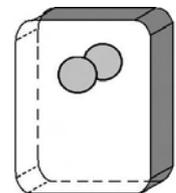


Abb. 6.3: Skizze der Pindiode.

6.1.4 Erwarteter Energieverlust in den Detektoren

Da sich verschiedene Materialien vor den Detektoren befanden, war es sinnvoll, die zu erwartenden Energieverluste zu bestimmen.

Dabei wird eine Anfangsenergie von 25MeV der Protonen vor Verlassen des

Strahlrohrs angenommen. Dabei muss zwischen den folgenden Fällen unterschieden werden (siehe Abbildung 6.4, siehe Anhang C) [Wei]:

1. Das Teilchen fliegt durch Ein- und Austrittsfenster der Pindiode (gelb).
2. Das Teilchen fliegt nur durch ein Fenster und durch eine Aluwand der Pindiode (rot).
3. Das Teilchen fliegt durch die vordere und hintere Aluwand der Pindiode (grün).

Somit erhält man drei mögliche Energieverluste in den Detektoren: $4,9 \pm 0,4 \text{ MeV}$ / $6,2 \pm 0,5 \text{ MeV}$ / $11,0 \pm 1,5 \text{ MeV}$.

Für SiAViO A erhält man zwei weitere mögliche Werte für den Energieverlust, wenn das Proton zuvor durch eine Detektor von SiAViO B geflogen ist: $6,4 \pm 0,5 \text{ MeV}$ / $11,0 \pm 0,6 \text{ MeV}$. Bei 11,0 MeV werden die Protonen im Detektor gestoppt.

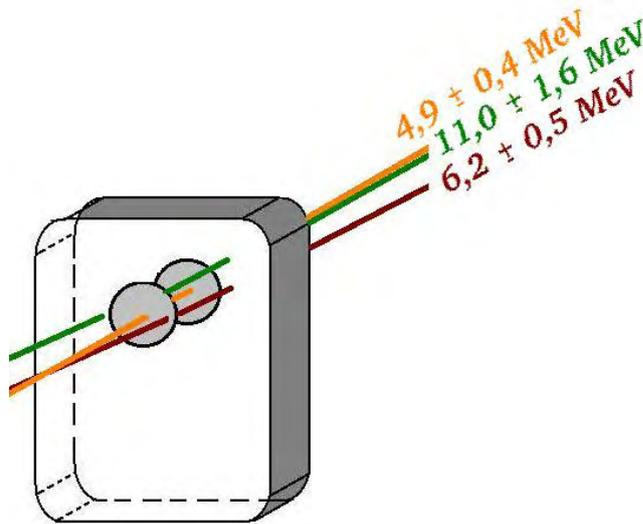


Abb. 6.4: Zu erwartende Energieverluste in den Detektoren für unterschiedliche Flugbahnen durch die Pindiode.

6.1.5 Gemessene Positionen

Um das Winkelverhalten der Ladungsteilung für N- und P-Seite der Detektoren zu untersuchen, wurde auf beiden SiAViO B Detektoren jeweils zwei unterschiedliche Positionen untersucht werden (siehe Abbildung 6.1). Diese wurden vor Beginn der Strahlzeit per Teleskop vermessen und die Stellungen der Halterstruktur markiert. Dadurch konnten die Positionen während der Strahlzeit schnell und einfach verändert werden.

6.2 Analyse der Rohdaten

Zunächst werden die Rohdaten sowohl der Auslese von SiAViO A und der N-Seite von SiAViO B per Mesystec-Elektronik, als auch die Auslese der P-Seite von SiAViO B per APV betrachtet.

6.2.1 Auslese per Mesytec-Elektronik

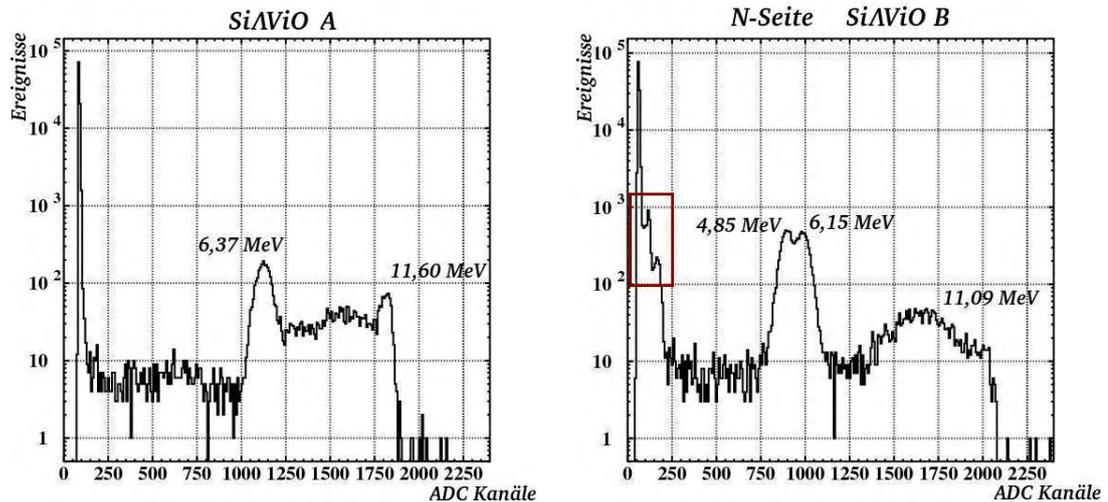


Abb. 6.5: Typisches Rohdatenspektrum der Mesytec Auslese von SiAViO A (links) und SiAViO B N-Seite (rechts).

In Abbildung 6.5 ist sowohl ein typisches Rohspektrum von SiAViO A (links), als auch eines der N-Seite von SiAViO B (rechts) dargestellt.

Im Spektrum von SiAViO B sind um den Kanal 800, den Kanal 1000 und ebenfalls um Kanal 1600 Peaks zu erkennen. Diese entsprechen den unterschiedlichen Energieverlusten der Protonen (4,9MeV/ 6,2MeV/ 11,0MeV). Die größere Breite der Verteilung um 11,0MeV folgt durch die größere Streuung der Protonenergien. Die maximale Energie um Kanal 1900 entsteht durch Protonen, die in den Detektoren gestoppt werden und dabei eine Energie von 12,4MeV hinterlassen.

Im Spektrum von SiAViO B sind zwei Peaks knapp oberhalb des Rauschens zu erkennen (rotes Fenster). Diese Störung wird vermutlich durch die Kopplung der APV Synchronisationssignale über die Detektorkapazität (siehe Abschnitt 4.3.5) verursacht. Diese werden zwar durch die Schaltung für das Energiesignal in den STM16+ Shapern abgeschwächt, jedoch nicht gänzlich eliminiert. Dies bestätigt sich durch die Betrachtung der Spektren von SiAViO A. In diesen treten neben dem Rauschen keine zusätzlichen Peaks auf. In diesem erkennt man auch eine unterschiedliche Struktur der Signale als in SiAViO B. Zum einen ist ein Peak um Kanal 1100, ein breiter um Kanal 1600 und ein dritter um Kanal 1800 zu sehen.

Da man keine Doppelpeakstruktur wie in SiAViO B erkennt, lässt sich schließen, dass alle Teilchen, die in SiAViO A Detektor gemessen wurden, zuvor durch SiAViO B geflogen sind. Somit entspricht dem Peak um Kanal 1100 ein Energieverlust von 6,4MeV. Der Peak um Kanal 1800 entspricht Teilchen mit einem Energieverlust von 11,6MeV, die in dem Detektor gestoppt werden.

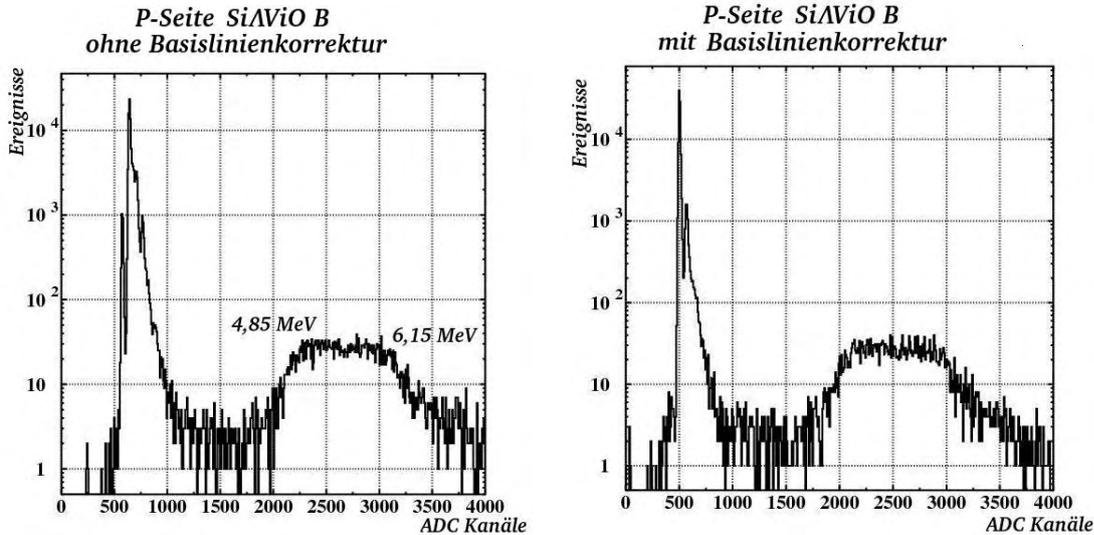


Abb. 6.6: APV Spektrum vor (links) und nach Basislinienkorrektur (rechts).

6.2.2 Auslese per APV

Die P-Seite von SiAViO B wird mit einem APV ausgelesen. In Abbildung 6.6 (links) ist ein typisches Rohspektrum eines Kanals abgebildet.

Zum einen ist ein breiter Peak zwischen Kanal 2000 bis 3500 mit dem Ansatz einer Doppelpeakstruktur zu sehen. Zum anderen erkennt man eine ungewöhnliche Struktur im Rauschen. Die Rauschverteilung ist aufgeweitet und es treten zwei Peaks oberhalb und einer unterhalb des Rauschens auf.

Dieses folgt daraus, dass, wenn das Signal eines Teilchen im APV aufgenommen wurde, die Basislinie des APV kollektiv absinkt. Die Stärke dieses Absinkens hängt dabei von der Höhe der aufgenommen Signalthöhe ab und variiert somit für verschiedene Ereignisse [RCF⁺00, Ber, Böh].

Um diesen Effekt zu kompensieren, muss jedes Ereignis separat korrigiert werden.

Dafür wird folgende Prozedur verwendet:

1. Erstellen der pedestal-korrigierten Daten

Da der Mittelwert des Rauschens nicht für alle APV-Kanäle auf dem gleichen Wert liegt, muss zunächst die Position des Rauschen für jeden APV-Kanal bestimmt werden. Dieser, für jeden Kanal unterschiedliche Wert, wird als Pedestal bezeichnet.

Dazu wurde vor Beginn der Strahlzeit ein Datensatz unter Versuchsbedingungen, jedoch ohne Teilchenstrahl, aufgenommen. Dadurch erhält man für jeden APV-Kanal eine Rauschverteilung. Durch Anpassung einer Gaussverteilung erhält man davon den Mittelwert(mean) und den RMS-Wert(σ).

Man verschiebt die Werte jedes APV-Kanals um den Mittelwert des Rauschen nach unten. Somit erhält man die sogenannten pedestal-korrigierten Daten.

Um bei der weiteren Berechnung negative Werte zu vermeiden, verschiebt man die Daten aller APV-Kanäle um einen konstanten Wert $C=500$ Kanäle nach oben.

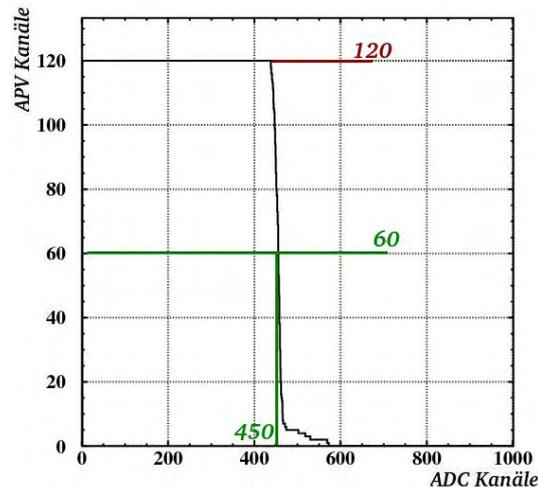


Abb. 6.7: S-Kurve für eine Ereignis. In y -Richtung ist für einen ADC-Wert (x -Achse) die Anzahl der APV-Kanäle eingetragen die einen größeren ADC-Wert als des entsprechenden Werts der x -Achse besitzen.

Dies ergibt die pedestal-korrigierten Daten mit einem konstanten Offset.

2. Bestimmen der Basislinie

Für diese Daten muss für jedes Ereignis separat die Basislinie bestimmt werden. Dazu wird folgende Technik verwendet [Ber, Böh]:

- a) Man erzeugt einen Vektor mit einer Länge von 4096. An die Stelle x dieses Vektors schreibt man die Zahl der APV-Kanäle, die einen ADC-Wert größer als x besitzen. Dabei erhält man die in Abbildung 6.7 dargestellte Verteilung (S-Kurve).
- b) Der Mittelwert des Rauschen bestimmt sich aus dem Wert, an welchem die Verteilung auf die Hälfte abgefallen ist. Im Beispiel von Abbildung 6.7 entspricht dieser dem ADC-Wert 450. Somit erhält man für jedes Ereignis die Position der Basislinie und kann die Werte jedes Ereignisses entsprechend verschieben um alle auf die selbe Basislinie ($C=500$) zu setzen. Das Ereignis aus dem Beispiel von Abbildung 6.7 müsste somit um 50 nach oben korrigiert werden. In Abbildung 6.6 (rechts) ist das korrigierte APV-Spektrum des gleichen Detektors und Streifens wie in Abbildung 6.6 (links) geplottet. Dabei ist gut zu erkennen, dass das Rauschen schmaler wird und sich die Anzahl der weiteren Peaks reduziert.
- c) Abschließend verschiebt man die Werte jedes APV-Kanals um den zuvor geschaffenen Offset ($C=500$) nach unten. Damit liegt der Mittelwert des Rauschen für alle Ereignisse auf dem ADC-Kanalwert 0.

Beim APV kann es neben dem kollektiven Absinken der Basislinie auch noch zu einem partiellen Abknicken der Basislinie kommen [RCF⁺00]. Dieser Effekte wurde jedoch bei den verwendeten APV durch einen modifizierten Widerstand im internen Vorverstärker des APV unterdrückt [BM08b, Web].

6.2.3 Eichung der Daten

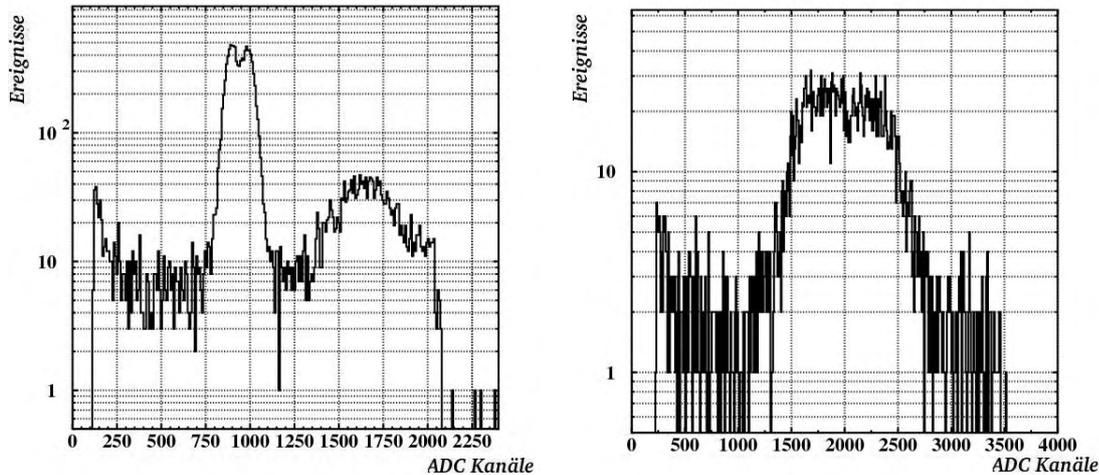


Abb. 6.8: Typische CAL-Spektren für SiAViO N-Seite (links) und P-Seite (rechts).

Um diese Daten weiter analysieren zu können, benötigt man Daten ohne Rauschen. Dazu werden lediglich die Signale oberhalb der Schwelle $mean + 3.5\sigma$ des Rauschens verwendet. Die Rauschwerte wurden zuvor unter Testbedingungen, jedoch ohne Strahl, aufgenommen. Die Schwellenwerte für die Kanäle des APV müssen dabei um den in der Basislinienkorrektur bestimmten Wert für jedes Ereignis verschoben werden.

Für die Daten von SiAViO B müssen weitere Methoden verwendet werden um die Störungen zu beseitigen:

- Bei Betrachtung einzelner Ereignisse zeigt sich, dass es sich um eine kollektive Störung handelt und somit mit einem Schnitt auf die Treffermultiplizität kleiner fünf sowohl auf der N-Seite als auch auf der P-Seite reduziert werden konnte.
- Um die restliche Störung aus den Daten zu entfernen, wurde die Schwelle für jeden Kanal der N-Seite um einen Wert von 50 und für die P-Seite um 200 angehoben. Dies muss bei der Analyse der Cluster berücksichtigt werden.

In Abbildung 6.8 sind typische Spektren der CAL-Daten für die N-Seite (links) und die P-Seite (rechts) abgebildet.

6.3 Vergleich der beiden Seiten mit unterschiedlicher Ausleseelektronik

SiAViO B soll dazu verwendet werden um einen zusätzlichen Spurpunkt der Teilchen zu rekonstruieren. Zur Bestimmung der x- und y-Koordinate des Punktes werden Kombinationen aus Clustern der N-Seite und der P-Seite gebildet. Cluster werden, analog zu Analyse des Testexperiments mit Pionenstrahl (siehe Abschnitt 5.3.1), aus benachbarten Streifen, mit Signalen oberhalb der Schwelle, erzeugt. Die Gesamtenergie eines Clusters entspricht dabei der

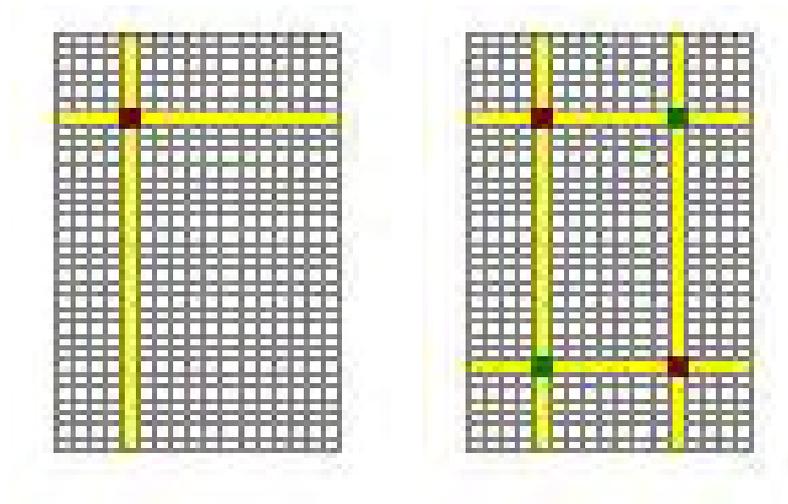


Abb. 6.9: Ein Treffer (links): Gefeuerte Streifen (gelb) der N-Seite und P-Seite werden zu einem Trefferpunkt (rot) kombiniert. Zwei Treffer (rechts): Zwei gefeuerte Streifen (gelb) auf beiden Seiten können neben den richtigen Treffern (rot) auch zu falschen Treffern (grün) kombiniert werden.

Summe der Energie in den einzelnen Streifen.

Wenn auf einer Seite mehr als ein Cluster existiert, werden auch falsche Kombinationen erzeugt (siehe Abbildung 6.9). Um sicherzustellen, dass es sich bei einer Kombination um einen echten Treffer handelt, werden zwei unterschiedliche Methoden verwendet.

Beim geplanten Experiment innerhalb des FOPI-Spektrometers wird nach Übereinstimmungen der Punkte mit Spuren in anderen Detektoren gesucht (CDC/HELITRON), wodurch falsche Treffer ausgeschlossen werden können.

Um Punkte auch ohne diesen Vergleich ausschließen zu können vergleicht man die Energien der Cluster beider Seiten. Dazu müssen verschiedenen Energien einer Seite unterscheidbar sein.

Um beide Seiten vergleichen zu können, muss man zunächst eine Energiekalibration der ADC-Werte durchführen. Für die N-Seite wird dazu jeweils eine Gausskurve an die unterschiedlichen Peaks des CAL-Spektrums angepasst um die Mittelwerte der Verteilungen zu erhalten. Durch einen linearen Fit diese Mittelwerte mit den Energieverlustwerten 4,9MeV, 6,2MeV und 11,0MeV erzeugt man dadurch eine Korrelation zwischen dem ADC-Kanal und den Energieverlusten. Falls es in Kanälen mit geringer Statistik nicht möglich ist, mehr als einen Peak zu rekonstruieren, wird als zweiter Fitpunkt der Ursprung verwendet.

Für die P-Seite muss das Verfahren etwas abwandelt werden. Da die Peaks der Energien 4,9MeV und 6,2MeV nicht getrennt sind, ermittelt man die Kalibrationsparameter dadurch, dass man den Mittelwert der breiten Verteilung durch einen Gaussfit bestimmt und diesen mit der Energie 5,5MeV identifiziert. Als zweiten Fitpunkt nimmt man wiederum den Ursprung.

Mit den auf diese Weise berechneten Energiewerten kann man die ADC-Kanäle in Energieverluste umrechnen.

In Abbildung 6.10 ist die Clusterenergie der P-Seite gegen die der N-Seite aufgetragen. Dabei

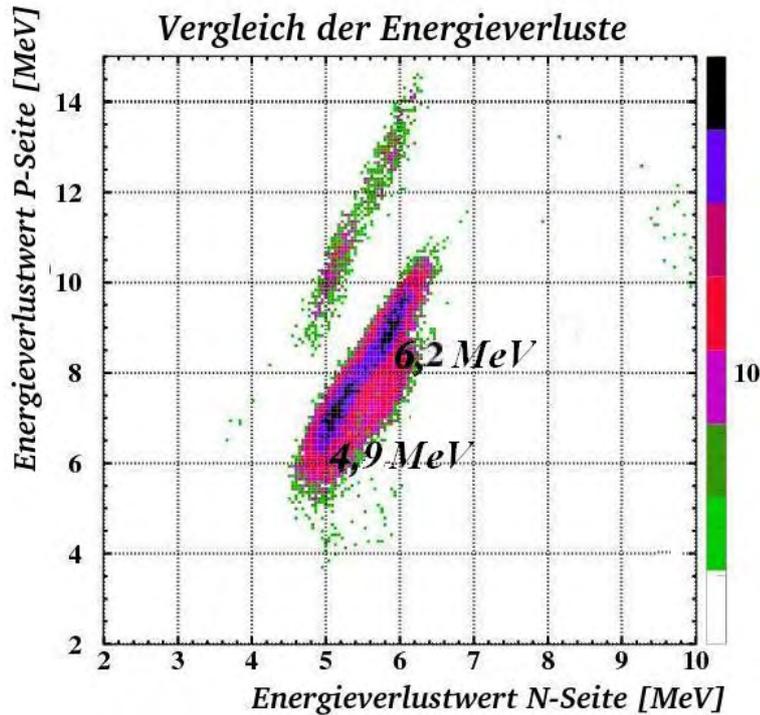


Abb. 6.10: Vergleich der Energie von Clustern der N-Seite und P-Seite. Man erkennt dabei zwei Peaks, die den Energien 4,9MeV und 6,2MeV entsprechen.

sind zwei unterschiedliche Peaks zu erkennen, die man aufgrund der Werte der N-Seite den Energieverlustwerten 4,9MeV und 6,2MeV zuordnen kann.

Anhand des Spektrums ist jedoch auch zu erkennen, dass das Kalibrationsverfahren ungenügend ist. Zum einen entsteht dadurch, dass als zweiter Fitpunkt der P-Seite den Ursprung verwendet wurde, eine Verschiebung in den Energieverlustwerten der P-Seite.

Ein weiteres Problem ist, dass Werte mit einer Clustergröße ungleich eins zu kleineren Energien verschoben werden.

Eine weitere Ungenauigkeit, die sich bei der Trennung der Energien ergibt, ist die Breite der Verteilung der Energieverluste. Durch das Material vor SiAViO erhält man eine Aufweitung der Energien um 8,4%, 8,8% und 14,0% (siehe Abschnitt 6.1.4).

6.4 Analyse der Cluster

Das zentrale Interesse dieser Strahlzeit galt der Untersuchung des Ladungsteilungsverhaltens. Dies ist besonders für die N-Seite des Detektors, auf diese getriggert werden soll, wichtig, da es durch Ladungsteilung zu einem Verfälschen der Multiplizitätsinformation kommen kann. Es soll das Verhalten für die unterschiedliche Granularität der N-Seite und der P-Seite von SiAViO B bestimmt werden (siehe Tabelle 6.1).

Seite	Streifenanzahl	Streifenabstand	Streifenbreite	Θ_{max}
P	60	1mm	1mm	24,9°
N	16	2,5mm (2 mittlere Streifen: 2mm)	2mm / 3mm	31,7°

Tab. 6.1: Anzahl der Streifen, Abstand zwischen den Streifenmitten, Streifenbreite sowie der maximale Durchschusswinkel im finalen Aufbau für beide Seiten von SiAViO B. Der größere Streifenabstand auf der N-Seite resultiert daraus, dass Streifen zu Gruppen je zwei bzw. drei Streifen zusammengefasst wurden.

6.4.1 Berechnung der Ladungsteilungswahrscheinlichkeit

Zunächst wird die Wahrscheinlichkeit für Ladungsteilung für beide Seiten der Detektoren berechnet.

Aufgrund der Anordnung der Detektoren auf der SiAViO B Ebene erhält man im finalen Aufbau unterschiedliche maximale Durchschusswinkel (Θ_{max}) relativ zur Anordnung der Streifen der N-Seite als auch der P-Seite. Diese sind ebenfalls in Tabelle 6.1 angegeben.

In diesem Test wurde das Verhalten bis zu einem Winkel von 25° gemessen.

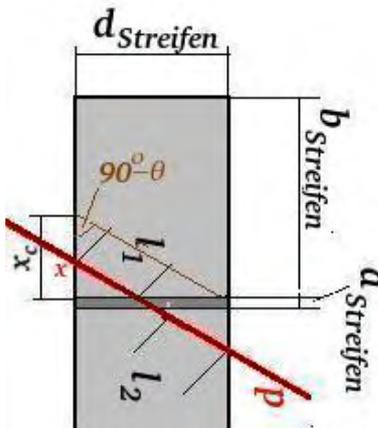


Abb. 6.11: Schematische Darstellung für die Ladungsteilung.

Mit den Eigenschaften der Detektorseiten kann man die zu erwartende Wahrscheinlichkeit der Ladungsteilung n_{cs} berechnen.

Diese setzt sich aus zwei unterschiedlichen Anteilen zusammen. Zum einen durch Teilchen, die durch zwei benachbarte Streifen fliegen und zum anderen aus solchen, die den Detektor zwischen zwei Streifen durchqueren.

Den ersten Anteil berechnet man aus dem Verhältnis von $x_c(\Theta)$ zu der Gesamtbreite der Streifen b_{Streifen} (siehe Abbildung 6.11). Der Wert $x_c = \tan(\Theta)d_{\text{Streifen}}$ ist die Breite des Teils des Streifens, durch die ein Teilchen mit einem Winkel Θ fliegen muss, um in zwei Streifen ein Signal zu hinterlassen.

Um die gesamte Wahrscheinlichkeit der Ladungsteilung zu erhalten muss x_c mit der Anzahl der Streifen, die einen benachbarten Streifen in Flugrichtung der Teilchen besitzen, multipliziert werden. Dies entspricht der Anzahl der Streifen einer Seite minus eins, da der äußerste Streifen keinen Benachbarten besitzt. Man erhält somit jeweils eine Formel für

die Ladungsteilung der N-Seite $n_{cs,N}$ und eine für die P-Seite $n_{cs,P}$.

$$n_{cs,N} = 15 \cdot \frac{1\text{mm} \tan \Theta}{40\text{mm}} = 0,375 \tan(\Theta) \quad (6.1)$$

$$n_{cs,P} = 59 \cdot \frac{1\text{mm} \tan \Theta}{60\text{mm}} = 0,98 \tan(\Theta) \quad (6.2)$$

Als weiteres betrachtet man den Anteil verursacht durch Teilchen, die den Detektor zwischen zwei Streifen durchqueren, ohne in den Bereich eines Streifens zu gelangen.

KAPITEL 6. TESTEXPERIMENT MIT NIEDERENERGETISCHEM
PROTONENSTRAHL

Winkel	0°	5°	10°	15°	20°	25°
N-Seite	1,9%	3,28%	6,61%	10,05%	13,65%	17,49%
P-Seite	5,0%	8,60%	17,34%	26,35%	35,79%	45,85%

Tab. 6.2: Berechnete Werte für die Wahrscheinlichkeit der Ladungsteilung für ansteigende Durchschusswinkel der Teilchen.

Dieser Anteil ist für 0° maximal und sinkt bis zu einem Winkel von $\arctan\left(\frac{a_{\text{Streifen}}}{d_{\text{Streifen}}}\right) \approx 2,86^\circ$ auf 0 ab. Somit wird dadurch die Wahrscheinlichkeit der Ladungsteilung bei 0° erhöht. Diese wird aus der Gesamtbreite der Zwischenräume im Verhältnis zur Gesamtbreite einer Seite bestimmt.

Für die P-Seite erhält man somit eine Wahrscheinlichkeit für Ladungsteilung durch Teilchen, welche die Detektoren zwischen zwei Streifen passieren, von $\frac{59 \cdot 0,05\text{mm}}{60\text{mm}} = 5,0\%$ und für die N-Seite $\frac{15 \cdot 0,05\text{mm}}{16\text{mm}} = 1,9\%$.

In Tabelle 6.2 sind die gesamten zu erwartenden Wahrscheinlichkeiten für Ladungsteilung bei ansteigenden Winkeln für beide Seiten aufgelistet.

Aufgrund der Schwelle, die eingeführt wurde, um das Signal vom Rauschen zu trennen (siehe Abschnitt 6.2.3), kann es dazu kommen, dass Ereignisse mit Ladungsteilung nicht erkannt werden, da die Energie, die in einem Streifen deponiert wurde, unterhalb dieser Schwelle liegt. Um diesen Effekt auszugleichen muss ein Korrekturfaktor eingeführt werden. Zur Abschätzung dieser Korrektur nimmt man an, dass der Energieverlust in einem Streifen mindestens E_{cut} betragen muss, um oberhalb der Schwelle zu liegen. Da erst ab einem Winkel von 45° eine Aufteilung auf drei Streifen zu erwarten ist, wird die folgenden Rechnung nur für eine Aufteilung auf zwei Streifen durchgeführt.

Das Verhältnis zwischen hinterlassener Energie in einem Streifen E_1 zur Gesamtenergie E_{ges} entspricht dem Anteil der Weglänge l_1 des Teilchens innerhalb dieses Streifens zur gesamten Flugstrecke des Teilchens durch den Detektor $l_{\text{ges}} = \frac{1}{\cos(\Theta)} d_{\text{Streifen}}$.

Die Weglänge innerhalb des Streifens bestimmt man durch $l_1 = \frac{x}{\sin(\Theta)}$, wobei x der Eintrittspunkt in den Detektor ist (siehe Abbildung 6.11).

Folgende Formel ergibt die im Streifen deponierte Energie:

$$E_1 = \frac{x}{\sin(\Theta)} \frac{\cos \Theta}{d_{\text{Streifen}}} E_{\text{ges}} = \frac{x}{d_{\text{streifen}} \tan(\Theta)} E_{\text{ges}}$$

Damit ein Ereignis als Ladungsteilung erkannt wird, muss zum einen $E_1 \geq E_{\text{Cut}}$ und zum anderen $E_{\text{ges}} - E_1 \geq E_{\text{cut}}$ erfüllt sein.

Daraus ergibt sich folgende Ungleichung:

$$E_{\text{cut}} \leq \frac{x}{d_{\text{streifen}} \tan(\Theta)} E_{\text{ges}} \leq E_{\text{ges}} - E_{\text{cut}}$$

$$\Rightarrow \frac{E_{\text{cut}}}{E_{\text{ges}}} d_{\text{streifen}} \tan(\Theta) \leq x \leq \left(1 - \frac{E_{\text{cut}}}{E_{\text{ges}}}\right) d_{\text{streifen}} \tan(\Theta)$$

Aus dieser kann man die Breite des Bereichs x'_c berechnen, in welchem der Eintrittspunkt des Teilchens liegen muss, um Ladungsteilung zu erzeugen.

$$x'_C = \left(1 - \frac{E_{\text{cut}}}{E_{\text{ges}}}\right) d_{\text{streifen}} \tan(\Theta) - \frac{E_{\text{cut}}}{E_{\text{ges}}} d_{\text{streifen}} \tan(\Theta) = x_c \left(1 - 2 \cdot \frac{E_{\text{cut}}}{E_{\text{ges}}}\right)$$

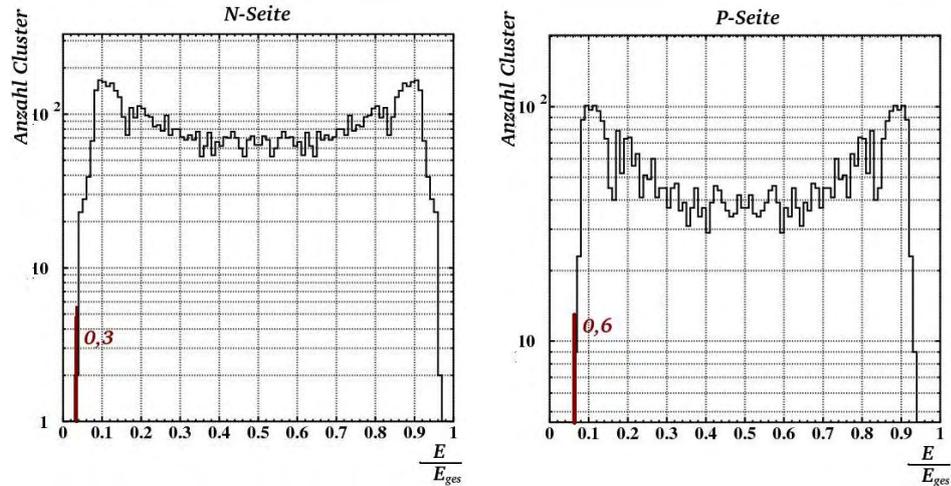


Abb. 6.12: Verhältnis der in einem Streifen deponierten Energie im Verhältnis zur Gesamtenergie für Cluster mit einer Größe zwei auf der N-Seite (links) und der P-Seite (rechts).

Die Breite des Bereichs reduziert sich durch die Korrektur um einen Faktor $\left(1 - 2 \cdot \frac{E_{cut}}{E_{ges}}\right)$. Das Verhältnis $\frac{E_{cut}}{E_{ges}}$ bestimmt man aus dem minimalen Wert des Verhältnisses der Energie in einem Streifen zur Gesamtenergie $\frac{E_1}{E_{ges}}$. In Abbildung 6.12 ist das Verhältnis zwischen der Energie in einem Streifen E_1 gegen die Summen der Energien der Streifen E_{ges} für Cluster mit der Größe zwei zum einen für die N-Seite von Detektor 1 und zum anderen für die P-Seite von Detektor 2 unter einem Winkel von 0° dargestellt.

Daraus erhält man für die P-Seite $\frac{E_{cut}}{E_{ges p,1,0}} = 0,06$ und für die N-Seite $\frac{E_{cut}}{E_{ges n,2,0}} = 0,03$.

In Tabelle 6.3 sind die Verhältnisse $\frac{E_{cut}}{E_{ges}}$ für alle Winkel aufgelistet.

In Tabelle 6.4 sind die daraus resultierenden korrigierten Werte für die Ladungsteilungswahrscheinlichkeit berechnet.

Winkel	0°	5°	10°	15°	20°	25°
N-Seite Detektor 1	3%	3%	3%	3%	3%	3%
P-Seite Detektor 2	6%	6%	6%	7%	6%	7%

Tab. 6.3: Verhältnis von $\frac{E_{cut}}{E_{ges}}$ für die N-Seite von Detektor 1 und die P-Seite von Detektor 2 bei unterschiedlichen Winkeln.

	0°	5°	10°	15°	20°	25°
N-Seite	1,9%	3,14%	6,08%	9,24%	12,56%	16,09%
P-Seite	5,0%	7,50%	15,3%	22,6%	31,5%	39,4%

Tab. 6.4: Werte für die Wahrscheinlichkeit der Ladungsteilung, nach Korrektur mit $\left(1 - 2 \frac{E_{cut}}{E_{ges}}\right)$.

Winkel		0°	5°	10°	15°	20°	25°
Detektor 1	N-Seite	2,99%	3,91%	6,56%	8,07%	9,49%	11,88%
Detektor 1	P-Seite	5,30%	5,44%	5,76%	6,73%	7,79%	9,17%
Detektor 2	N-Seite	3,64%	3,90%	3,90%	3,99%	4,15%	4,21%
Detektor 2	P-Seite	10,72%	14,09%	18,09%	23,51%	30,61%	35,36%

Tab. 6.5: Anteil an Ereignisse mit Clustergröße zwei bei ansteigenden Winkeln.

6.4.2 Experimentelle Ergebnisse der Ladungsteilung

Um das Ladungsteilungsverhalten mit dem Experiment zu vergleichen, betrachtet man die Größe der Cluster. Cluster mit einer Anzahl an Streifen größer als eins entsprechen einem Ereignis mit Ladungsteilung. Im weiteren werden jedoch lediglich Cluster der Größe zwei als Ladungsteilung betrachtet, da größere Cluster (>2) nur zu geringem Anteil ($\approx 0,1\%$) auftreten.

Zur Analyse werden beide Detektoren separat betrachtet, wobei man die Daten der jeweiligen Position zusammenfasst (Detektor 1: P1+P2 / Detektor 2: P3+P4). Den Anteil an Ladungsteilung bestimmt man aus der Anzahl an Clustern mit Größe zwei zur Gesamtzahl der Cluster auf einer Seite. Um sicherzustellen, dass es sich bei den betrachteten Clustern um echte handelt, wird gefordert, dass auf beiden Seiten des Detektors ein Cluster auftritt.

Die Ergebnisse befinden sich in Tabelle 6.5 (Die absoluten Zahlen sind im Anhang D aufgeführt). Dabei ist zu erkennen, dass man für Detektor 1 lediglich einen Anstieg auf der N-Seite und für Detektor 2 auf der P-Seite erhält. Dies liegt daran, dass die Drehachse des Aufbaus parallel zu den Streifen dieser Seiten verlief. Somit erhält man pro Detektor nur auf einer Seite einen Anstieg der Ladungsteilung.

In Abbildung 6.13 sind somit die Werte für die N-Seite von Detektor 1 (links) und für die P-Seite von Detektor 2 (rechts) im Vergleich zu den berechneten Werten für den Anteil der Ladungsteilung aufgetragen.

Für die N-Seite von Detektor 1 erhält man für Winkel kleiner 10° einen größeren Anteil an Cluster als in der Rechnung. Diese Erhöhung liegt daran, dass kein sauber fokussierter Protonenstrahl verwendet wurde. Diese bedeutet, dass die Protonen mit unterschiedlichen Winkel aus dem Fenster austreten. Dadurch lassen sich auch die erhöhten Werte der P-Seite für geringe Winkel erklären.

Der Anstieg der Kurven verläuft in beiden Fällen nahezu linear, jedoch mit einem geringeren Anstieg als die vorhergesagten Werte. Man ermittelt den Anstieg durch einen Fit mit der Funktion $y = \tan(\Theta) \cdot A$. Dabei erhält man für die N-Seite von Detektor 1 die Werte $A=19,4\%$ und für die P-Seite von Detektor 2 $A=52,0\%$.

Der berechnete Wert für die N-Seite beträgt $15/40 \cdot (1 - 2 \cdot 0,03) = 35,3\%$ und für die P-Seite $59/60 \cdot (1 - 2 \cdot 0,06) = 86,5\%$. Der Anstieg ist somit für die N-Seite um einen Faktor 1,81 und für die P-Seite 1,66 geringer als vorhergesagt.

Der geringere Anstieg lässt sich durch die niedrige kinetische Energie der Protonen erklären, da diese dadurch ihre Energie nicht gleichmäßig verlieren und es auch dazu kommen kann, dass diese im Material gestoppt werden.

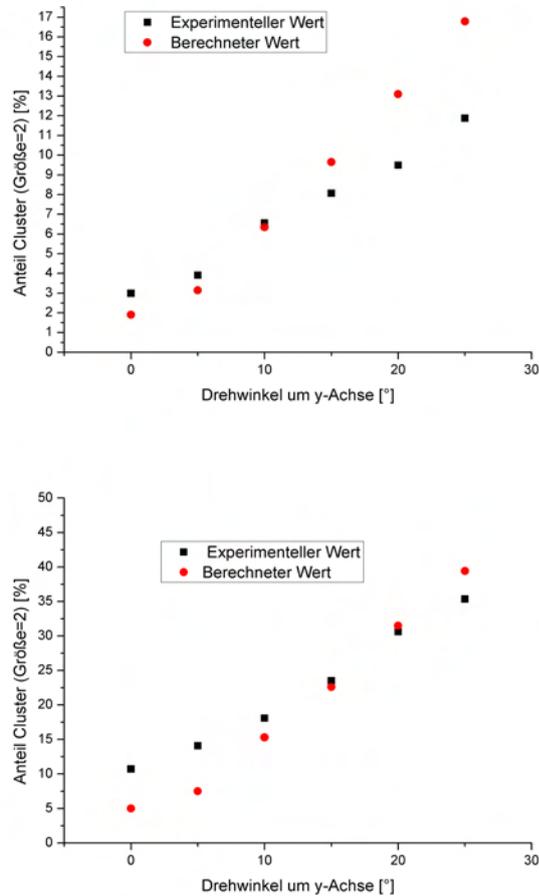


Abb. 6.13: Vergleich zwischen der berechneten Wahrscheinlichkeit für die Ladungsteilung (rote Punkte) und dem experimentell bestimmten Anteil der Cluster mit einer Größe zwei (schwarze Punkt) für die N-Seite von Detektor 1 (oben) und die P-Seite von Detektor 2 (unten).

6.5 Zusammenfassung

Anhand der Daten, die in dieser Strahlzeit am MLL aufgenommen wurden konnte ein erster Test von SiAViO unter Strahlbedingungen durchgeführt werden. Dabei zeigten sich folgende Aspekte:

- Die Auslese der P-Seiten von SiAViO B durch die APV-Chips funktioniert. Mit Hilfe von kapazitiven Abschwächern konnte der Energiebereich der APV Datenaufnahme um einen Faktor 5,7 erhöht werden. Durch diese konnte keine Veränderung der Datenqualität beobachtet werden. Zur Auswertung müssen Korrekturen durchgeführt werden um eine Verschiebung der Basislinie auszugleichen. Nach einer Energiekalibration sind Korrelationen mit der N-Seite zu erkennen.

Unter diesen Versuchsbedingungen war es möglich Energieverluste von 4,9MeV und 6,2MeV zu unterscheiden. Da es sich dabei um keine diskreten Werte handelte, konnte die Kalibrierung nur grob durchgeführt werden.

Um eine verbesserte Unterscheidung zu ermöglichen, muss vor zukünftigen Experimenten mit SiAViO ein Eichung per Quelle und Pulser durchgeführt werden.

Ob eine Trennung von Teilchen mit Energieverlustunterschieden im Bereich von 100 keV möglich ist muss anhand eines Tests mit MIPs geklärt werden.

- Der Anteil an Ladungsteilung steigt weniger stark an als vorhergesagt.
Der Anteil an Ereignissen mit Ladungsteilung steigt auf der N-Seite um einen Faktor 1,89 und für die P-Seite um einen Faktor 1,53 geringer an, als durch Rechnung zu erwarten ist.
Für kleine Winkel erhält man einen größeren Anteil an Ladungsteilung als in der Rechnung. Dies liegt an dem nicht genügen fokussierten Protonenstrahl, durch die man bei kleinen Winkel ebenfalls Ladungsteilung erhält.
Wie erwartet erhält man einen vernachlässigbaren Anteil an Ereignissen in welchen die Energieverluste der Teilchen auf mehr als zwei Streifen aufgeteilt wird.

7 Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung der Testexperimente

Mit den Testexperimenten und dem Bau von SiAViO konnten wichtige Erkenntnisse auf dem Weg zur Realisierung des geplanten Experiments zur Produktion von Kaonischen Cluster am FOPI-Spektrometer gesammelt werden.

Im Experiment an der GSI (siehe Kapitel 5) konnten wichtige quantitative Eigenschaften des Verhaltens der Triggerelektronik untersucht werden.

Im Test von SiAViO am Tandembeschleuniger des MLL (siehe Kapitel 6) konnten zum einen das Verhalten von Ladungsteilung als auch die Auslese durch den APV analysiert werden.

Die wichtigsten Eigenschaften, die durch die Analyse in Erfahrung gebracht werden konnten sind im folgenden dargestellt:

- Es ist möglich auf die Detektoren von SiAViO zu triggern.

Mit Detektoren einer Dicke von 1mm ist es möglich das Signal der MIPs vom elektronischen Rauschen zu trennen. Durch die Shaper STM16+ von Mesytec lassen sich Hardwareschwellen setzen, die eine Triggersignal mit einer Reinheit von mehr als 94% erzeugen (siehe Abschnitt 5.4.2). Das Triggersignal wird somit nur gering durch Rauschen beeinflusst. Die Höhe der Schwelle ($\approx 220keV$) liegt unterhalb des Energieverlusts von MIPs in 1mm Silizium ($\approx 380keV$). Somit werden durch die Hardwareschwelle kaum Signale abgeschnitten, was sich in einer Triggereffizienz von über 97% ausdrückt (siehe Abschnitt 5.4.3).

Durch Verbesserung des Erdungskonzepts, der Modifikationen des Integrationszeit der Shaper und durch Veränderungen in den Signalkabeln war es möglich die durch den APV induzierten Störung zu reduzieren. Dadurch ist das Triggern auf alle Detektoren der SiAViO A und SiAViO B Ebene bei laufender APV-Auslese ermöglicht worden.

- Der CurrentOut liefert eine Multiplizitätsinformation, die Offline analysiert werden kann.

Durch die Auslese der CurrentOut-Signale der STM16+ Shaper durch einen QDC erhält

man ein Signal, mit dessen Hilfe Offline die Treffermultiplizität auf den Detektoren emuliert werden kann. Dieses Signal gibt mit einer Selektivität von über 99% die Treffermultiplizität wieder (siehe Abschnitt 5.4.1). Dadurch ist es in weiteren Experimenten möglich Korrelationen zwischen den Multiplizitäten der beiden SiAViO Ebenen zu erstellen, wodurch eine schnelle Analyse des Triggerverhaltens auch während der Strahlzeit möglich ist.

- Die Auslese der P-Seiten von SiAViO B durch die APV-Chips funktioniert
Mit dem APV-Chip können die Streifen der P-Seiten der SiAViO B Detektoren auslesen werden. Die Aufweitung des Energiebereichs durch kapazitive Abschwächer konnte erfolgreich getestet werden.
Bei der Analyse der Daten des APV konnte das Absinken der Basislinie des APV per separater Korrektur für jedes Ereignisse kompensiert werden.
Durch den Vergleich der Energie der P-Seite mit denen der N-Seite ist im Fall mit niederenergetischen Protonen eine Trennung von Energien möglich (siehe Abschnitt 6.3). Ob sich diese auch bei geringeren Energien durchführen lässt muss anhand eines weiteren Experiments mit einer zuvor durchgeführt Kalibrierung untersucht werden. In diesen muss ebenfalls ein AC-Koppel mit einer geringeren Abschwächung getestet werden.
- Clusterverhalten
Durch das Experiment mit niederenergetischem Protonenstrahl mit unterschiedlichen Durchschusswinkeln durch die Detektoren konnte das Verhalten der Ladungsteilung untersucht werden. Dabei wurde festgestellt, dass man lediglich einen geringen Anteil an Ereignisse ($< 0,1\%$) erhält, in welchen die Ladung auf drei Streifen geteilt wurde.
Der Anteil der Ladungsteilung, welche durch Teilchen erzeugt wird, die den Detektor zwischen zwei Streifen durchfliegen, muss bei kleinen Winkel ($< 2,8^\circ$) beachtet werden. Die Ladungsteilung steigt bei ansteigenden Winkeln, jedoch mit einer geringeren Steigung als durch die Rechnung vorhergesagt.
Für die Triggerseite (N-Seite) von SiAViO B erhält man einen maximalen Anteil an Ladungsteilung von 11,88%.

7.2 Ausblick

Die nächsten Schritte auf dem Weg zu der geplanten Produktionsstrahlzeit sind folgende:

- Funktionstest von SiAViO bei FOPI
Nachdem die technischen Probleme von SiAViO gelöst werden konnten, wurde im Oktober 2008 am FOPI-Spektrometer ein Test des Λ -Triggers durchgeführt. In diesem Test sollten die Funktionen von SiAViO unter Sollbedingungen geprüft werden. Dazu wurde dieser in seiner kompletten Konfiguration an der Sollposition in der CDC angebracht (siehe Abbildung 4.12).
Neben SiAViO wurden in diesem Test auch noch drei weitere Detektoren getestet. Zum einen ein neuer Startdetektor, der den aktuellen Startdetektor von FOPI ersetzen soll, da dieser nicht dauerhaft bei der gewünschten Strahlintensität der Produktionsstrahlzeit betreiben werden kann. Als weiteres ein Strahlprofil-detektor, mit welchem die Fokussierung des Strahls getestet werden kann, und ein Vetodetektor, welcher Teilchen, die vor

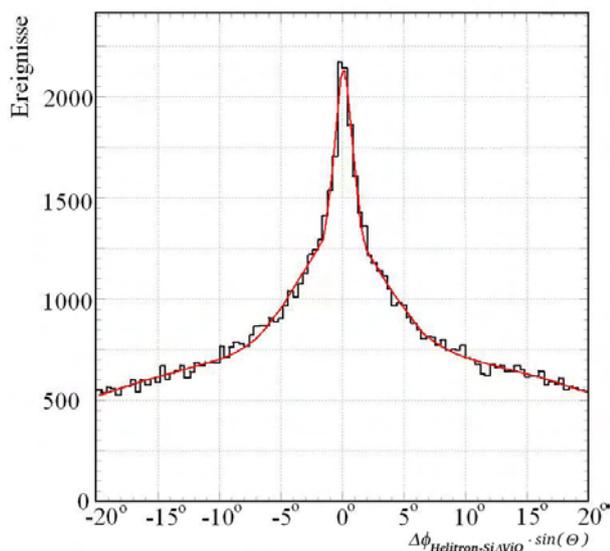


Abb. 7.1: Differenz des Azimuthalwinkels der Trefferpunkt in SiAViO B und der Spur in der HELITRON Driftkammern multipliziert mit dem Sinus des Polarwinkels. Dabei ist neben dem Untergrund eine Peak um 0° zu erkennen, der Korrelationen zwischen Trefferpunkten und Spuren entspricht [Ber08].

dem Target produziert wurden, von der Triggerentscheidung ausschließt [Suz08, Ber08]. Als Target wurde ein Plastiksintillator mit einer Dicke von 1cm verwendet, da die Konstruktion des Flüssig-Wasserstoff (LH2) Targets noch nicht abgeschlossen war. Dieses wurde mit Protonen einer kinetischen Energie von 3GeV beschossen.

Ein Aspekt, der in diesem Test untersucht wurde, ist die Qualität der Strahlfokussierung. Um zu gewährleisten, dass der SiAViO A Detektor die gesamte Produktionsstrahlzeit überlebt, muss der Protonenstrahl so fokussiert werden, dass der Detektor nicht durch Strahlteilchen getroffen wird. Der Strahl darf somit maximal einen Durchmesser von 14mm besitzen.

Da bisher noch nicht überprüft wurde, wie gut sich ein Protonenstrahl bei FOPI fokussieren lässt, sollte dies in diesem Experiment getestet werden.

Dabei zeigte sich, dass bei der gewünschten Strahlintensität von 5MHz die Fokussierung nicht derart optimiert werden konnte, wobei bei diesem Experiment die Sollkonfiguration des Strahlrohrs, aufgrund der Fehlen des Aufbaus für das LH2-Target, nicht gegeben war. Die Qualität der Fokussierung muss somit in der nächsten Teststrahlzeit überprüft werden.

In ersten Analysen des Strahltests von SiAViO während der Strahlzeit zeigte sich, dass durch eine Bedingung, welche Multiplizität eins bis zwei auf SiAViO A und Multiplizität zwei bis vier auf SiAViO B fordert, die Triggerrate um einen Faktor ≈ 15 reduziert werden kann [Ber08]. Desweiteren waren Korrelationen zwischen Trefferpunkten auf SiAViO B und Spuren in HELITRON bzw. CDC zu erkennen (siehe Abbildung 7.1). Eine detaillierte Analyse der Daten, wird aktuell durchgeführt. In dieser soll auch ge-

klärt werden, ob sich das Verhältnis zwischen Ereignissen mit einem Lambda-Hyperon und Untergrundereignissen durch die Triggerbedingung von SiA*Vi*O erhöhen lässt.

- Test der finalen Konfiguration - Produktionsstrahlzeit

Im Juni 2009 ist ein weiterer Test des Aufbaus geplant. In diesem wird zusätzlich das LH2-Target installiert werden.

In diesem Test soll zum einen der Aufbau dieses Targets als auch die Fokussierung in der Sollkonfiguration des Strahlrohres überprüft werden.

Für diesen Test ist eine Aufrüstung von SiA*Vi*O durch ein Gasspülungssystem geplant. Dieses soll dazu dienen die Temperatur der Siliziumdetektoren konstant bei geringer Temperatur ($\approx 20^\circ \text{C}$) zu halten und eventuelle Verunreinigungen zu entfernen.

Desweiteren wird aktuell geprüft, ob es möglich ist SiA*Vi*O durch eine dritte Ebene an Detektoren zu erweitern, durch die eine weitere Verbesserung der Vertexrekonstruktion erzielt werden kann. Diese soll direkt hinter der SiA*Vi*O B Ebene positioniert werden (siehe Abbildung 7.2). Das Verhalten von SiA*Vi*O mit dieser weiteren Ebenen wird ebenfalls in diesem Test geprüft.

Somit dient dieser Test als Generalprobe für die Produktionsstrahlzeit.

Diese findet voraussichtlich im November 2009 an der GSI statt. Dafür wurde eine Messdauer von 50 Schichten (≈ 16 Tage) genehmigt.

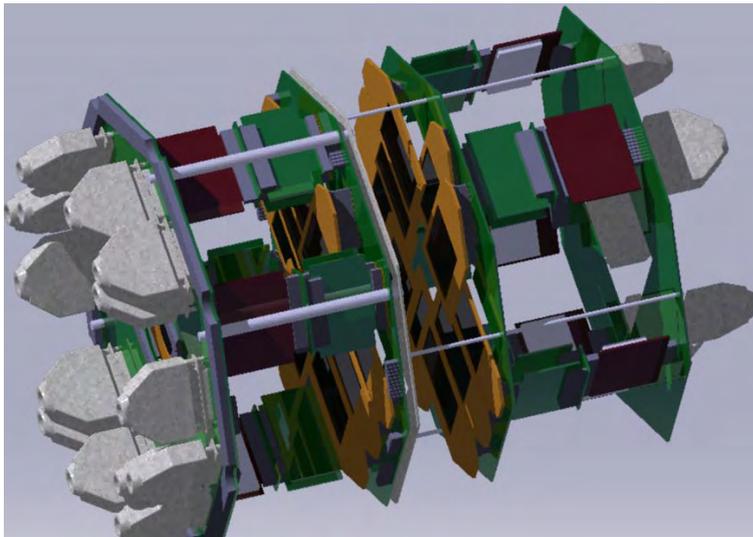
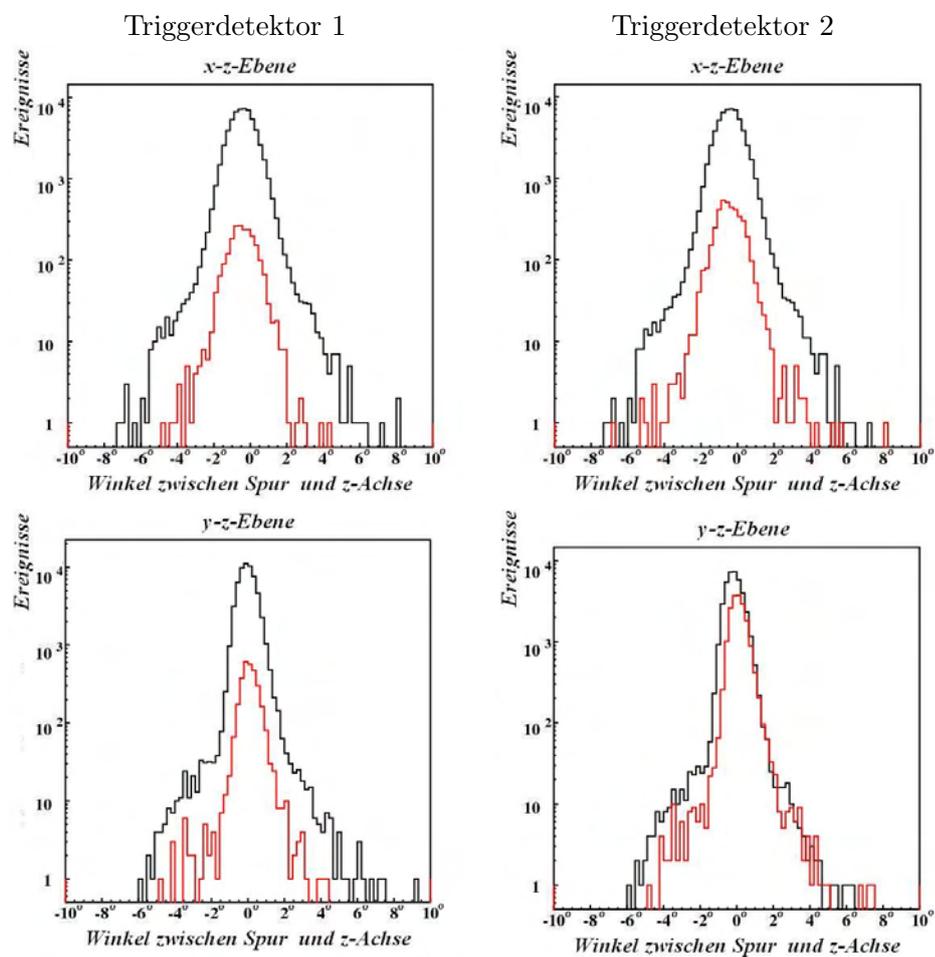


Abb. 7.2: Technische Zeichnung von SiA*Vi*O mit der zusätzlichen C-Ebene bestehend aus 10 Detektoren.

A Winkelverteilungen für unterschiedliche Clustergrößen

Winkelverteilungen für unterschiedliche Clustergrößen (eins (schwarz), zwei (rot)) aus dem Experiment mit Pionenstrahlen für den Winkel zwischen z-Achse und Spur in x-z-Ebene (oben) und für y-z-Ebene (unten). Abgebildet sind jeweils die Verteilungen für Triggerdetektor 1 (links) und Triggerdetektor 2 (rechts).



B Tabellen zur Auswertung der Triggerreinheit

Detektor 1:

Anzahl der Teilchen über der Schwelle, die Anzahl der Triggerereignisse und die daraus resultierende Reinheit für unterschiedliche Files. Die Werte wurden zum einen für Triggerbit 11 und zum anderen für Triggerbit 10 mit Schnitt M1 durchgeführt.

File	TB	CurrentCut	Teilchen	Triggerereignisse	Reinheit
1051	11	All	918 ± 20	880 ± 30	95,68 ± 4 %
1051	10	M1	79 ± 6	77 ± 9	97,40 ± 15 %
1052	11	All	56657 ± 238	53589 ± 231	94,27 ± 0,64 %
1052	10	M1	10168 ± 101	9605 ± 98	94,14 ± 1,51 %
1053	11	All	36722 ± 191	35037 ± 187	95,19 ± 0,78 %
1053	10	M1	5706 ± 75	5451 ± 74	95,32 ± 1,98 %
1054	11	All	75102 ± 274	71514 ± 267	94,98 ± 0,55 %
1054	10	M1	11822 ± 109	11288 ± 106	95,98 ± 1,38 %
Alle	11	All	169399 ± 723	161020 ± 715	94,80 ± 0,53 %
Alle	10	M1	27775 ± 291	26421 ± 465	94,88 ± 2,06 %

Detektor 2:

Anzahl der Teilchen über der Schwelle, die Anzahl der Triggerereignisse und die daraus resultierende Reinheit für unterschiedliche Files. Die Werte wurden zum einen für Triggerbit 9 und zum anderen für Triggerbit 10 mit Schnitt M2 durchgeführt.

File	TB	CurrentCut	Teilchen	Triggerereignisse	Reinheit
1050	9	All	3011 ± 38	1488 ± 39	98,82 ± 2,95 %
1050	10	M2	1569 ± 39	774 ± 28	98,64 ± 4,47 %
1051	9	All	230 ± 15	135 ± 12	85,19 ± 9,43 %
1051	10	M2	15 ± 4	8 ± 3	93,75 ± 42,68 %
1052	9	All	5476 ± 74	2811 ± 53	97,40 ± 2,26 %
1052	10	M2	691 ± 26	354 ± 19	97,60 ± 6,42 %
1053	9	All	3222 ± 56	1627 ± 40	99,02 ± 2,99 %
1053	10	M2	388 ± 19	202 ± 14	96,04 ± 8,25 %
1054	9	All	6274 ± 79	3202 ± 57	98,82 ± 2,95 %
1054	10	M2	824 ± 28	419 ± 20	98,64 ± 4,47 %
Alle	9	All	18213 ± 262	9263 ± 201	98,31 ± 2,24 %
Alle	10	M2	3487 ± 116	1757 ± 84	99,23 ± 5,03 %

C Bestimmung der Energieverluste im Experiment mit niederenergetischen Protonen

Energieverlustrechnungen in den Materialien vor SiAViO im Experiment mit niederenergetischen Protonen bei einer Strahlenergie von 25MeV vor dem Austrittsfenster.

Die Rechnung wurde für unterschiedliche Teilchenbahnen durch den Pindiodendetektor durchgeführt.

Aufgelistet sind die Energieverluste (E_{loss}) für eine bestimmte Eintrittsenergie (E_{in}) in den jeweiligen Materialien.

Die Rechnungen wurden mit dem Programme Atima [Wei] durchgeführt.

Teilchen fliegt durch beide Folien der Pindiode:

	Material	Dichte ($\frac{g}{cm^3}$)	$E_{in}(MeV)$	$E_{loss}(MeV)$
Austrittsfenster	C 150 μm	1,42	25,00	0,41 \pm 0,04
Eintrittsfenster Pindiode	Al 10 μm	2,8	24,59	0,05 \pm 0,02
Pindiode	Si 0,4mm	2,33	24,54	1,66 \pm 0,09
Austrittsfenster Pindiode	Al 10 μm	2,8	22,88	0,05 \pm 0,02
Luft	N ₂ 30cm	0,8 · 10 ⁻³	22,83	0,50 \pm 0,05
Alufenster SiAViO	Al 50 μm	2,8	22,33	0,25 \pm 0,03
SiAViO B	Si 1mm	2,33	22,08	4,85 \pm 0,16
SiAViO A	Si 1mm	2,33	17,23	6,37 \pm 0,18

Teilchen fliegt durch eine Folie und eine Wand der Pindiode:

	Material	Dichte ($\frac{g}{cm^3}$)	$E_{in}(MeV)$	$E_{loss}(MeV)$
Austrittsfenster	C 150 μm	1,42	25,00	0,41 \pm 0,04
Eintrittsfenster Pindiode	Al 10 μm	2,8	24,59	0,05 \pm 0,02
Pindiode	Al 0,4mm	2,33	24,54	1,66 \pm 0,09
Wand Pindiode	Al 0,8mm	2,8	22,88	4,23 \pm 0,14
Luft	N ₂ 30cm	0,8 · 10 ⁻³	18,65	0,60 \pm 0,05
Alufenster SiAViO	Al 50 μm	2,8	18,05	0,30 \pm 0,03
SiAViO B	Si 1mm	2,33	17,75	6,15 \pm 0,17
SiAViO A	Si 1mm	2,33	11,60	11,60

Teilchen fliegt durch beide Wände der Pindiode:

	Material	Dichte ($\frac{g}{cm^3}$)	$E_{in}(MeV)$	$E_{loss}(MeV)$
Austrittsfenster	C 150 μm	1,42	25,00	0,41 \pm 0,04
Wand Pindiode	Al 0,8 mm	2,8	24,59	3,96 \pm 0,14
Pindiode	Al 0,4 mm	2,33	20,63	1,94 \pm 0,09
Wand Pindiode	Al 0,8 mm	2,8	18,69	5,16 \pm 5,16
Luft	N ₂ 30 cm	0,8 · 10 ⁻³	13,53	0,79 \pm 0,05
Alufenster SiAViO	Al 50 μm	2,8	12,74	0,39 \pm 0,03
SiAViO B	Si 1 mm	2,33	12,35	11,09 \pm 1,05
SiAViO A	Si 1 mm	2,33	1,26	1,26

D Clustergrößen

Anzahl der Ereignisse mit entsprechenden Clustergrößen auf den unterschiedlichen Seiten der Detektoren 1 und 2 (Detektoren auf SiAViO B). Die Werte für Größe eins, Größe zwei und der prozentuale Anteil der Ereignisse mit Clustergröße zwei sind jeweils für unterschiedliche Winkel angegeben.

- Detektor 1 N-Seite:

Winkel/Größe	1	2	$\frac{2}{1+2}$
0°	88995 ± 298	2745 ± 52	2,99±0,06%
5°	96134 ± 310	3914 ± 63	3,91±0,06%
10°	92155 ± 304	6467 ± 80	6,56±0,08%
15°	46503 ± 216	4081 ± 64	8,07±0,12%
20°	28537 ± 169	2993 ± 55	9,49±0,17%
25°	28561 ± 169	3850 ± 62	11,88±0,18%

- Detektor 1 P-Seite:

Winkel/Größe	1	2	$\frac{2}{1+2}$
0°	86747 ± 294	4856 ± 69	5,30±0,07%
5°	94467 ± 307	5430 ± 73	5,44±0,07%
10°	92767 ± 304	5669 ± 75	5,76±0,07%
15°	47102 ± 217	3396 ± 58	6,73±0,11%
20°	29016 ± 170	2451 ± 49	7,79±0,15%
25°	29322 ± 171	2960 ± 54	9,17±0,16%

- Detektor 2 N-Seite:

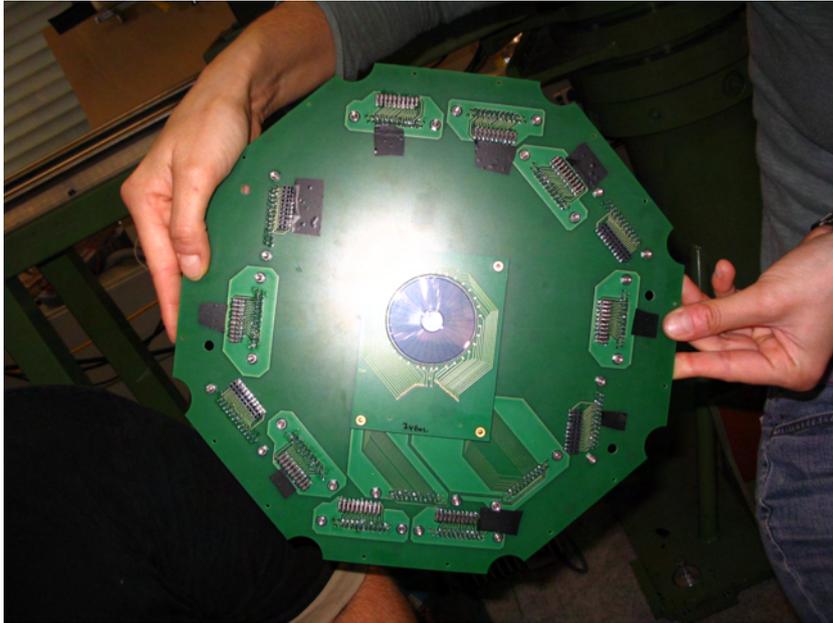
Winkel/Größe	1	2	$\frac{2}{1+2}$
0°	90291 ± 300	3410 ± 58	3,64±0,06%
5°	81465 ± 385	3310 ± 58	3,90±0,07%
10°	64020 ± 253	2599 ± 51	3,90±0,08%
15°	46718 ± 216	1941 ± 44	3,99±0,09%
20°	33019 ± 182	1431 ± 38	4,15±0,11%
25°	31753 ± 178	1396 ± 37	4,21±0,11%

- Detektor 2 P-Seite:

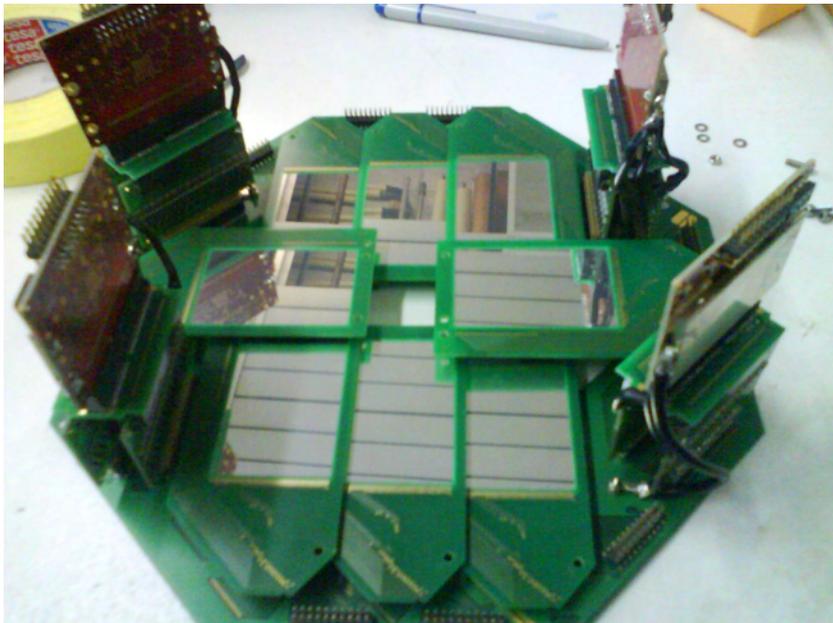
Winkel/Größe	1	2	$\frac{2}{1+2}$
0°	83369 ± 288	10006 ± 100	10,72±0,10%
5°	72551 ± 269	11899 ± 109	14,09±0,12%
10°	54405 ± 233	12016 ± 109	18,09±0,15%
15°	36858 ± 191	11326 ± 106	23,51±0,19%
20°	23808 ± 154	10502 ± 102	30,61±0,25%
25°	21289 ± 145	11647 ± 107	35,36±0,26%

E Bilder von SiAViO

SiAViO A Platine mit SiAViO A Detektor.



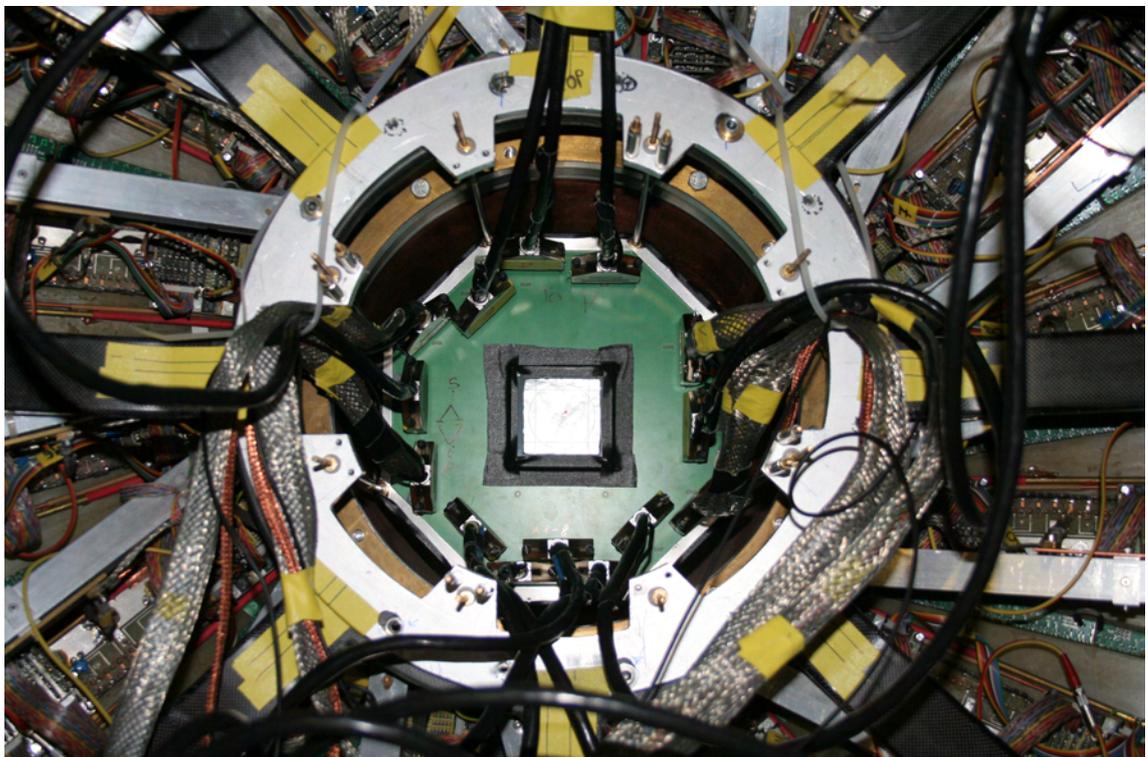
SiAViO B Platine mit acht SiAViO B Detektor und vier Boards mit APV-Auslesechips.



SiAViO A und SiAViO B zusammengesetzt.



SiAViO in Sollposition innerhalb der CDC des FOPI-Spektrometers.



Literaturverzeichnis

- [AAA⁺02] ADINOLFI, M. ; AMBROSINO, F. ; ANTONELLI, A. ; ANTONELLI, M. ; ANULLI, F. ; BARBIELLINI, G. ; BENCIVENNI, G. ; BERTOLUCCI, S. ; BINI, C. ; BLOISE, C. ; BOCCI, V. ; BOSSI, F. ; BRANCHINI, P. ; CABIBBO, G. ; CALOI, R. ; CAMPANA, P. ; CASARSA, M. ; CATALDI, G. ; CERADINI, F. ; CERVELLI, et F. a. F. al.: The KLOE electromagnetic calorimeter. In: *NIM A* 494 (2002), S. 326
- [Ben07] BENABDERRAHMANE, M.L.: *Measurement of the K^0 Inclusive Cross Section in Pion-Induced Reactions at $1.15 \frac{GeV}{c}$* , Universität Heidelberg, Dissertation, 2007
- [Ber] BERGER, M.: *Private Diskussion*
- [Ber08] BERGER, M.: *Status of the Analysis of Silvio*. FOPI collaboration Meeting, 2008
- [Bes92] BEST, D.: *Tracking mit der Hough-Transformation für die Zentrale Driftkammer des GSI-4-Experiments*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 1992
- [BFL⁺07] BENDISCIOLI, G. ; FONTANA, A. ; LAVEZZI, L. ; PANZARASA, A. ; ROTONDI, A. ; BRESSANI, T.: Search for signals of bound anti-K nuclear states in antiproton He⁴ annihilations at rest. In: *Nucl.Phys.A* 789 (2007), S. 222–242
- [Böh] BÖHMER, Michael: *Private Diskussion*
- [Böh06] BÖHMER, M.: *Messung der Spallationsreaktion $^{56}Fe + p$ in inverser Kinematik*, TU München, Dissertation, 2006
- [BM08a] BERGER, M. ; MÜNZER, R.: *Si Λ ViO. Ein Trigger-System für Λ -Identifikation*. Poster DPG-Tagung Darmstadt, 2008
- [BM08b] BÖHMER, M. ; MAIER, L.: *HADES Upgrade und der APV*. Vortrag im Institutsseminar Lehrstuhl E12, 2008
- [BR96] BROWN, G.E. ; RHO, M.: Chiral restoration in hot and/or dense matter. In: *Phys. Rept.* 269 (1996), S. 333–380
- [CAE] CAEN: *Homepage*:. <http://www.caen.it>,
- [CAN] CANBERRA: *Homepage*:. <http://www.canberra.com>,
- [CAS] CMS-APV-SEITE: http://www.hep.ph.ic.ac.uk/cms/tracker/apv25_chip.html
- [Col06] COLLABORATION, Finuda: A study of the proton spectra following the capture of K^- in 6Li and ^{12}C with FINUDA. In: *arXiv:nucl-ex* 0606021v1 (2006), Nr. 212303
- [Cur07] CURCAENU, C.: The Amadeus project at DAΦNE. In: *arXiv:nucl-ex* 0704.1424 (2007)

- [DAH04a] DOTE, A. ; AKAISHIA, Y. ; HORIUCHI, H. ; YAMZAKI, T.: High density anti-K nuclear systems with isovector deformation. In: *Phys. Lett. B* 590 (2004), S. 51–60
- [DAH04b] DOTE, A. ; AKAISHIA, Y. ; HORIUCHI, H. ; YAMZAKI, T.: Kaonic nuclei studied based on a new framework of antisymmetric molecular dynamics. In: *Phys. Rev. C* 70 (2004), Nr. 044313
- [DG08] DATA GROUP particle: *Particle Data Booklet*. <http://pdg.lbl.gov/>, July 2008
- [Fab08] FABBIETTI, L.: *Search for K-N bound states at SIS*. XLVI International Winter Meeting of Nuclear Physics, Bormio, 2008
- [FC07] FOPI-COLLABORATION: *Search for kaonic nuclear cluster K^-pp in the $p+p \rightarrow K^+ + K^-pp \rightarrow K^+ + p\Lambda$ reaction with FOPI*. Experimental Proposal to GSI, 2007
- [För07] FÖRSTER, et. A. a. A. al: Produktion of K^+ and of K^- Mesons in Heavy-Ion Collisions from 0.6 AGeV Incident Energy. In: *Phys. Phys. C* 75 (2007)
- [Frü08] FRÜHAUF, J.: *Triggerlogik für das FOPI Experiment*, GSI Darmstadt, Diplomarbeit, 2008
- [FS08] FABBIETTI, L. ; SCHMAH, et. A. a. A. al: *ϕ Decay: a dominant source for K^- production at SIS energy?* 2008
- [FWS00] FONTE, P. ; WILLIAMS, C. ; SMIRNITSKY, A.: A New high resolution time-of-flight technology. In: *NIM A* 443 (2000), S. 201–204
- [Gei02] GEISSEL, et H. a. H. al.: Deeply bound 1s and 2p pionic states in ^{205}Pb and determination of the S wave part of the pion nucleus interaction. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), Nr. 122301
- [Gil00] GILG, et H. a. H. al.: In: *Phys. Rev. C* 62 (2000), Nr. 025201
- [Gob93] GOBBI, et. A. a. A. al: A highly segmented ΔE -time-of-flight wall as a forward detector of the 4π -system for charged particles at the SIS/ESR accelerator. In: *NIM A* 324 (1993), Nr. 156
- [Har03] HARTMANN, O.: *Experimentelle Untersuchung der asymmetrischen Schwerionen Ca+Au und Au+Ca bei 1,5 GeV/u Projektilenergie*, TU Darmstadt, Dissertation, 2003
- [Her05] HERMANN, N. in: A.Hirtl et a.: *Proceedings of EXE05*. Austrian Academy of Science Press, Vienna, pp.73-81, 2005
- [Her07] HERMANN, N.: *Introduction Talk*. FOPI collaboration Meeting, 2007
- [Hil92] HILDENBRAND, K.D.: One year of operating 'FOPI': Results and status of the 4 pi detector facility at SIS / ESR. In: *GSI Nachr.* 91-02 (1992), Mar, S. 6–16

- [HK94] HATSUDA, T. ; KAUNIHRO, T.: QCD phenomenology based on a chiral effective Lagrangian. In: *Phys. Rept.* 247 (1994), S. 221–367
- [IIM⁺01] IWASAKI, M. ; ITAHASHI, K. ; MIYAJIMA, A. ; OUTA, H. ; AKAISHI, Y. ; YAMAZAKI, T.: $\text{He}^4(\text{stopped}K^-,n)$ spectroscopy for deeply bound kaonic nuclear states. In: *NIM A* 473 (2001), S. 286–301
- [IKMW08] IVANOV, A.N. ; KIENLE, P. ; MARTON, J. ; WIDMANN, E.: Phenomenological model of the Kaonic Nuclear Cluster K^-pp in the ground state. In: *arXiv:nucl-ex* 0512037v2 (2008)
- [Ita00] ITAHASHI, et K. a. K. al.: Deeply bound pi- states in ^{207}Pb formed in the $^{208}\text{Pb}(d, \text{He}^3)$ reaction Part I: Experimental method and results. In: *Phys. Rev. C* 62 (2000), Nr. 023202
- [Iwa97] IWASAKI, et M. a. M. al.: Observation of the kaonic hydrogen K(alpha) x-ray. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), S. 3067–3069
- [Kie08] KIENLE, P.: Towards exclusive antikaonic nuclear cluster search with AMADEUS. In: *Nucl.Phys.A* 804 (2008), S. 286–295
- [Kre97] KRESS, T.: *Ein universelles Monitorsystem zur Überwachung des Betriebszustands der Driftkammern des FOPI-Detektors*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 1997
- [KSW95] KAISER, N. ; SIEGEL, P.B. ; WEISE, W.: Chiral dynamics and the low-energy kaon - nucleon interaction. In: *Phys. Lett. A* 594 (1995), S. 325–345
- [Kut00] KUTSCHE, R.: *Untersuchungen der In-Medium-Eigenschaften von K^0 -Mesonen und -Hyperonen an der Produktionsschwelle*, TU Darmstadt, Dissertation, 2000
- [Lea05] LEAVER, J.D.G.: *Testing and Development of the CMS Silicon Tracker Front End Readout Electronics*, University of London, Dissertation, 2005
- [Lin90] LINKE, R.: *Entwicklung eines Laserkalibrierungssystems für die CDC (Development of laser calibration system for the CDC)*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 1990
- [Lor08] LORENZ, M.: *Geladene kaonen Produktion in Ar+KCl Reaktionen bei 1,756 AGeV*, Universität Darmstadt, Diplomarbeit, 2008
- [Mar81] MARTIN, A.D.: Kaon - Nucleon Parameters. In: *Phys. Rev. B* 179 (1981), S. 22
- [Mes] MESYTEC: *Homepage*. <http://www.mesytec.de/silicon.htm>,
- [ML07] MERSCHENMAYER, M. ; LOPEZ, et. X. a. X. al: K^0 and Λ production in Ni+Ni collisions near threshold. In: *Phys. Rev. Let.* 90 (2007)
- [MLL] MAIER-LEIBNIZ-LABORATORIUMS: *Homepage*:. <http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/>,

- [NL61] NAMBU, Y. ; LASINIO, G.J.: Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. 1. In: *Phys. Rev.* 122 (1961), S. 345–358
- [Pia08] PIASEKI, K.: *Ni+Ni S325 - analysis of RPC data*. FOPI Meeting, 2008
- [Ple99] PLETTNER, Ch.: *Strangenessproduktion bei kleinen transversalen Impulsen und mittleren Rapiditaeten in der Reaktion $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$ @ 1.69 AGeV*, TU Dresden, Dissertation, 1999
- [RCF⁺00] RAYMOND, N. ; CERVELLI, G. ; FRENCH, M. ; FULCHER, J. ; HALL, G. ; JONES, L. ; LIM, L-K. ; MASEGUERRA, G. ; MOREIRA, P. ; MORRISSEY, Q. ; NEVIANI, A. ; NOAH, E.: *The CMS Tracker APV25 0,25 μm CMOS Readout Chip*. Paper presented at the 6th workshop on electronics for LHC experiments, Krakow, Poland, 2000
- [Rei] REITHNER, M.: *Triggerstudie zu SiA ViO*
- [Rei07] REISCHL, A.: *Silicon Tracker for the pion experiment*. FOPI collaboration Meeting, 2007
- [Rit95] RITMAN, et. J. a. J. al: The FOPI detector at SIS/GSI. In: *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* 44 (1995), S. 708–715
- [RW70] ROSE, P.H. ; WITTAVER, A.B.: Tandem von de Graff Accelerator. In: *Sci. Am.* 2 (1970), S. 24–33
- [SAM] SAM3: *User Guide*. http://www.gsi.de/informationen/wti/ee/elekt_entwicklung/sam3.html,
- [Sat01] SATO, et M. a. M. al.: Search for strange tribaryon states in the inclusive He^4 (stopped K^- , p) reaction. In: *Phys. Lett. B* 659 (2001), S. 107–112
- [Sch04] SCHÜTTAUF, A.: Timing RPCs in FOPI. In: *NIM A* 553 (2004), S. 65–68
- [Sch08] SCHMAH, A.: *Seltsamkeit Produktion in Ar+KCl Reaktionen bei 1,756 AGeV.*, TU Darmstadt, Dissertation, 2008
- [SHC⁺06] SCHÜTTAUF, A. ; HILDENBRAND, K.D. ; CIOBANU, M. ; CORDIER, E. ; HERRMANN, N. ; KIM, Y.J. ; KIS, M. ; KOCZON, P. ; LEIFELS, Y. ; PETROVICI, M. ; SIMION, V.: Performance of the Multistrip-MRPCs for FOPI. In: *Nuc. Phys. B* 158 (2006), August, S. 52–55
- [Str01] STRUM, M. C.Böhmer: *K^+ -Produktion in Schwerionennreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie*, TU Darmstadt, Dissertation, 2001
- [Str08] STROTH, J.: *Physics opportunities at GSI un the PRE-FAIR era*. FOPI collaboration Meeting, 2008
- [Suz04] SUZUKI, et T. a. T. al.: Discovery of a strange tribaryon $S^0(3115)$ in He^4 (stopped K^- , p) reaction. In: *Phys. Lett. B* 597 (2004), S. 263–269

- [Suz05] SUZUKI, et T. a. T. al.: Evidence for a Kaon-Bound State K^-pp Produced in K^- Absorption Reactions at Rest. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), Nr. 212303
- [Suz07] SUZUKI, et T. a. T. al.: Lambda d correlation from He^4 (stopped K^- , p). In: *Phys. Rev. C* 76 (2007), Nr. 068202
- [Suz08] SUZUKI, K.: *Hardware development for the proton experiment*. FOPI collaboration Meeting, 2008
- [Ta98] T.YAMAZAKI AL., et: Effective pion mass in the nuclear medium deduced from deeply bound pionic states in ^{207}Pb . In: *Phys. Lett. B* 418 (1998), Nr. 246
- [TY02] T.YAMAZAKI ; Y.AKAISHIA: Nuclear \bar{K} bound states in light nuclei. In: *Phys. Rev. C* 65 (2002), Nr. 044005
- [WBW97] WAAS, T. ; BROCKMANN, R. ; WEISE, W.: Deeply bound pionic states and the effective mass in nuclear systems. In: *Phys. Lett. B* 405 (1997), S. 215–218
- [Web] WEBER, M.: *Private Diskussion*
- [Wei] WEICK, H.: *Software zu Berechnung von Energieverlusten*:. <http://www-linux.gsi.de/weick/atima/>,
- [Wei96] WEISE, W.: Hadrons in dense baryonic matter. In: *Phys. Lett. A* 610 (1996), S. 35C–48C
- [Wie89] WIENOLD, T.: *Bau und Test von Driftkammern (Construction and test of drift chambers)*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diplomarbeit, 1989
- [WKW96] WAAS, T. ; KAISER, N. ; WEISE, W.: Effective kaon masses in dense nuclear and neutron matter. In: *Phys. Lett. B* 379 (1996), S. 34–38
- [YA99] YAMAZAKI, T. ; AKAISHI, Y.: Nuclear medium effects on invariant mass spectra of hadrons decaying in nuclei. In: *Phys. Phys. B* 453 (1999), Nr. 1
- [YA02] YAMAZAKI, T. ; AKAISHI, Y.: (K^-, π^-) production of nuclear anti-K bound states in proton-rich systems via Λ^* doorways. In: *Phys. Lett. B* 535 (2002)
- [YA07] YAMAZAKI, T. ; AKAISHIA, Y.: Basis \bar{K} nuclear cluster, K^-pp , and its enhanced formation in the $p + p \rightarrow K^+ + X$ reaction. In: *Phys. Rev. C* 76 (2007), Nr. 045201
- [YAD04] YAMAZAKI, T. ; AKAISHI, Y. ; DOTE, A.: Invariant mass spectroscopy for condensed single and double anti-K nuclear clusters to be formed as residues in relativistic heavy ion collisions. In: *Nucl. Phys. A* 738 (2004), S. 168–174
- [Yam96] YAMAZAKI, et T. a. T. al.: Discovery of deeply bound pi^- states in the Pb-208 (d, He^3) reaction. In: *Z. Phys. A* 355 (1996), S. 219–221
- [Yam08] YAMAZAKI, et T. a. T. al.: First exclusive measurements of the K^-pp state - populated in the pp to K^+ Lambda p reaction at 2.85 GeV. In: *arXiv:nucl-ex* 0810.5182v1 (2008)

- [ZCH⁺96] ZEBALLOS, E.C. ; CROTTY, I. ; HATZIFOTIADOU, D. ; VALVERDE, J.L. ; NEUPANE, S. ; WILLIAMS, M.C.S. ; ZICHICHI, A.: A new type of resistive plate chambers: The multigap RPC. In: *NIM A* 374 (1996), S. 132–136

Danksagungen

Als erstes möchte ich der gesamten K-Cluster Gruppe (Martin Berger, Matthias Danner, Eliane Epple, Dr. Olaf Hartmann, Dr. Alexander Schmah) danken, die mir eine fachliche und oft moralische Hilfe bei dieser Arbeit geboten haben. Besonders möchte ich meinen FOPI-Mitstreiter Martin danken, mit dem ich viele Stunden im Labor und der Targethalle bei Verbesserung von Schirmungen, Erdungen sowie der Messung von Schwellen zugebracht habe. Er war stets für eine Diskussion (auch über nichtphysikalische Themen) bereit und war mir bei Problemen mit der Analysesoftware oft eine große Hilfe.

Mein Danke gilt dem gesamten Lehrstuhl E12. Zum einen möchte ich besonders Michael Klöckner und Ralf Lang von der Werkstatt danken, die mir bei mechanischen und handwerklichen Anliegen immer behilflich waren. Zum anderen Michael Weber, Christoph Hinke, Dr. Michael Böhmer, Dr. Ludwig Maier und Dr. Roman Gernhäuser, die mir sehr bei der Bewältigung von Hard- und Softwareproblem mit SiAViO , auch teils bis spät in die Nacht, geholfen haben.

Für ihr Hilfe rund um unsere Strahlzeiten an der GSI und die Analyse mit PAW möchte ich der gesamten FOPI-Kollaboration danken. Mein besonderer Dank gilt dabei Norbert Hermann, Mladen Kis, Stefan Marquart, Piotr Koszon, Ralf Averback und Yvonne Leifels.

Dafür, dass sie mich in Ihre Gruppe geholt hat und mir somit diese Arbeit ermöglicht hat möchte ich Prof. Laura Fabbietti danken. Sie hat mich immer dazu gebracht meine bestes zu geben und meine Interessen an der Hadronenphysik stets gefördert. Sie war immer bereit mir bei meinen Problemen weiter zu helfen.

Zum Ende meines Diplomstudiums möchte ich auch meinen Eltern und meiner gesamten Familie danken, die mich das ganze Studium durch unterstützt haben und mir die Möglichkeit geboten haben, dieses Studium so zu vollenden.

Abschließend möchte ich auch meiner Freundin Sarah danken. Dafür, dass sie nie genervt oder gelangweilt war, wenn ich ihr wieder mal versucht hab die Tiefen meiner Arbeit zu erklären und in Situationen, in denen ich am Verzweifeln war, immer wieder die Kraft gegeben hat weiter zu machen.