# Beobachtung der Pontecorvo-Reaktionen $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}^0$ und $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^0\mathrm{K}^0$ mit einem Silizium-Streifen-Detektor als Sekundärvertex-Trigger

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Christian Regenfus
aus Erlangen

Genf, den 28. November 1997

1. Gutachter: Priv. Doz. Dr. W. Dünnweber
2. Gutachter: Prof. Dr. A. Staude.

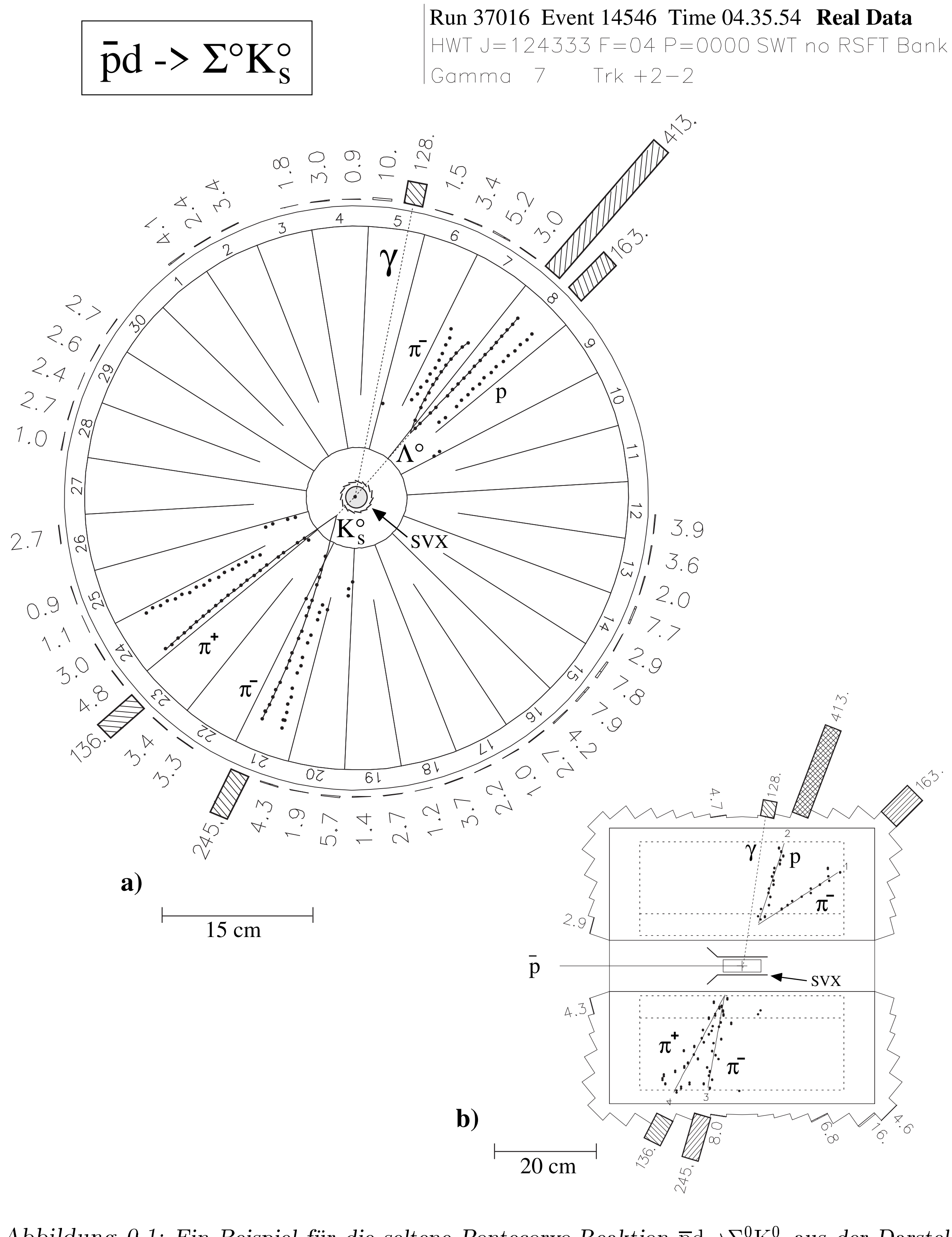


*Abbildung 0.1: Ein Beispiel für die seltene Pontecorvo-Reaktion $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^0\mathrm{K}^0_\mathrm{S}$ aus der Darstellung des Eventdisplays des Crystal-Barrel-Experiments. Die sekundären Vertizes der geladenen Zerfälle von $\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\to\pi^+\pi^-$ und $\Lambda\to\mathrm{p}\pi^-$ können außerhalb des Silizium-Vertex-Detektors (SVX) sowohl in der $r\phi$- (a), als auch in der $rz$-Projektion (b) beobachtet werden (die zweite Reihe von Punkten entlang geladener Spuren ist ein Artefakt der Spurrekonstruktion). Das Photon aus dem elektromagnetischen $\Sigma^0$-Zerfall ist als freistehender Energieeintrag im CsI-Kalorimeter zu erkennen.*

# Zusammenfassung


Das Crystal-Barrel-Spektrometer, ein Detektor zur Untersuchung von Antiproton-Annihilationen bei kleinen Schwerpunktsenergien, wurde im April 1995 mit einem 15-teiligen Silizium-Mikrostreifen-Detektor nachgerüstet, der das Flüssigwasserstoff-Target umschließt. Er besitzt eine neuartige Auslese, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Dazu werden Signale von den Rückseiten der einseitig positionsempfindlichen Halbleiterelemente abgenommen und von einer Ausleseelektronik weiterverarbeitet, die an die vorliegenden Randbedingungen, wie große Detektorkapazität (180 pF), hoher Leckstrom (1 $\mu$A), kleiner Leistungsbedarf und kompakter Aufbau adaptiert ist. Für den Nachweis minimal-ionisierender Teilchen über die Rückseitenauslese wird ein Signal- zu Rauschverhältnis von 12 bei einer Signalanstiegszeit von 200 ns erreicht. Mit der Information über die Anzahl geladener Spuren aus der zylindrischen Driftkammer ist es so möglich, Ereignisse in einer Zeit von 2 $\mu$s aufgrund ihres Multiplizitätszuwachses in Targetnähe im ersten Niveau des Hardware-Triggers zu akzeptieren. In den Daten können so Reaktionen mit geladenen Zerfällen von relativ langlebigen (schwach zerfallenden) neutralen Teilchen (speziell $\mathrm{K^0_S}\rightarrow\pi^+\pi^-$) um Faktoren 50 bis 200 angereichert werden. Dies ermöglicht eine Untersuchung mit hoher Statistik von Ereignissen, die offene Strangeness im Endzustand zeigen und in nur etwa 1% aller Annihilationen auftreten.

Durch die ebenfalls schnelle Auslese (25 $\mu$s) der 1920 Streifenkanäle des Si-Mikrostreifen-Detektors können darüberhinaus komplizierte Ereignistopologien, wie die Entstehung von mehreren geladenen Teilchen mit einem $\mathrm{K^0_S}$, in einer zweiten Stufe des Triggers erkannt und ausgewählt werden. Durch die für diese Art von Detektoren typisch hohe Ortsauflösung wird die Impulsmessung von geladenen Spuren aus dem Primärvertex erheblich genauer, als es bisher mit der Driftkammer des Experiments alleine möglich war. Für Teilchen eines Impulses von 900 MeV/c beträgt der Fehler ($\sigma$) nurmehr 3.8% statt 6.7%. Die Rekonstruktionsgenauigkeit ($\sigma$) des Annihilationsortes wird von 610 $\mu$m auf 170 $\mu$m verbessert.

Der hohe Anreicherungsfaktor des Sekundärvertex-Triggers in Kombination mit der ausgezeichneten Akzeptanz und Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters ermöglichte den Nachweis von mehreren der physikalisch sehr wenig erforschten Pontecorvo-Reaktionen in flüssigem Deuterium. Speziell wurden die seltenen Reaktionen $\mathrm{\overline{p}d\rightarrow\Lambda K^0}$ und $\mathrm{\overline{p}d\rightarrow\Sigma^0 K^0}$ ($\Sigma^0\rightarrow\Lambda\gamma$) über ein geladen zerfallendes $\Lambda$ zusammen mit einem $\mathrm{K^0_S}$ oder fehlendem $\mathrm{K^0_L}$ eindeutig identifiziert. Ihre Verzweigungsverhältnisse wurden zu $(2.2 \pm 0.24_{stat} \pm 0.44_{sys}) \cdot 10^{-6}$, bzw. $(2.0 \pm 0.24_{stat} \pm 0.46_{sys}) \cdot 10^{-6}$ bestimmt. Unter der Annahme von Ladungssymmetrie wurde das relative Verzweigungsverhältnis $\mathrm{R_{\Sigma\Lambda}}$ ($\mathrm{R_{\Sigma\Lambda}} = BR(\mathrm{\overline{p}d\rightarrow\Sigma K})/BR(\mathrm{\overline{p}d\rightarrow\Lambda K})$) zu $(2.67 \pm 0.42)$ bestimmt.

Dies steht in Übereinstimmung mit der Beschreibung dieser Reaktionen nach einem statistischen Ansatz ($\mathrm{R_{\Sigma\Lambda}}$=2.9) [1], obwohl die absoluten Verzweigungsverhältnisse dabei um einen Faktor 3 zu hoch beschrieben werden. Andere Modelle, die Pontecorvo-Reaktionen durch Zwei-Stufen-Prozesse ($\mathrm{R_{\Sigma\Lambda}}$=0.04) [2] oder Austausch von Regge-Polen ($\mathrm{R_{\Sigma\Lambda}}$=0.16) [3] beschreiben, können erstmals deutlich ausgeschlossen werden.

# Inhaltsverzeichnis

# Kapitel 1

# Einleitung

1955 wurde am Bevatron[1] in Berkeley der erste eindeutige Nachweis der Existenz von Antiprotonen [4] erbracht. Sie wurden durch den Einschuß von Protonen auf ein Kupfertarget erzeugt und als stabile, negativ geladene Teilchen mit Protonmasse über ihren Impuls und ihre Geschwindigkeit identifiziert. Die Produktionsschwelle für ein $p\overline{p}$-Paar durch Kollision des einlaufenden Protons mit einem freien Nukleon des Targets liegt bei einem Impuls von 6.5 GeV/c. Schon in der Planungsphase des Bevatrons wurden jedoch weitere Prozesse zur Erzeugung von Antiprotonen diskutiert, die bei niedrigeren Schwellen einsetzen sollten. Dies konnte in Messungen des Anregungsspektrums bestätigt werden. Unter anderem wurde von G. Feldmann [5] ein Zwei-Stufen-Mechanismus vorgeschlagen, der über die primäre Erzeugung eines Pions mit folgender Absorption in einem weiteren Nukleon des Targets ab einem Strahlimpuls von knapp 5 GeV/c $p\overline{p}$-Paare erzeugen konnte.
Diese Erkenntnisse mit in Betrachtung ziehend schlug B. Pontecorvo [6] bereits 1956 verschiedene *spezielle* Annihilationsprozesse für Antiprotonen vor, die nur an Kernen ($B \geq 2$) möglich sind und als Umkehrreaktionen zu den oben genannten Produktionsprozessen aufgefasst werden können. Im Gegensatz zu den wesentlich häufigeren *normalen* Annihilationen mit mindestens zwei Mesonen unter den Endprodukten sind Pontecorvo-Reaktionen durch nur ein oder sogar kein Meson[2] im Endzustand gekennzeichnet. Sie verlangen, allein aufgrund der Kinematik, die Beteiligung von mehr als einem Target-Nukleon am Reaktionsgeschehen.
Als einfachster und gleichzeitig am besten erforschter Vertreter dieser Prozesse gilt die Annihilation von $\overline{p}d \rightarrow N\pi$ (vgl. Abb. 1.1 a). Wegen der kleinen Verzweigungsverhältnisse konnten solche Reaktionen jedoch erst vor kurzer Zeit an Antiprotonspeicherringen mit genügend hohen Teilchenraten und Experimenten mit schnellen Online-Triggern nachgewiesen werden. Unter anderem stammen die besten Messungen zu den Kanälen $\overline{p}d \rightarrow p\pi^-$ und $\overline{p}d \rightarrow n\pi^0$ vom *LEAR*[3] am CERN[4]. Ihre Verzweigungsverhältnisse wurden zu[5] $(1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$, bzw. $(0.7 \pm 0.07) \cdot 10^{-5}$ [11] bestimmt. Diese Ergebnisse sind mit Erhaltung von Ladungssymmetrie und Unabhängigkeit von Annihilation in flüssigem oder gasförmigem Deuterium verträglich [11].

---

[1] maximaler Strahlimpuls 7 GeV/c
[2] z.B. $\overline{p}\,He^3 \rightarrow pn$
[3] **L**ow **E**nergy **A**ntiproton **R**ing
[4] **C**entre **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire in Genf.
[5] gewichtetes Mittel von 4 Messungen in flüssigem [7][8] und gasförmigen Deuterium [9][10]

Zur Erklärung der speziellen Annihilations-Mechanismen von Pontecorvo-Reaktionen, die aufgrund der hohen Impulsüberträge innerhalb sehr kurzer Distanzen ablaufen müssen, existieren drei theoretische Modelle (vgl. Kap. 5). Die experimentellen Ergebnisse, einschließlich der Untersuchung der Endzustände n$\eta$, n$\omega$, n$\eta'$ [12], $\Delta^0(1232)\pi^0$ [12] und n$\phi(1020)$ [14], konnten jedoch bisher keines dieser drei Modelle eindeutig verwerfen.
Einen empfindlichen Test stellt die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse von Pontecorvo-Reaktionen mit offener Strangeness im Endzustand dar, da die verschiedenen Modellrechnungen für diese Reaktionen um Größenordnungen voneinander abweichen.

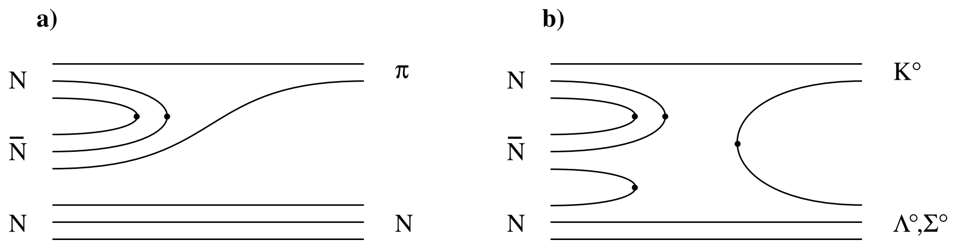


*Abbildung 1.1: Quarkliniendiagramm einer Pontecorvo-Reaktion an einem Deuteronkern ohne (a) und mit (b) Strangeness-Erzeugung.*

Der in dieser Arbeit vorgestellte Silizium-Detektor öffnet den Zugang zu solchen Kanälen, da er mit einer hohen Effizienz Ereignisse mit sekundären Vertizes in den Daten anreichern kann. Er wurde hauptsächlich in das Crystal-Barrel-Experiment eingeführt, um mesonische Annihilationskanäle mit offener Strangeness, wie z.B. $p\overline{p}\rightarrow K^0_S K^0_S \pi^0$, mit hoher Statistik zu untersuchen. Im Zentrum des apparativen Teils dieser Arbeit steht die Diskussion der elektronischen Auslese dieses $\mu$-Streifen-Detektors. Die hier erstmals vorgestellte schnelle Rückseitenauslese ist für die Anreicherung von Ereignissen mit sekundären Vertizes von entscheidender Bedeutung. Aufgrund ihrer geringen Verzweigungsverhältnisse und ihrer besonderen Ereignistopologien mit zwei sekundären Vertizes (s. Abb 0.1) erweisen sich Pontecorvo-Reaktionen mit offener Strangeness im Endzustand als ideal für eine Demonstration der Leistungsfähigkeit dieses Detektors.

# Kapitel 2

# Das Crystal-Barrel-Experiment

## 2.1 Die Zielsetzung

Hauptmotivation für den Aufbau des Crystal-Barrel-Experiments war eine möglichst vollständige Untersuchung des **Mesonenspektrums** bei Schwerpunktsenergien nahe zwei Protonenmassen. Gleichzeitig erhofft man sich neue Erkenntnisse in den folgenden, damit verwandten, Bereichen:

- Die Suche nach Glueballs und Hybridmesonen.
- Die Suche nach gebundenen Nukleon-Antinukleonzuständen.
- Die Analyse seltener Mesonenzerfälle (u.a. radiative Zerfälle).
- Das Studium der Annihilationsdynamik des $p\overline{p}$-Systems.

An das Spektrometer wurden daher folgende Anforderungen gestellt:

- Gleichzeitiger Nachweis von geladenen und neutralen Teilchen in einem möglichst vollständigen Raumwinkel von $4\pi$.
- Gute Orts- und Impulsbestimmung für geladene Teilchen und Photonen als Endprodukte neutraler Annihilationskanäle.
- Unterscheidung von geladenen Pionen und Kaonen über eine $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Messung.
- Annihilationen an flüssigem oder gasförmigem Wasserstoff bzw. Deuterium.
- Messungen von $p\overline{p}$-Vernichtung in Ruhe wie auch im Fluge bis zu dem verfügbaren Strahlimpuls von $1.9\,\mathrm{GeV/c}$.
- Die Verarbeitung hoher Ereignisraten (10 - 100 Hz) auch komplexer Ereignisse.
- Anreicherung von bestimmten Ereignissen während der Datennahme mit Hilfe schneller elektronischer Ereignisfilter (Trigger).

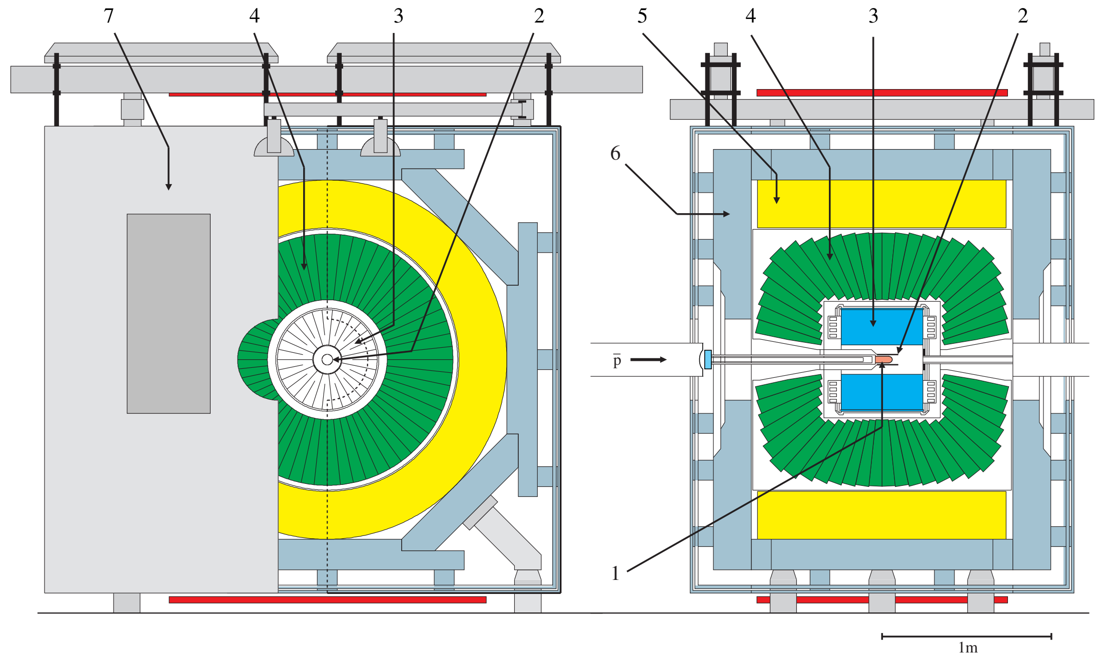


*Abbildung 2.1: Der Crystal-Barrel-Detektor in Frontansicht und im Schnitt mit den wichtigsten Komponenten von innen nach außen: 1) das Target, 2) der Si-Vertex-Detektor, 3) die Jet-Driftkammer, 4) das CsI(Tl)-Kalorimeter, 5) die Magnetspule, 6) das Eisenjoch und 7) die Magnettür.*

## 2.2 Kurze Beschreibung des Detektors

Die wichtigsten Komponenten des Crystal-Barrel Detektors sind in Abb. 2.1 skizziert. Ausser dem Si-Vertex-Detektor, der ausführlich in Kap. 4 beschrieben wird, werden in diesem Abschnitt, nach einem kurzen Gesamtüberblick, die wichtigsten Eigenschaften der Teildetektoren besprochen. Eine ausführliche Übersicht über den Crystal-Barrel-Detektor liefert [15].

Die Antiprotonen verlassen mit einem festen Strahlimpuls (105 bis 1900 MeV/c) das vom Speicherring *LEAR*[1] kommende Strahlrohr und Vakuumsystem durch ein dünnes Beryllium-Fenster. Unmittelbar dahinter befindet sich eine kleine Proportionalkammer, die zur Strahlkontrolle und Erzeugung eines ersten Antiproton-Triggers dient. Durch ein weiteres Fenster (Mylar) treten sie in das Vakuum des Targetraums ein, das für thermische Isolierung und Reduzierung von Vielfachstreuung benötig wird. Unmittelbar vor dem Eintritt in das Target (1), das in der Mitte des Detektors plaziert ist, durchqueren sie eine fünfsegmentige Siliziumdiode, deren Dicke je nach Strahlimpuls zwischen 50 $\mu$m und 1 mm gewählt wird. Durch die Segmentierung kann die Fokusierung des Strahles wie auch sein Schwerpunkt relativ zum Targetzentrum gemessen und nachgeregelt werden. Ein Signal des kreisförmigen Segmentes (ø5 mm) in der Zählermitte gibt in Koinzidenz mit der kleinen Proportionalkammer den Zeitpunkt eines in das Target einfliegenden Antiprotons. Die Unsicherheit des Eintrittszeitpunktes liegt dabei unter 10 ns.
Das Target selbst ist auswechselbar, um Annihilationen sowohl an flüssigem als auch an gasförmigem Wasserstoff (bzw. Deuterium) zu ermöglichen.

[1] **L**ow **E**nergy **A**ntiproton **R**ing

Das **Flüssigwasserstoff-Target** (ø17 mm × 44 mm) hat einen dünnen Mylarzylinder als Außenwand und wird bei 20K und Druck knapp über dem Normaldruck betrieben. Nur dieses Target wird auch für Messungen im Fluge (Strahlimpuls 500 bis 1900 MeV/c) benutzt. In diesem Fall kommt ein Szintillationszähler hinter dem Target als Veto-Signalgeber zum Einsatz, um die in etwa 98% aller Fälle nicht wechselwirkenden Antiprotonen zu erkennen. Für Annihilationen in Ruhe wird bei diesem Target ein Strahlimpuls von 200 MeV/c gewählt, wodurch die Antiprotonen kurz hinter dem Targetzentrum stoppen und praktisch instantan mit einem Proton oder einem Neutron[2] vernichten. Die Ortsunsicherheit der Annihilation in Flugrichtung aufgrund von Vielfachstreuung beträgt $\pm$ 300 $\mu$m.
Das **Gastarget** (ø20 mm× 90 mm ) ist aus Kohlefasern gewickelt und kann daher einem Überdruck bis zu 18 bar standhalten. Es besitzt ein dünnes Eintrittsfenster und wird bei Raumtemperatur, unter Verwendung des niedrigsten erhältlichen Strahlimpulses von 105 MeV/c, betrieben. Dieses Target wird für die Anreicherung von Annihilationen aus der P-Welle des Protoniums verwendet, da in Flüssigkeit die S-Wellen-Annihilation überwiegt. Die Ortsunsicherheit des Annihilationspunktes ist in Gas jedoch wesentlich grösser, ein kleiner Teil der Antiprotonen vernichtet daher sogar mit dem Material der Targetwand.
Zwei ursprünglich um das Strahlrohr angeordnete, zylindrische Proportionalkammern (PWC), wurden im Juli 1995 durch den später beschriebenen Silizium-Vertex-Detektor (2) ersetzt, dessen Innenwand das Target in einem Abstand von etwa 1 mm umgibt. Er arbeitet bei Raumtemperatur und sitzt direkt im Targetvakuum. Aus diesem Grunde mußte große Sorgfalt auf die Ableitung der entstehenden Wärme (ca. 5 W) an die Oberfläche des Vakuumgehäuses aufgewendet werden. Gleichzeitig darf kein nennenswerter thermischer Kontakt zu dem unmittelbar benachbarten, etwa 270K kälteren Target entstehen.
Die zylindrische Jetdriftkammer (3) (*JDC*[3]) besteht aus 15 Innen- und 30 Außensektoren mit insgesamt 23 radial aufeinanderfolgenden Signaldrähten. Sie umschließt mit einem Luftspalt von etwa 3 cm das Gehäuse des Vertexdetektors und liefert aus der Gasionisation geladener Teilchen Informationen über deren spezifischen Energieverlust ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) und deren Spur, woraus der Impuls der Teilchen bestimmt werden kann.
Alle bisher betrachteten Teildetektoren des Crystal-Barrel-Spektrometers sind als sogenannte $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Detektoren auf hohe Transparenz, also ein Minimum von eingebrachtem Material, ausgelegt, um Gamma-Konversionen und Vielfachstreuungen gering zu halten. Für ihre Konstruktion wurden nicht-ferromagnetische Stoffe[4] mit kleinem $Z$ verwendet, wie dünnes Aluminium ($Z$=13) oder Kohlenstoffverbindungen ($Z$=6).
Für den Nachweis von Photonen im elektromagnetischen Kalorimeter (4) ist jedoch ein hohes $Z$ erwünscht, um eine kompakte Bauform zu erreichen. Dafür sind um die *JDC* herum 1380 Thallium-dotierte Cäsium-Jodid Kristalle (CsI(Tl)) einer Länge von 30 cm auf den Annihilationspunkt zeigend angeordnet.

[2]nur bei Deuterium als Füllgas
[3]**J**et **D**rift **C**hamber
[4]wegen des starken benötigten Magnetfeldes

Der gesamte sensitive Aufbau des Detektors ist eingebettet in das Innere eines Solenoid-Magneten (5), der im Zentrum des zylindrischen *JDC*-Volumens ein Magnetfeld mit Symmetrieachse parallel zur Strahlrichtung von maximal 1.5 Tesla Flußdichte liefert. Der Magnet ist umgeben von einem kastenförmigen Joch (6), das den Rückfluß des Magnetfeldes garantiert. Der Boden und der obere Teil des Magnetjochs sind mit einem Hodoskop zum Nachweis kosmischer Myonen bedeckt. Sie dienen als Trigger zum Test der Jetdriftkammer, sowie zu einer Voreichung des CsI-Kalorimeters.

## 2.3 Der Speichering *LEAR*

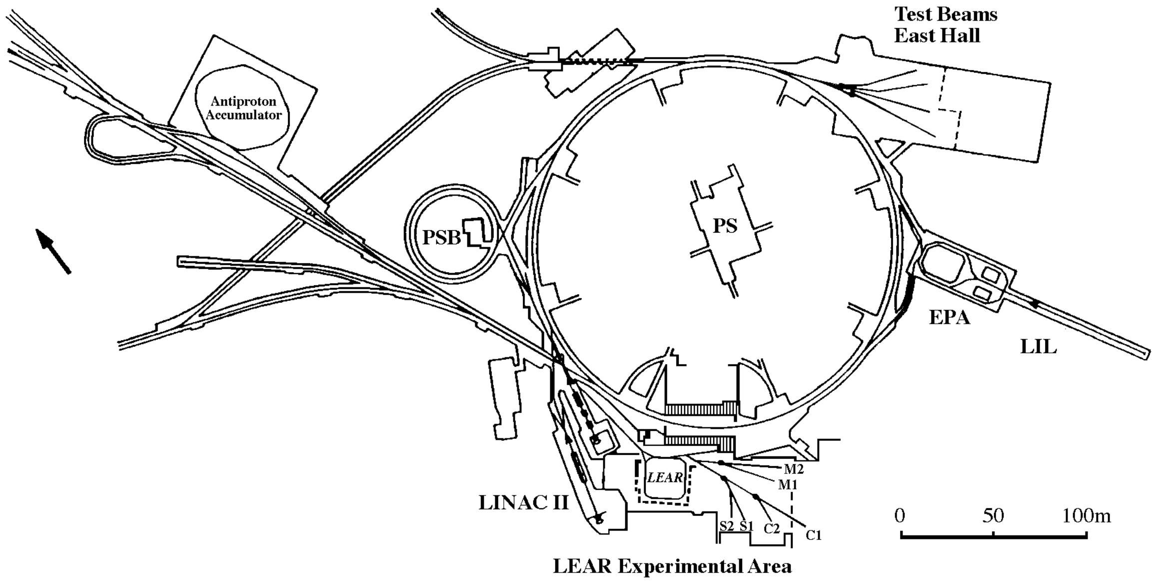


*Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der an der Erzeugung von Antiprotonen beteiligten Beschleunigeranlagen.*

Seit dem Jahr 1983 bildet der *LEAR* am CERN in Genf die Grundlage für Experimente mit niederenergetischen Antiprotonen [16]. Abb. 2.2 zeigt den Komplex der beteiligten Beschleunigeranlagen. Antiprotonen werden durch Beschuß eines Wolframtargets mit dem 26 GeV/c Protonenstrahl des *Proton-Synchrotron* (PS) durch Paarbildung erzeugt. Neben vielen anderen Teilchen ($\pi^{\pm}$,$K^{\pm}$ ..) treten die Antiprotonen unter verschiedensten Winkeln und Energien aus und werden mittels einer starken magnetischen Linse [17] fokusiert. Eine spezielle Strahlführung selektiert Antiprotonen mit Impulsen um 3.5 GeV/c und leitet sie in den *Antiproton-Akkumulator* (AA), wo sie einer ersten stochastischen Kühlung [18] unterzogen werden. Einmal pro Stunde können dann (2 - 3)$\cdot 10^9$ dieser Teilchen zurück in das PS gegeben werden, wo sie auf einen Impuls von 600 MeV/c abbremst und in den *Niederenergiespeicherring* (*LEAR*) weitergeleitet werden. Durch stochastische oder [19] Elektronen-Kühlung, evtl. nach einer Nachbeschleunigung, erzielt man dort Teilchenimpulse von 100 MeV/c bis knapp 2 GeV/c mit Impulsunschärfen um 0.3%. Die monochromatischen Antiprotonen können dann mittels einer sogenannten *slow extraction* verschiedenen Experimenten über diverse Strahlführungen als kontinuierlicher Strahl zur Verfügung gestellt werden. Angepasst an die Signal-Integrationszeiten der Subdetektoren

des Crystal-Barrel Experiments wird die Strahlintensität auf eine Annihilationsrate von etwa $2 \cdot 10^4$ Ereignisse/s eingestellt. Mit einer Füllung des *LEAR* ist bei Messungen von Annihilationen in Ruhe eine 3-stündige kontinuierliche Datennahme möglich.
Aufgrund der langen Speicherzeiten enthält der Strahl keine Verunreinigungen durch andere Teilchen, z.B. Mesonen, da diese relativ schnell zerfallen.

## 2.4 Die Jetdriftkammer (*JDC*)

Die *JDC* des Crystal-Barrel-Detektors stellt die Grundlage der dreidimensionalen Spurrekonstruktion und Messung der Ionisationsstärke pro Weglänge ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) von geladenen Teilchen dar. Zusammen mit dem über ihr Volumen homogenen Magnetfeld von 1.5 T können die Impulse von geladenen Teilchen bestimmt werden. Für eine ausreichende Auflösung der Endprodukte von $\mathrm{p\overline{p}}$-Annihilationen[5] wurde ein 23-lagiges Layout mit 30 Außen- und 15 Innensektoren gewählt.

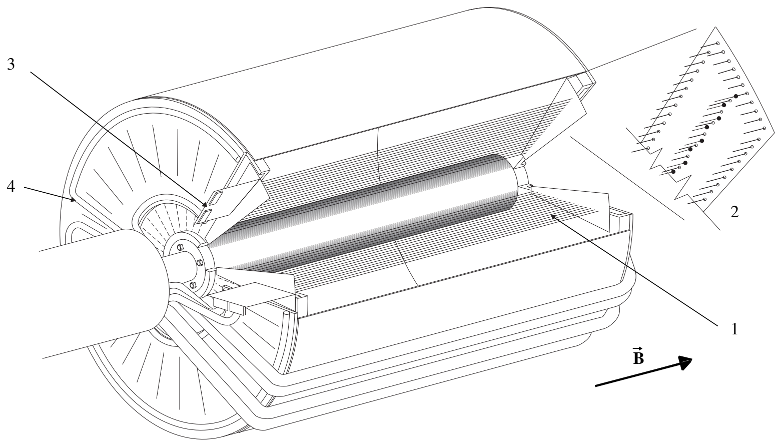


*Abbildung 2.3: 3D Ansicht der JDC mit Einblick in den inneren Aufbau. 1) Signal- und Felddrähte im Drift-Gas, 2) Vergrößerte Darstellung der Drahtkonfiguration an der Endplatte, das Staggering ist angedeutet 3) Vorverstärkerarray, 4) Aluminiumplatte mit Kühlleitungen*

Der Vorteil einer Jetdriftkammer ist die relativ hohe Zahl an Meßpunkten entlang einer Teilchenspur (einer pro Lage) im Vergleich zu ihren geringen Abmessungen. Die relative Impulsauflösung $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}$ in der $r\phi$-Ebene kann nach einer Formel von Gluckstern [20] in Abhängigkeit von der Anzahl der Meßpunkte $N$ und der Spurlänge $L$ berechnet werden. Sie vernachlässigt den Anstieg von Vielfachstreuung bei kleinen Teilchenimpulsen:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \frac{p_T}{0.03} \frac{\sigma_{r\phi}}{L^2 B} \sqrt{\frac{A_N}{N+5}} \qquad (2.1)$$

[5] Impulsbereich etwa 0.1 bis1 GeV/c

| | | |
|---|---|---|
| $p_T$ | : | Impuls in der $r\phi$-Ebene [GeV/c] |
| $B$ | : | Magnetfeld [Tesla] |
| $\sigma_{\rho\phi}$ | : | Ortsungenauigkeit [m] |
| $L$ | : | Länge der Spur [m] |
| $N$ | : | Anzahl äquidistanter Meßpunkte |
| $A_N$ | : | Statistischer Faktor; $A_N = 720$ [20] |

In Abb. 4.7 ist die relative Impulsauflösung von Spuren durch die *JDC* in Abhängigkeit des Teilchenimpulses dargestellt. Deutlich wird die starke Verbesserung durch Einbindung des vom Vertex-Detektor gemessenen $r\phi$ -Wertes in Targetnähe. Weiterhin kann die lineare Abhängigkeit der Impulsauflösung vom Teilchenimpuls beobachtet werden. Der Anstieg bei kleinen Impulsen zeigt einsetzende Vielfachstreuung, die von Gleichung 2.1 nicht beschrieben wird.

### 2.4.1 Prinzip der Spurmessung

Ein geladenes Teilchen erzeugt beim Durchgang durch das Gas[6] der Kammer durch Stöße mit den Gasatomen freie Elektronen und Ionen. Die Elektronen driften in einem von Potentialdrähten definierten elektrischen Feld ($\approx$ 1kV/cm) zu den auf Erdpotential liegenden Anodendrähten und erzeugen dort durch das starke elektrische Feld in Drahtnähe über Stoßionisation eine Ladungslawine. Diese ist im Mittel dem primären Energieverlust des Teilchens proportional. Durch die nahezu konstante Driftgeschwindigkeit ist der Entstehungsort der Primärionisation durch die Driftzeit zum Draht bestimmt und wird aus dem zeitlichen Verlauf des Strom-Signales ermittelt. Eine Auflösung in Längsrichtung des Drahtes (z-Koordinate) wird durch resistive Teilung des Signales an zwei an den Drahtenden sitzenden Vorverstärker erzielt.
Zur besseren Erkennung der Seite einer radialen Signaldrahtreihe, die ein Teilchen passiert hatte, sind die Signaldrähte relativ zur Mittelebene um $\pm 200\,\mu$m versetzt (*staggering*). Dies erleichtert erheblich eine Rekonstruktion der Teilchenspur, da die Kombination der Messpunkte der falschen Seite wesentlich stärker um eine Bahnkurve streut (vgl. dazu die Spiegelpunkte neben den rekonstruierten Spuren in Abb. 0.1). Eine weitere Erleichterung für die Spurrekonstruktion wird durch fortlaufende Spursignale beim Übergang in die äußeren Sektoren erzielt.

### 2.4.2 Geometrische Abmessungen der *JDC*

Das zylinderförmige aktive Volumen der Kammer ist von den Signaldrähten bestimmt, die eine Länge von 396 mm besitzen. Die innerste Drahtlage befindet sich bei einem Radius von 63 mm, die weiteren folgen im Abstand von jeweils 8 mm. Der Radius von Lage 23 beträgt demnach 239 mm. Da zur Erkennung einer Spur mindestens 3 Drahtlagen ansprechen müssen, steht für den einfachen Nachweis geladener Teilchen ein Raumwinkel 93% von $4\pi$ zur Verfügung. Für Teilchen, die mindestens Lage 9 passieren, beträgt er nur noch 84% , für Lage 23 nur noch 64% von $4\pi$.

[6] 90% $CO_2$, 10% Isobutan

| | |
|---|---|
| Sektoren innen/außen | 15 / 30 |
| Lagen | 23 |
| Innenradius | 50 mm |
| Außenradius | 257 mm |
| Sensitive Länge | 396 mm |
| Innerste Signaldrahtlage | 63 mm (Radius) |
| Äußerste Signaldrahtlage | 239 mm (Radius) |
| Signaldrähte | |
| Anzahl | 600 |
| Drahtdicke | 20 $\mu$m |
| Material | Edelstahl |
| Feld- und Potentialdrähte | |
| Anzahl | $600 + 1740$ |
| Drahtdicke | 150 $\mu$m |
| Material | goldbeschichtetes Aluminium |
| Gaszusammensetzung | 90% Kohlendioxid, 10% Isobutan unter Normalbedingungen |
| Gasverstärkung | $5 \cdot 10^4$ |
| mittleres Driftfeld | 1 kV / cm |
| Driftgeschwindigkeit | 0.9 cm / $\mu$s |
| max. Driftzeit | $\approx 3\,\mu$s |
| Lorentzwinkel | 7.2° bei 1.5 Tesla |

*Tabelle 2.1: Technische Daten der Jetdriftkammer*

## 2.5 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter gibt dem Experiment aufgrund der faßförmigen[7] Anordnung der Kristallmodule[8] seinen Namen. Es dient zur Messung der Energie und des Impulses von neutralen Annihilationsprodukten, d.h. vor allem von Photonen in einem Energiebereich von 5 MeV bis 2 GeV. Das Absorptionsmaterial der Module selbst ist ein Thallium-dotierter CsI-Einkristall. Der aktive Raumwinkelbereich des Kalorimeters beträgt 97.8% von $4\pi$.

Die Wechselwirkung von hochenergetischen Photonen mit Materie besteht vorwiegend in der Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren (Paarbildung). Diese strahlen durch Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld der Atomkerne ihre kinetische Energie in Form von Photonen ab (Bremsstrahlung). Durch das Wechselspiel zwischen Paarbildung und Bremsstrahlung entsteht ein Schauer, dessen weitere Ausdehnung gestoppt wird, wenn die Wirkungsquerschnitte für Comptonstreuung und Photoeffekt, bzw. Ionisation der Kristallatome durch Elektronen und Positronen bestimmend werden. Dadurch werden freie Ladungen oder gebundene Elektron-Loch-Paare (Exzitonen) erzeugt, die sich quasifrei im Kristall bewegen können. Sie werden von den eindotierten Farbzentren (Thallium) eingefangen und bewirken deren Anregung, die als Abgabe von Szintillationslicht wieder abgebaut wird. Die relative Lichtausbeute, der Quotient von ausgestrahlten Niederenergie-Photonen zur Energie des primär wechselwirkenden

[7] engl. barrel
[8] engl. crystal

Hochenergie-Teilchens, ist ein statistischer Prozess und beträgt für Thallium-dotierte CsI-Kristalle etwa 40000 Photonen pro MeV. Das gesamte emittierte Licht, das von der Zahl der bei der Schauerbildung erzeugten sekundären Teilchen bestimmt ist, ist nahezu proportional zum Energieverlust des primären Photons im Kristall.
Die charakteristische Größe eines elektromagnetischen Kalorimeters ist die Strahlungslänge $X_0$, die einer Schichtdicke entspricht, in der mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 54% Paarbildung bei hohen Energien ($E_\gamma > 10\,\mathrm{MeV}$) auftritt. Für CsI beträgt $X_0 = 1.86\,\mathrm{cm}$, wodurch bei den 30 cm langen Kristallen (16 Strahlungslängen) durch Verluste an den Rückseiten maximal 1% der Energie von 2 GeV-Photonen verloren gehen kann. Für Elektronen, die einen photon-ähnlichen Schauer auslösen, gibt $X_0$ die Schichtdicke an, bei der die mittlere Energie des Elektrons auf $\frac{1}{e}$ abgesunken ist.

Obwohl die Zeitskalen der Ausbildung des Schauers und Anregung der Farbzentren im sub- ns-Bereich liegt, kann die Ausstrahlung des Szintillationslichts durch metastabile Energieniveaus der Farbzentren weit in den $\mu$s-Bereich reichen. In der Regel werden in Kristallen mehrere Komponenten mit stark verschiedenen Abklingzeiten beobachtet, die aus wesentlich komplizierteren Mechanismen, als hier vereinfacht dargestellt, stammen. Die Abklingzeit der Hauptkomponenten in CsI(Tl) wird mit etwa $1\,\mu$s angegeben [41], wobei gleichzeitig auch wesentlich schnellere ($\approx 100$ ns) und langsamere ($\approx 7\,\mu$s) Komponenten der Lichtausstrahlung vorliegen.

### 2.5.1 Aufbau des Kalorimeters

Die Ortsauflösung der im Kalorimeter erzeugten Schauer erfolgt durch Schwerpunktbildung der Energieeinträge in benachbarten Kristallgruppen. Wegen des starken Magnetfeldes und der Anpassung an das Lichtemissionsspektrum wird das Szintillationslicht der 1380 Kristalle jeweils über eine Si-Photodiode und einen direkt angekoppelten rauscharmen Ladungsverstärker mit ausreichendem dynamischen Bereich ausgelesen. Das elektronische Rauschen ($\sigma$) entspricht etwa einem Energieeintrag von 200 KeV. Die Signal-Shaping-Zeit ( $4\,\mu$s) ist ein Kompromiß zwischen vollständiger Lichtsammlung, kleinem elektronischen Rauschen und *Pile up*-Unterdrückung. Für diesen Zweck kommt[9] ein mehrstufiger Semigaussfilter zum Einsatz. Die Digitalisierung der 1380 Kanäle erfolgt durch zwei unabhängige[10] Wandlersysteme in einer etwa 10 m entfernt liegenden Elektronikhütte. Das Langzeitverhalten, die Linearität sowie das Auftreten schadhafter Detektormodule wird mit einem Lichtpulsersystem in Messpausen überwacht.

[9] ähnlich wie beim Rückseitensignal des *SVX* vgl. Kap. 4.5
[10] eines für Präzision und eines für hohen dynamischen Bereich

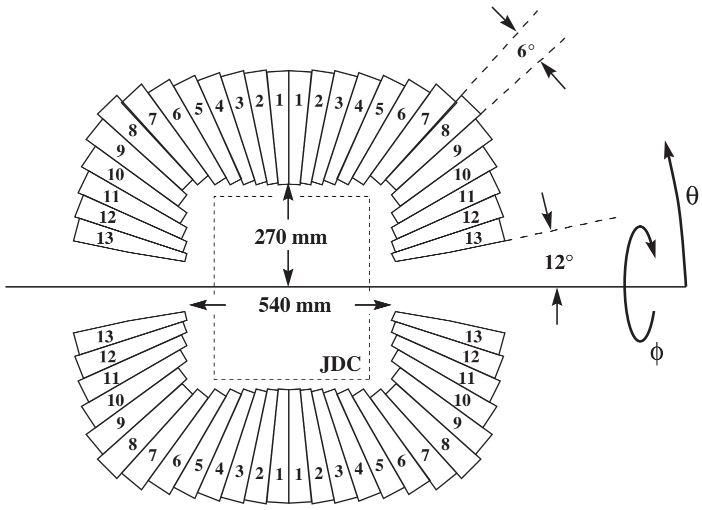


*Abbildung 2.4: Die auf den Annihilationspunkt gerichtete Anordnung der 1380 Kristalle ist hier im Längsschnitt durch das CsI-Kalorimeter dargestellt.*

Die Eigenschaften des Kalorimeters sind in der folgenden Tab. 2.2 zusammengestellt.

| | |
|---|---|
| Material | 1380 einzelne CsI(Tl) Kristalle |
| Totale Masse | 3800 kg |
| Dichte | $4.53\,\mathrm{g/cm^2}$ |
| Strahlungslänge $X_0$ | 1.86 cm |
| Moliere Radius | 3.8 cm |
| Photonenausbeute | $4.5 \cdot 10^4$ pro deponiertem MeV |
| Emissionsmaximum | 550 nm |
| Abklingzeiten | $0.9\,\mu$s und $7\,\mu$s |
| Kristallänge | 30 cm (entsprechend 16.1 $X_0$) |
| Segmentierung in $\phi$ | 60 (30) Kristalle, Öffnungswinkel 6° (12°) |
| Segmentierung in $\theta$ | 26 Kristalle, Öffnungswinkel 6° |
| Raumwinkel | 97.8% von $4\pi$ |

*Tabelle 2.2: Technische Daten des CsI(Tl) Kalorimeters*

## 2.6 Das Triggersystem

Der Trigger gibt ein Startsignal an die Ausleseelektronik, um ihr mitzuteilen, daß ein Ereignis verarbeitet und auf den Datenträger geschrieben werden kann. Das einfachste Kriterium zum Auslösen eines solchen Signales ist das Stoppen eines Antiprotons im Wasserstofftarget (*minimum bias*-Daten). Um spezielle oder seltene Kanäle in den Daten anzureichern, können bestimmte Ereignistopologien von einem *hardware trigger* ausgewählt werden. Dieser besteht aus programmierbaren Logik-Einheiten, die verschiedene Stufen besitzen. Sie werden nacheinander durchlaufen, wobei der zeitliche Ablauf einer

Stufe an die Geschwindigkeit angepasst ist, mit der entsprechende Detektorkomponenten ihre Information bereitstellen können. Die folgende Tabelle veranschaulicht die typischen intrinsischen Zeiten der 4 Triggerstufen sowie die Art der in ihnen verwendeten Information.

| Triggerstufe | Entscheidungszeit [ $\mu$s] | Informationsquelle |
|---|---|---|
| 0 | 0.1 | Antiproton Stop |
| 1 | 4 | *SVX*-Rückseiten-Multiplizität<br>*JDC*-Spur-Multiplizität |
| 2 | 30 | *SVX*-Spur-Multiplizität<br>FACE - Multiplizität |
| 3 | 200 | *software trigger* |

*Tabelle 2.3: Einbindung der Signale der Subdetektoren in den zeitlichen Ablauf des Hardware-Trigger. Die JDC, sowie der SVX liefern Multiplizitäten geladener Teilchen, das FACE (**Fa**st **C**luster **E**ncoder) gibt die Anzahl zusammenhängender neutraler Energieeinträge im CsI-Kalorimeter an.*

### 2.6.1 Ablauf eines Triggerzyklus

Ist der Detektor bereit zur Aufnahme eines Ereignisses, kann ein Startsignal für das Durchlaufen des Triggerzyklus durch die Koinzidenz der zwei Eingangszähler (vgl. Kap. 2.2) ausgelöst werden (Stufe 0). Dazu darf innerhalb eines Zeitfensters ($\pm 5\,\mu$s) kein weiteres Antiproton registriert werden, sonst wird ein sogenanntes *Pile up flag* gesetzt, d.h. das vorliegende Ereignis wird als eine eventuelle Überlagerung zweier Annihilationen markiert. Dieses Zeitfenster ist auf den langsamsten Detektorteil, die Kristallauslese, abgestimmt. Bei Messung im Fluge, wo nur ein kleiner Teil der Antiprotonen mit dem Target wechselwirkt, darf für ein Auslösen von Triggerstufe 0 gleichzeitig kein Signal in einem Szintillationszähler hinter dem Target registriert worden sein (Veto-Zähler).
In den einzelnen Triggerstufen kann bei Nichtvorliegen der dort geforderten Bedingungen ein Abbruch (*reset*) des Ereignisses ausgelöst werden. Im diesem Falle setzt sich die Totzeit $\tau$ aus der Entscheidungszeit dieser Triggerstufe und zusätzlich der benötigten Zeit für die Auswirkung des *reset* auf das Detektorsystem zusammen. Für eine kleine Totzeit bei der Datennahme müssen die Ansprechraten der verschiedenen Triggerstufen zu höheren Stufen möglichst stark abnehmen. In der Regel findet etwa eine Reduzierung um einen Faktor 10 pro Triggerstufe statt. Für den Bruchteil an Ereignissen ($R$), die an einem System mit Totzeit $\tau$ und Eingangsrate $N$ aufgenommen werden können, gilt folgende Näherung:

$$R = \frac{1}{1 + \tau N} \tag{2.2}$$

Um die Datenaufzeichnung für seltene Kanäle zu optimieren, besteht die Möglichkeit, mehrere Ereignisdefinitionen parallel abzufragen. In Kap. 4.7 erfolgt eine Beschreibung der speziellen Konfiguration von *SVX*- und *JDC*-Multiplizitätsinformation für einen Trigger auf sekundärzerfallende Teilchen, der bei der Datennahme für die Suche nach den Pontecorvo-Reaktionen zum Einsatz kam.

# Kapitel 3

# Halbleiterdetektoren

## 3.1 Allgemeines

In den späten 50er Jahren [23][24] wurde eine neue Art von Teilchendetektoren entwickelt, die zunächst als *Kristalldetektoren* bezeichnet wurden, da sie aus einem Halbleitereinkristall als Detektormaterial bestanden. Das Funktionsprinzip eines solchen Detektors, die Freisetzung gebundener Ladungsträger durch Energieabgabe eines Teilchens an das Material, kann analog zu dem einer Gasionisationskammer gesehen werden. Ein entscheidender Unterschied besteht jedoch in der wesentlich größeren Absorptionsstärke für Teilchen durch die hohe Dichte des Festkörpers. Die erste erfolgreiche Anwendung fanden diese Detektoren daher in der Kalorimetrie stark ionisierender Kernfragmente.
Ihr großer Vorteil besteht weiterhin in der hohen Energieauflösung, die aus dem kleinen Energiebedarf für die Erzeugung nachweisbarer freier Ladungen und den ähnlichen Sammelzeiten von positiven und negativen Ladungsträgern resultiert. Durch die dichte Packung und die damit verbundene mechanische Stabilität des Materials werden mit positionsempfindlichen Silizium-Detektoren heutzutage, nach photographischen Emulsionen, die höchsten Ortsauflösungen ($1\,\mu$m [25]) erzielt.
In der Teilchenphysik werden solche Detektoren in fast allen größeren Hochenergieexperimenten [35] für eine präzise Spurrekonstruktion in der Nähe der Wechselwirkungszone[1] als $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Detektoren mit typischen Dicken um $300\,\mu$m verwendet. Die Realisierung von manchmal mehreren 100000 Auslesekanälen wurde nur dank der Entwicklung hochintegrierter rauscharmer Elektronik (VLSI[2]) möglich.
Die Bewältigung der relativ großen Kapazitäten von dünnen Silizium-Detektoren (großes $\varepsilon$) und die Auslegung auf extrem strahlungsintensives Umfeld sind neben einer hohen Integrationsdichte die Hauptuntersuchungsgebiete für ihren Einsatz in zukünftigen Experimenten an Beschleunigern höchster Luminosität.

[1] zur Rekonstruktion der Sekundärvertizes von Teilchen mit schweren Quarks (typ. Zerfallslängen $200\,\mu$m)

[2] **V**ery **l**arge **s**cale **I**ntegration

## 3.2 Grundlagen

### 3.2.1 Signalentstehung in Siliziumdetektoren

Silizium-Detektoren werden sowohl für den Nachweis niederenergetischer Photonen (Licht), als auch hochenergetischer Teilchen verwendet. Der Aufbau von Detektoren beider Anwendungsgebiete ist prinzipiell gleich. Unterschiede bestehen meistens nur in der Ausführung der Detektorkontakte oder Dotierungstiefen, um z.B. absorptionsarme Lichtfenster an den Oberflächen einer Photodiode zu erhalten. Die unterschiedlichen Prozesse der primären Wechselwirkungen dieser beiden Anwendungsgebiete werden hier kurz zusammengefasst.

#### Innerer Photoeffekt (Photodiode)

Damit Photonen nachweisbar sind[3], müssen sie mindestens die Energie besitzen, ein Elektron des Kristalls über die Bandlücke (1.17 eV in Silizium) in das Leitungsband zu heben, um damit freie Ladungsträger zu erzeugen. Zum Ausgleich der Impulsbilanz bei dieser inneren Ionisation wird in Silizium (indirekter Halbleiter) zusätzlich ein Phonon benötigt. Ist die Energie der Photonen grösser als die Energielücke (1.17 eV), können die angeregten Elektronen beim Rücksprung an die Leitungsbandkante weitere freie Ladungsträger durch Stösse erzeugen [42][43]. Dadurch kann der Quotient aus freien Elektron-Loch-Paaren und der Anzahl absorbierter Photonen grösser als eins werden. Überschüssige Energie wird durch Anregung von Phononen abgebaut.

#### Energieverlust eines geladenen Teilchens im Kristall

Dieser Fall schließt alle Wechselwirkungen von Teilchen mit dem Detektor ein, bei denen die Teilchenenergie wesentlich größer als die Energielücke des Halbleiters ist. Photoabsorption bei höheren Energien, Compton-Effekt oder hadronische Wechselwirkung mit einem Siliziumkern erzeugen jeweils geladene Sekundärprodukte, deren Energieverlust im Detektor nachgewiesen werden kann.
Ein schnelles[4] geladenes Teilchen gibt durch elektromagnetische Wechselwirkung seine kinetische Energie an die Elektronen des Kristalls ab, wobei der mittlere Energieübertrag durch die Formel von Bethe-Bloch beschrieben wird. Durch diesen Prozess werden weit über die Bandkanten angeregte freie Ladungsträger erzeugt, die meistens in unmittelbarer Umgebung[5] ihrer Entstehung (typ. 1 $\mu$m) durch weitere Stösse und rapide Ausstrahlung optischer Phononen relaxieren. Diese Prozesse finden auf Zeitskalen von etwa $10^{-12}$s statt. In Silizium verbleibt anschließend pro 3.6 eV anfänglich deponierter Energie ein frei bewegliches Elektron-Loch-Paar, das über die Bandlücke energetisch getrennt ist. Der Rest der deponierten Energie, der nicht für die Erzeugung freier Ladungsträger verwendet wurde, geht in Anregung von niederenergetischen optischen oder akustischen Phononen verloren.

[3]dies gilt für depletierte Siliziumdioden bei Raumtemperatur. Bei tiefen Temperaturen können auch Störstellen mit wesentlich niederenergetischeren Photonen angeregt werden (typ. 50 meV)

[4]mit Geschwindigkeiten weitaus größer als den thermischen

[5]ein seltener harter Stoß kann zur Erzeugung eines $\delta$-Elektron führen

**Energieauflösung**

Die Energieauflösung eines Detektors wird im Allgemeinen als Halbwertsbreite einer gemessenen Verteilung (FWHM[6]) von Ereignissen mit gleichgroßer Energieabgabe an den Detektor definiert. Sind die Fehler normalverteilt, gilt: FWHM=$2.35 \cdot \sigma$.

Kann ein Teilchen vollkommen von einem Halbleiter-Kristall absorbiert werden, z.B. Elektron aus einem Kernzerfall oder Photoelektron aus einem Röntgenquant, findet eine teilweise Umwandlung seiner Energie in freie Ladungsträger statt. Fano [26] war der erste, der den in Halbleitern statistisch nicht unabhängigen Prozess von Einzelionisationen, durch Einführung eines Korrekturfaktors in die Poissonverteilung beschrieb. Die relative Energieauflösung R berechnet sich dann nach folgender Gleichung (vgl. [29]):

$$R = \frac{\mathrm{FWHM}}{\mathrm{E}} = 2.35 \cdot \sqrt{\frac{F \cdot w}{\mathrm{E}}} \tag{3.1}$$

| | | |
|---|---|---|
| $F$ | : | Fanofaktor |
| | | $\approx 0.12$ für Si oder Ge |
| | | $\approx 1$ für Szintillatoren |
| E | : | Energieabgabe an den Detektor |
| $w$ | : | Energiebedarf für ein Elektron-Loch-Paar |
| | | Silizium: 3.6 eV |
| | | Germanium: 2.9 eV |

Bei dünnen Detektoren, an die ein hochenergetisches ionisierendes Teilchen beim Durchgang nur ein Bruchteil seiner Energie abgibt[7], ist der primäre Energieverlust ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) selbst ein statistischer Prozess, der meistens den entscheidenden Faktor für eine Energieauflösung darstellt. Dies ist der Fall für die meisten Anwendungen von Halbleiterdetektoren in der Hochenergiephysik. Als Referenz einer Wechselwirkung bezieht man sich daher häufig auf die Energieabgabe eines minimal-ionisierenden Teilchens (MIP[8]) an den Detektor. Für einen Silizium Detektor mit 300 $\mu$m Dicke bedeutet der Durchgang eines MIPs eine wahrscheinlichste Erzeugung von etwa 24000 Elektron-Loch-Paaren, was einem Energieverlust von 86 KeV entspricht [28] .

### 3.2.2 Elektronische Vorgänge

Freigesetzte Ladungsträger, die sich zunächst noch in unmittelbarer Nähe der Teilchentrajektorie befinden, müssen zu ihrem Nachweis möglichst schnell durch ein elektrisches Feld an die Kontakte der Detektoroberfläche transportiert werden, um eine Rekombination von Elektron-Loch-Paaren zu verhindern[9].

[6] **F**ull **w**idth **h**alf **m**aximum

[7] die Energieabgabe wird von einer Landau-Verteilung [27] beschrieben

[8] **m**inimum **i**onizing **p**article

[9] die Lebensdauern von freien Ladungsträgern in Silizium bei Raumtemperatur sind hauptsächlich durch Störstellenkonzentrationen und Gitterdefekte bestimmt. Bei den für moderne Detektoren verwendeten reinsten Materialen können Zeiten bis über 1 ms erreicht werden.

Bei stark ionisierenden Teilchen, z.B. $\alpha$-Teilchen aus einem Kernzerfall ist ein Signalverlust durch die Rekombination freier Ladungsträger ein nicht zu vernachlässigender Prozess. Hier sind wesentlich höhere elektrische Felder nötig, um sogenannte Plasma-Effekte (Selbst-Abschirmung der Ionisationswolke aufgrund hoher Ladungsträgerdichte) zu minimieren.

### Ladungssammelzeiten

Die Zeit für eine Einsammlung freigesetzter Ladung ist von der Mobilität der Ladungsträger abhängig. Driftzeiten unter üblichen E-Feldern (1000 $V/cm$) betragen in Silizium für Elektronen etwa 20 ns/ mm und für Löcher etwa 60 ns/ mm. Die Sammelzeit bestimmt die Anstiegszeit des Teilchensignales (Strom) aus dem Detektor[10] und gibt die Möglichkeit für eine diffusive Vergrösserung der Ladungsträgerwolke.

### Stromsignal

Im Bänderschema des Halbleiters betrachtet, erzeugt das äußere elektrische Feld in nicht vollständig besetzten Bändern, einen nichtverschwindenden Gesamtimpuls der Ladungsträger. Dies entspricht einem Strom I(t) in Richtung des elektrischen Feldes. Dieser Strom ist die Grösse, die von einem am Detektor angeschlossenen Mess-System aufgenommen wird. Die gemessene Gesamtladung als Integral dieses Stromes $Q = \int I(t)dt$ ist direkt proportional zu der im Detektor deponierten Energie.

In einem Silizium-Einkristall (typ. Grösse 0.1 $cm^3$) können heutzutage bei Raumtemperatur mit rauscharmen Vorverstärkern Teilchenenergien von $10^{-16}$ Joule ($\approx$ 500 eV) nachgewiesen werden. Zum Vergleich liegt der Wärmeinhalt eines solchen Detektors[11] in der Grössenordnung von $10^2$ Joule.

### Leckstrom

Eine ständige freie Ladungsträgerdichte, die durch die thermische Anregung (Fermi-Verteilung) von lokalisierten Elektronen-Zuständen entsteht, kann einen auflösungsbegrenzenden Untergrund (Leckstrom) erzeugen. Das thermische Verhalten von Leckströmen zeigt einen exponentiellen Verlauf mit Variation der Temperatur. Gleichung 3.2 beschreibt diesen Verlauf als Näherung der Fermi-Verteilung in der Nähe einer festen Temperatur (hier Raumtemperatur). Die Anregungsenergie $E_a$ als die Differenz zwischen dem Ferminiveau und besetzten Ladungsträgerzuständen muß dafür erheblich größer als kT (kT(300K)$\approx$0.026 eV) sein.

$$N_{Ldtr} \propto e^{-\frac{E_a}{\mathrm{kT}}} \tag{3.2}$$

$N_{Ldtr}$ ist die freie thermisch angeregte Ladungsträgerdichte, zu der der Leckstrom direkt propotional ist, da die Mobilität der Ladungsträger eine weit schwächere Temperaturabhängigkeit aufweist. In guter Näherung verdoppelt sich daher in der Nähe der

[10] nur messbar, wenn die Grenzfrequenz des Vorverstärkers ausreichend hoch ist

[11] oberhalb der Debye-Temperatur gilt $U \approx 3NkT$

Raumtemperatur der Leckstrom einer depletierten Siliziumdiode bei einem Temperaturanstieg von 10°C. Germaniumdetektoren (Bandlücke 0.67 eV) müssen wegen der allgemein kleineren Anregungsenergien bei viel niedrigeren Temperaturen (typ. 77K) betrieben werden.

### 3.2.3 Detektoraufbau

In Silizium wurde störender Leckstrom zunächst durch grossvolumige und starke Dotierungen ($pn$-Zonen) oder Kompensation[12] mit tiefliegenden Störstellen[13] unterdrückt. Moderne Teilchendetektoren sowie Photodioden werden heutzutage meistens in einer $pin$-Struktur ($p$ intrinsic $n$) hergestellt, da Siliziumeinkristalle in wesentlich grösseren Reinheiten zur Verfügung stehen. Das Ausgangsmaterial, meist schwach $n$-dotiertes ($n^-$), praktisch intrinsisches, Material mit typisch $10^{11} \ldots 10^{15}$ Störstellen/cm$^3$ wird nur an den Oberflächen stark $p$, bzw. $n$ dotiert (sogenannte $p^+$- bzw. $n^+$-Implantate). Von der $p^+$-Dotierung ausgehend, die mit dem Bulkmaterial einen $pn$-Übergang ausbildet, findet zunächst bereits ohne Anlegen einer äußeren Spannung eine Selbstdepletion statt, die bei guten Detektoren eine Tiefe um etwa 100 $\mu$m erreichen kann. Durch zusätzliches Anlegen einer äußeren Spannung $U$ (Minuspol am $p^+$-Implantat) kann die Depletionszone über das ganze Volumen gezogen werden. Die Abhängigkeit der Depletionstiefe $D(U)$ von der angelegten Spannung wird bis zum Erreichen der Detektordicke durch folgende Gleichung beschrieben:

$$D(U) = \sqrt{\frac{2\varepsilon(U_0 + U)}{n\,\mathrm{q_e}}} \tag{3.3}$$

| | | |
|---|---|---|
| $\varepsilon$ | : | Dielektrizitätskonstante |
| | | Si: $\varepsilon = 11.9 \cdot \varepsilon_0 \approx 1\,pF/\mathrm{cm}$ |
| $U_0$ | : | Eigenspannung des Detektors, ca. $0.7\,V$ |
| $n$ | : | Dotierungskonzentration in $[\mathrm{cm}^{-3}]$ |
| $\mathrm{q_e}$ | : | Elementarladung: $1.6 \cdot 10^{-19}\,C$ |

Da die Depletionstiefe die Größe des nichtleitenden Volumens bestimmt, hängt nach dem Modell des Plattenkondensators die Sperrschichtkapazität direkt von ihrem Wert ab. Das Depletionsverhalten von Detektoren kann daher aus der Spannungsabhängigkeit der Detektorkapazität ermittelt werden. In Abb. 3.1 sind die Messungen, die an einer Testdiode und einem Element des hier beschriebenen Streifen-Detektors gemacht wurden, zusammengestellt.

[12] Lithium gedriftete Detektoren

[13] Ferminiveau wird energetisch weiter von besetzten Zustanden in Bandkantennähe entfernt

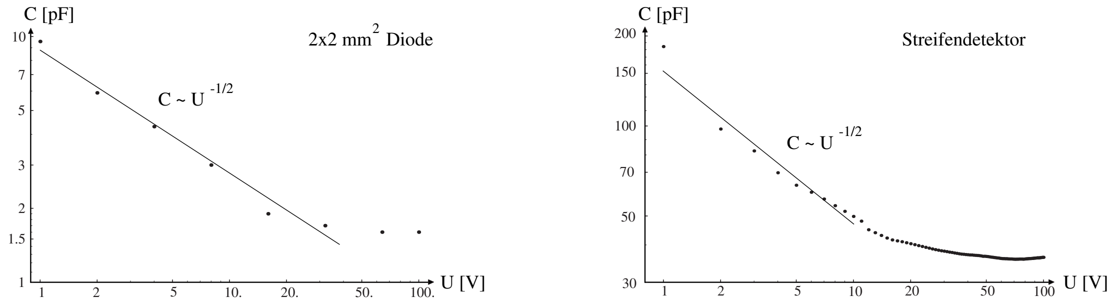


*Abbildung 3.1: Kapazitätsverlauf in Abhängigkeit der Detektorspannung einer* $2 \times 2\,\mathrm{mm}^2$ *Testdiode (a) und eines Streifens (b) von einem Elements des hier beschriebenen* $75 \times 8.4\,\mathrm{mm}^2$ *Streifendetektors.*

Aus der doppelt logarithmischen Auftragung in Abb. 3.1 ist deutlich der zu $U^{-1/2}$ proportionale Verlauf der Sperrschichtkapazität bis zum Erreichen der Depletionsspannung (Abknicken der Kurve) zu erkennen.

Die dem elektrisch aktiven *pn*-Übergang gegenüberliegenden Seite des Detektors ($n+$ dotiert) schafft einen guten ohmschen Kontakt zum Bulk. Dadurch stoßen Ladungsträger auf keine Potentialstufe, wie z.B. an einem direkten Halbleiter-Metallkontakt (Schottky-Barriere).
Ein wichtiger Vorteil eines *pin*-Aufbaus, vor allem für die unten besprochenen positionsempfindlichen Detektoren, liegt im homogenen Verlauf des elektrischen Feldes über das ganze Depletionsvolumen.

### 3.2.4 Ortsempfindliche Halbleiterdetektoren

Erste ortsempfindliche Halbleiterdetektoren wurden Anfang der 60er Jahre vorgestellt [30][31]. Man erzielte eine Ortsauflösung durch Ladungsteilung und Pulszeitmessung an zwei gegenüberliegenden Kontakten einer Widerstandsschicht, die auf der Detektoroberfläche aufgebracht war. Ortsauflösungen von weniger als 1 mm für stark ionisierenden Teilchen wurden erzielt. Das zusätzlich erzeugte thermische Rauschen der Widerstandsschicht machte jedoch einen Nachweis von minimal-ionisierenden Teilchen unmöglich.
Erste Versuche, individuelle Kontakte an den Oberflächen von Detektoren aufzubringen fanden wenig später [32] (1966) statt. Um Auslesekanäle zu sparen, wurden die Signale der einzelnen Kontakte zunächst noch über kapazitive oder resistive Teilung über einige wenige, diskret aufgebaute Vorverstärkerstufen ausgelesen.
Der Grundstein zu modernen Mikro-Streifen-Detektoren wurde Anfang der 80er Jahre gelegt als der *Planar-Prozess*, ein präzises photolithographisches Produktionsverfahren der Mikroelektronik, für die Konstruktion von Teilchendetektoren verwendet wurde [33]. Durch das Aufbringen von Strukturen im Mikrometerbereich können mikroskopische Zonen des Detektors voneinander unabhängig über separate Kontakte ausgelesen werden. Ein Detektorkontakt wird dabei durch eine entsprechende Dotierung (meistens $p+$) in einer speziellen Form[14] auf der Oberfläche des Siliziumeinkristalles (meistens $n-$)

[14] z.B. streifen- oder flächenförmige Strukturen (Streifen- oder Pixeldetektor)

angebracht, was jeden Kontakt zu einer separaten Diode mit einem $pn$-Übergang macht. Der Anschluß zum Vorverstärker erfolgt entweder durch eine direkte Metallisierung ($DC$-Kopplung) des Implantats oder eine $SiO_2$-Zwischenschicht. Durch letztere wird eine kapazitive Kopplung des Auslesekontakts zur eindotierten Struktur herstellt ($AC$-Kopplung). In diesem Fall muß zusätzlich ein hochohmiger Vorwiderstand direkt an das Implantat gekoppelt werden, um den Abfluß des Leckstromes zu gewährleisten. Oft ist dieser Widerstand durch einen MOS-Transistor realisiert, um durch Einstellen eines möglichst hohen Widerstandswertes das unvermeidbare thermische Parallel-Rauschen auf ein Minimum zu reduzieren. Bei Anlegen der Vorspannung baut sich eine homogene Depletion des gesamten Detektorvolumens auf, ausgehend von den einzelnen $pn$-Übergängen der Oberflächenstrukturen. Der Verlauf des elektrischen Feldes in einem Streifendetektor dieser Art ($20\,\mu$m Streifenabstand) sowie die Teilung der Ladung auf verschiedene Auslesestreifen wurde erstmalig 1983 [34] experimentell gemessen. In dieser als Standardwerk geltenden Arbeit fand gleichzeitig die quantitative Bestimmung der diffusiven Verbreiterung einer Ladungswolke statt, die von einem minimal-ionisierenden Teilchen erzeugt wurde. Dies wurde in Abhängigkeit des elektrischen (Detektorspannung) und magnetischen Feldes untersucht. Abb. 3.2 veranschaulicht nach [35] die Ladungsteilung zwischen den Kontakten eines einseitigen Streifendetektors. Die Dotierungsprofile sowie der Verlauf des elektrischen Feldes (gestrichelt) sind ebenfalls eingezeichnet (Eine Beschreibung von Vorverstärkersystemen, die auf die hohe Anzahl und dichte Integration der Kanäle von Mikro-Streifen-Detektoren angepasst sind, wird in Kap. 3.5 gegeben).

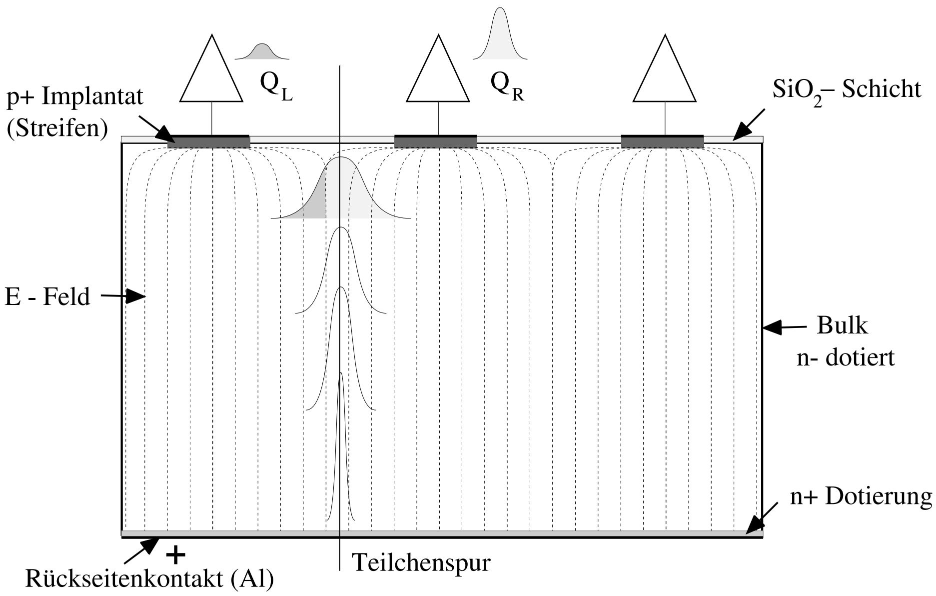


*Abbildung 3.2: Diffusive Aufweitung einer Ladungswolke, die in der Nähe des Rückseitenkontaktes entstanden ist. $Q_L$ ist die Ladung, die am linken, $Q_R$ die Ladung, die am rechten Streifen gemessen wird. Die Darstellung ist nicht maßstabsgerecht.*

Doppelseitig ortsauflösende Detektoren können z.B. durch das Aufbringen von $p^+$-Streifen in x- und $n^+$-Streifen in y-Richtung auf den beiden Detektoroberflächen realisiert werden. Da die Depletierung des Detektors jedoch von den $pn$-Übergängen (z.B. der $p^+$-Implantate mit einem $n$-Bulk) ausgeht, kann sich an der gegenüberliegenden Seite, zwischen den $n^+$-

Streifen, eine Schicht von Oberflächenladungen ausbilden, die eine unerwünschte leitende Verbindung zwischen diesen Streifen verursacht. Um eine hochohmige Trennung dieser Auslesekontakte untereinander zu gewährleisten, werden zwischen die $n^+$-Implantate entweder sogenannte *p-stop*-Streifen eindotiert oder die Oberflächenladungen durch geeignet geformte elektrische Felder in Kontaktnähe unterdrückt.

Die Vielfalt von Detektortypen, die heute auf dem Markt erhältlich ist, lässt sich nicht in wenigen Worten beschreiben. Man kann durch Aufbringen von Implantaten und Metallkontakten im 10 $\mu$m-Bereich praktisch jede gewünschte Potentialverteilung im Detektor herstellen. Z.B. werden mit *Guardring*-Strukturen um positionsempfindliche Auslesestrukturen Oberflächenrandströme abgeleitet und die Feldverläufe in den Randzonen homogenisiert. In Driftdetektoren können durch die spezielle Feldverteilung freie Ladungsträger über cm-Distanzen zu kleinen Auslesekontakten geführt und so extrem rauschfrei nachgewiesen werden. In CCDs werden freigesetzte Ladungen in vielen lokalen Potentialminima gehalten, die für eine serielle Auslese der Pixel die Ladungen schrittweise durch den Kristall schieben können.

## 3.3 Vorverstärker

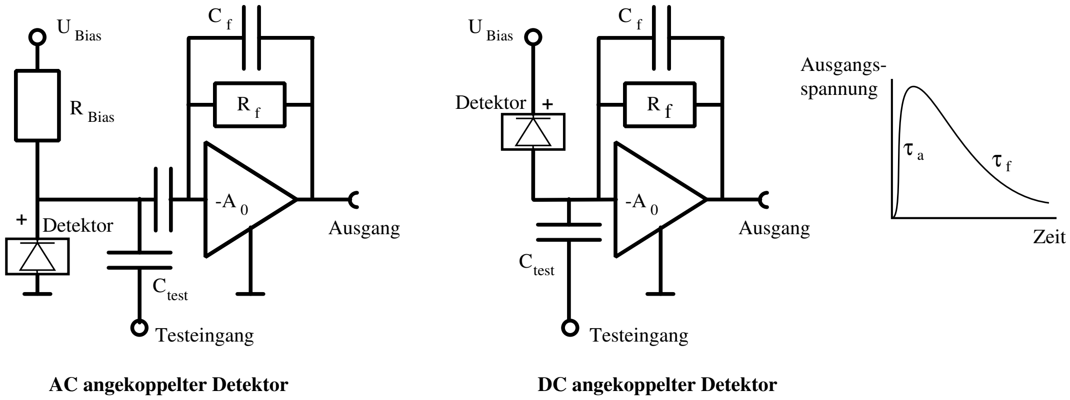


*Abbildung 3.3: Prinzipschaltbild des Detektor-Vorverstärker-Systems. $C_{test}$ ist ein kleiner Kondensator, über den für Kalibrierungszwecke ein Testpuls an den Vorverstärkereingang gelegt werden kann. Auf der rechten Seite ist ein Signal einer Ladung an den Verstärkereingang skizziert.*

Da man bestrebt ist, die ganze freie Ladung nachzuweisen, die durch ein ionisierendes Teilchen im Detektor induziert wurde, muß ein am Detektor angeschlossenes Messystem möglichst vollständig die *äußere Rekombination* von Elektronen mit Löchern (= fehlenden Elektronen) ermöglichen. Hierbei sind zwei Zeitkonstanten von Bedeutung, die Signalanstiegszeit $\tau_a$, als Zeit, während der die äußere Rekombination stattfindet, und die Signalabfallzeit $\tau_f$, als Zeit, in der die Ladungen im Vorverstärker gesammelt bleiben. $\tau_a$ stellt dabei eine Kenngröße der aktiven Elektronik eines Verstärkers und $\tau_f$ eine der passiven Beschaltung dar.

Man unterscheidet zwei Verstärkertypen:

- **Der Stromverstärker, ein Strom - Spannungswandler:**
  Er soll möglichst exakt dem zeitlichen Verlauf von im Detektor freigesetzter Ladung folgen und in ein Ausgangssignal übertragen (typ. Zeitkonstanten $1 \ldots 10\,\mathrm{ns}$, $\tau_a \approx \tau_f$).

- **Der Ladungsverstärker, ein integrierender Strom - Spannungswandler:**
  $\tau_a$ liegt hier im Bereich von typisch 10 ns. Durch die weitaus längere Differenziationszeitkonstante ($\tau_f \approx \mu$s... ms) ist das Ausgangssignal für eine Zeit, die sehr lang gegenüber Ladungssammelzeiten ist, der gemessenen Gesamtladung proportional.

In Abb. 3.3 sind die zwei Prinzipschaltbilder für den direkt (DC) oder kapazitiv (AC) angekoppelten Anschluss eines Vorverstärkers an einen Detektor skizziert. Die Zeitkonstante $\tau_f = R_f \cdot C_f$ bestimmt den stromverstärkenden oder ladungsverstärkenden Charakter. Da die Rückkopplungskapazität $C_f$ in der Realität jedoch aufgrund von Streukapazitäten einen gewissen Minimalwert ($\approx 0.1pF$) nur schwer unterschreiten kann, muß für einen kürzer differenzierenden Verstärker ein relativ kleiner Rückkoppelwiderstand verwendet werden, was zu einem erhöhten Rauschen führt (vgl. Kapitel 3.6). In der Praxis, wenn es nicht auf eine ultimative Zeitauflösung ankommt und die gesamte Ladung eines Ereignisses gemessen wird, werden daher ladungssensitive Systeme verwendet. Diese besitzen meistens wegen der kleineren Steilheit[15] $g_m$ der verwendeten hochohmigen Feldeffektransistoren in der ersten Verstärkerstufe eine kleinere obere Grenzfrequenz.
Die Anstiegszeit von Ladungsverstärkern steht etwa in folgender Beziehung zu vorliegenden Kenngrössen (vgl. dazu auch Abb. 3.3).

$$\tau_a = \frac{C_d + C_f + C_s}{2\pi C_f \mathrm{GBP}} = \frac{C_T}{2\pi C_f \mathrm{GBP}} \tag{3.4}$$

$C_T$ ist die Summe aller Kapazitäten, die am Eingang angeschlossen sind und setzt sich aus der Detektorkapazität $C_d$, der Rückkoppelkapazität $C_f$ und der Streukapazitäten $C_s$ zusammen. GBP[16] ist eine Abkürzung für das Produkt aus der Grenzfrequenz des Verstärkers mit seinem Gleichspannungsverstärkungsfaktor $A_0$, das für einen Ladungsverstärker oft auch als Leerlauf-Verstärkungsfaktor (OLG[17]) angegeben wird und eine wichtige Kenngröße darstellt. Typische Anstiegszeiten von Ladungsverstärkern liegen im Bereich von 10 ns, was für die meisten Anwendungen ausreicht.

Der Aufbau als negativ rückgekoppeltes System wird aus Gründen einer kleinen Eingangsimpedanz und guten Linearität angewendet. Für die Ausgangsspannung, nach einer Zeit, die lang gegenüber Ladungsdriftzeiten und Verstärkeranstiegszeiten ist, gilt: $U_a = Q_{in}/C_f$. Sie ist[18] proportional zur Ladung, die über den Verstärkereingang zu Masse, und damit virtuell zu der entgegengesetzten Detektorelektrode abgeflossen ist. Die von Leitungen und dem Detektor selbst hervorgerufene Lastkapazität $C_T$ für den Vorverstärker bewirkt neben der Anstiegszeiterhöhung eine Signalabschwächung, da nicht die ganze Ladung des Detektors in den Vorverstärker *gesaugt* werden kann. Dabei gilt:

[15] $g_m = \Delta I_d / \Delta U_{gs}$ stellt praktisch den Verstärkungsfaktor der ersten Stufe, vgl. dazu Abb. 3.4
[16] **G**ain **b**andwith **p**roduct
[17] **O**pen **l**oop **g**ain
[18] im dynamischen Bereich des Verstärkers

$$\frac{gemesseneLadung}{erzeugteLadung} = \frac{1}{1 + \frac{C_T}{A_0 \cdot C_f}} \tag{3.5}$$

Ladungsverstärker werden in der Regel über eine kleine Testkapazität ($C_{test}$ typ. 1pF) parallel zu ihrem Eingang kalibriert. Ein schneller Spannungspuls $\Delta U$ erzeugt dabei eine definierte Ladung der Grösse $Q_{test} = C_{test} \cdot \Delta U$. Ein typisches Signal ist im rechten Teil von Abb. 3.3 gezeigt.

In vielen praktischen Fällen wird ein Ladungsverstärker im sogenannten *folded cascode*-Design (Abb. 3.4) aufgebaut. Ein Minimallayout besteht aus dem hauptsächlich das Rauschen bestimmenden Eingangs-Transistor (meistens ein JFET[19]) und zwei weiteren bipolaren Transistoren. Wird nicht ein hoher dynamischer Bereich mit grosser Linearität benötigt, stellt die simple Schaltung eine zuverlässige, rauscharme und stabil laufende Lösung dar. Sie wurde für den Aufbau des Rückseiten-Verstärkers im hier beschriebenen Silizium-Vertex-Detektor verwendet.

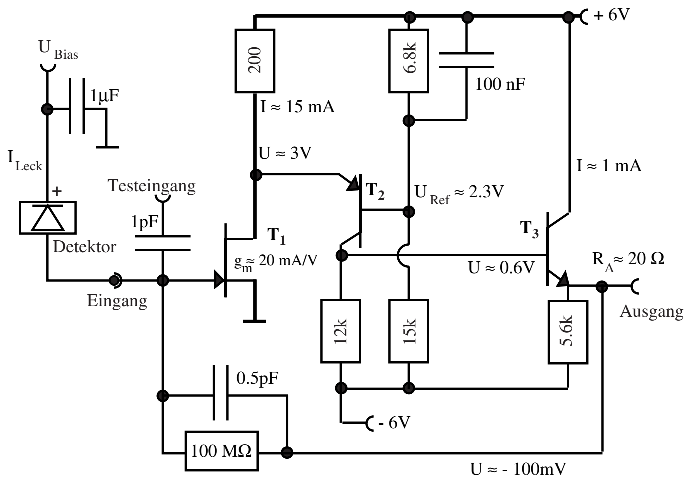


*Abbildung 3.4: Layout des Rückseiten-Vorverstärkers (folded cascode-Design) des hier beschriebenen Silizium-Vertex-Detektors. In diesem Beispiel ist ein Detektor direkt an den Vorverstärker angekoppelt. Die Leerlauf-Verstärkung $A_0$ liegt bei den hier gewählten Einstellungen etwa in einer Grössenordnung von 300.*

Die wenigen benötigten Bauelemente zusammen mit einer Realisierung in SMD-Technik[20] ermöglichten die Unterbringung der ganzen Schaltung auf einer Fläche von etwa $1\,\text{cm}^2$. Die Kompaktheit eines solchen Aufbaus besitzt einige Vorteile:

- Streukapazitäten in der Schaltung werden minimiert.
- Der Vorverstärker kann sehr nahe am Detektor plaziert werden.

[19] **J**unction **F**ield **E**ffect **T**ransistor, das Gate ist durch eine *pn*-Schicht vom Kanal isoliert
[20] **S**urface **m**ounted **D**evice, übliche Bauteildimensionen sind ca. $1 \times 2\,\text{mm}^2$

- Radiofrequenzeinstrahlung in langen Zuleitungen von Detektor zu Verstärker wird vermieden.
- Der kapazitive Ballast des Vorverstärkereingangs wird so klein wie möglich gehalten.
- Ein sauberes Masse-Potential ist durch kurze Zuleitungen definiert.

Diese Punkte sind ausschlaggebend für einen störungsfreien Betrieb in der Nähe von Teilchenbeschleunigern, da die hier oft vorliegenden starken Hochfrequenzfelder empfindlich in elektronische Schaltkreise übersprechen können[21].

## 3.4 Doppelseitige Auslese

Doppelseitige Auslese wurde bereits bei den ersten ortsauflösenden Detektoren mit resistiver Ladungstrennung [31] (vgl. Kap. 3.2.4) auf einer Seite praktiziert, um eine zusätzliche Information der Energieabgabe eines Teilchens zu erhalten. Hierbei wird durch die Vorverstärkersysteme an Ober- und Unterseite des Detektors der Rekombinationsstrom von freien Ladungsträgern zweimal gemessen. Besitzen die Vorverstärker sehr schnelle Anstiegszeiten ($\leq$5 ns) können auf diese Weise die unterschiedlichen zeitlichen Verläufe des Elektronen- und Löchersignals verfolgt werden[22]. Die Integrale über beide Ströme, die Summe der positiven wie negativen Ladungen sind gleich.
Die doppelseiteige Auslese von einseitig positionsauflösenden Streifendetektoren wurde erstmals im Rahmen des Crystal-Barrel Vertex-Detektors in [36] beschrieben. Das elektronische Prinzipschaltbild ist in Abb. 4.3 gezeigt.
Probleme bei der Rückseiten-Auslese von großflächigen Detektoren stellen die hier auftretenden großen Kapazitäten und Leckströme dar.

## 3.5 Vielkanal Auslesesysteme

Das Aufkommen der in Kap. 3.2.4 beschriebenen positionsempfindlichen Detektoren in den 80'er Jahren machte eine Entwicklung von VLSI[23]-Vielkanal-Auslesesystemen nötig, angepaßt auf diese Art von Detektoren. Die wichtigsten Eigenschaften solcher Elektronik-Chips sind:

- Hohe Anzahl von Auslesekanälen.
- Parallele Verarbeitung der Analogsignale.
- Speicherung der Signalwerte und Reduzierung der Datenkanäle durch *Multiplexing*.

Auslesechips, die entlang dieser Randbedingungen entwickelt wurden (z.B. [37][38][39][40][22]), bestehen aus verschiedenen Blöcken elektronischer Schaltkreise, die auf einem Substrat, von typischen Größen $7 \times 10$ mm, zusammengefasst sind. Angepasst auf übliche Streifendetektoren mit 50 $\mu$m Streifenabstand ist 128 ein typischer Wert für die Anzahl von Auslesekanälen eines Vorverstärkerchips. Produktionsfirmen[24]

[21] der Bereich zu messender Signale eines Halbleiterdetektors liegt in der $\mu$V-Gegend
[22] dies ist eine Folge der unterschiedlichen Mobilitäten von Löchern und Elektronen (vgl. Kap. 3.2.2)
[23] **V**ery **l**arge **s**cale **I**ntegration
[24] z.B. IDEAS, Oslo, Norwegen

sind jedoch häufig in der Lage, ein kundenspezifisches Layout zu verarbeiten, so daß von gleichen Chips oft 32-, 64- oder 128-Kanal-Versionen existieren.
Die Chips sind intern elektronisch in mehrere Gruppen gegliedert, wie z.B. der im Crystal-Barrel-Vertex-Detektor verwendete *VIKING*-Chip [22] (vgl. dazu das Blockschaltbild in Abb. 4.3 und den in Kap. 4.4 beschriebenen Auslesezyklus des Vertex-Detektors):

**Vorverstärker-*Shaper*-Einheit**
Für jeden Kanal ist ein separater Vorverstärker vorhanden, der mit dem Detektor durch einen *bond* (vgl. Kap. 4.1) verbunden ist. Als elektronisches Layout wird meistens ein *folded cascode*-Design verwendet (vgl. Abb. 3.4). Im Falle des *VIKING*-Chips (vgl. Kap. 4.3) ist der Drain-Strom des ersten Transistors ($I_{Bias}$) und der Wert des Rückkoppelwiderstands ($VFP$) für alle Vorverstärker simultan einstellbar. Dadurch kann eine Anpassung an verschiedene Detektortypen durchgeführt werden. Dem Vorverstärker nachfolgend ist für jeden Kanal ein Semigauss-*Shaper* 1. Ordnung (vgl. Kap. 3.7) vorhanden, der die Signalform bestimmt. Für eine Optimierung des Signal zu Rauschverhältnisses sind die Integrations- und Differentiationszeiten in bestimmten Bereichen veränderbar.

**Analogsignal-Speicher**
Für eine Speicherung der Analogsignale aller Kanäle wird jeweils ein kleiner Kondensator verwendet, der zu einem bestimmten Zeitpunkt durch einen äußeren Trigger (*hold*-Signal) vom Vorverstärker-*Shaper*-System abgekoppelt werden kann. Er hält damit das Spannungssignal eines entsprechenden Kanales, das im Augenblick der Abkoppelung am *Shaper*-Ausgang anliegt. Dies muß genau zum Zeitpunkt des Maximums (vgl. Kap. 3.7) des Signalverlaufs eintreten, damit die vollen Werte aller Kanäle simultan in den Kondensatoren gespeichert werden. Sie sind dann der jeweils vom Kanal gemessenen Ladung proportional.

**Multiplexer**
Der Multiplexer, gesteuert durch die Digitalsignale eines externen *timing modul*s (*start*, *clock*), schaltet bei jedem Takt einer *clock* die Analogwerte der Kondensatoren sequentiell auf eine Signalleitung, die zu einem außenliegenden FADC[25] führt, der synchron zur *clock* arbeitet. Typische Transferfrequenzen liegen bei 1-10 MHz und bestimmen mit der Anzahl der Kanäle die Auslesezeit des Chips.

Nach einer Auslese stellt ein Abfallen des *hold*-Signales wieder die Verbindung der Vorverstärker mit den Analogspeicher her; der Chip ist bereit für die Aufnahme eines neuen Ereignisses.

Alle elektrischen Verbindungen des Chips zur Außenwelt werden in der Regel durch Bonds hergestellt. Als Träger des Chips und Verbindungsglied zu Steckern oder Kabeln werden sogenannte *Hybride* verwendet. Sie sind oft für eine gute Ableitung der von den Chips produzierten Wärme aus Keramikmaterialien hergestellt.

[25] **F**lash-**A**nalog-**D**igital-**C**onverter

## 3.6 Rauschen

Rauschen stellt eine Begrenzung der Zeit- und Energieauflösung eines Halbleiter-Meßsystems dar. Zusätzlich zum intrinsischen Rauschen eines Detektors durch den thermisch generierten Leckstrom über die Verarmungszone stellen prinzipiell alle signalführenden elektronischen Bauteile, außer Kondensatoren, Rauschquellen dar. Eine Analyse des Rauschspektrums lässt meistens charakteristische Ursachen erkennen und ermöglicht so eine Optimierung. Hierbei müssen Fehler von höheren Stufen der Übertragungskette, wie Digitalisierung oder Signaltransport, berücksichtigt werden, die bei empfindlichen Meßaufbauten leicht eine echte physikalische (thermische) Begrenzung des Meßsystemes überdecken können. Diese wird im folgenden am Beispiel eines Halbleiterdetektors mit Vorverstärker und *Shaper* besprochen.

Zunächst muß durch ein gutes Vorverstärkerdesign das Signal in der ersten Verstärkerstufe (T1 in Abb. 3.4) so weit angehoben werden, daß der Rauschbeitrag der folgenden Stufen vernachlässigbar wird. In diesem Fall können in einer vereinfachten Darstellung alle auftretenden Rauschbeiträge durch eine **Strom-** und eine **Spannungs-Rauschquelle** am Eingang des rauschfrei gedachtes Vorverstärkers beschrieben werden (vgl. Abb. 3.5). Die Eigenschaften und Auswirkungen dieser prinzipiell unterschiedlichen Rauschquellen werden im folgenden erläutert.

Im Zusammenhang mit Rauschen von ladungssensitiven Systemen verwendet man üblicherweise das effektive Ladungsrauschen am Vorverstärkereingang $ENC$[26] als Messgrösse. Es wird in Einheiten der Elektronenladung angegeben und ist zur Ausgangsspannung proportional (vgl. Kap. 3.3), weshalb es direkt aus der Messung abgeleitet werden kann. Eine gleichwertige Meßmethode ist die Aufnahme eines Pulshöhenspektrums von Eichladungspulsen an den Vorverstärkereingang ($Q_{test}$), das bei rein statistischer Verteilung des Rauschens (keine zum Signal korrelierten Störsignale) eine Gaussfunktion erzeugt, deren Standardabweichung ($\sigma$) dem effektiven Ladungsrauschen [$ENC_{eff}$] entspricht. Mit dem Ort des Maximums ($U_{test}$) kann aus $U_{test} = \alpha \cdot Q_{test}$ die Proportionaltätskonstante $\alpha$, die alle Verstärkungsfaktoren der verschiedenen Verstärkerstufen beinhaltet, ermittelt werden. ($\alpha \propto \frac{1}{C_f}$)

Da in Hochenergieexperimenten Teilchen verschiedenster Impulsverteilung vorliegen, wird oft als Referenzwert für ein *Signal* im Detektor die wahrscheinlichste Energieabgabe einer Verteilung (Landau) minimal-ionisierender Teilchen (MIP) verwendet, da sie das kleinste zu messende Signal darstellt (vgl. Kap. 3.2.1). Der Energiedeposit eines MIPs in 300 $\mu$m Silizium erzeugt eine Ladung von 4fC ($\approx$24000 $q_e$)[27]. Das Signal- zu Rauschverhältnis ($S/N$) wird als Quotient der Signalamplitude [V] durch den Effektivwert der Rauschspannung (=$\sigma$) [$V_{eff}$] errechnet und ist eine wichtige Kenngrösse für die Auflösung des Detektorsystems. Aus ihr wird die spektroskopische Auflösung, die Akzeptanz für die Erkennung einer Teilchenspur, oder die Zeitauflösung ($\frac{\tau_a}{S/N}$) ermittelt.

[26] **E**quivalent **n**oise **c**harge

[27] $q_e$ ist die Elementarladung. Bei einer Rückkoppelkapazität $C_f$ von 1pF erzeugt dieses Signal einen Spannungspuls von 4 mV am Vorverstärkerausgang

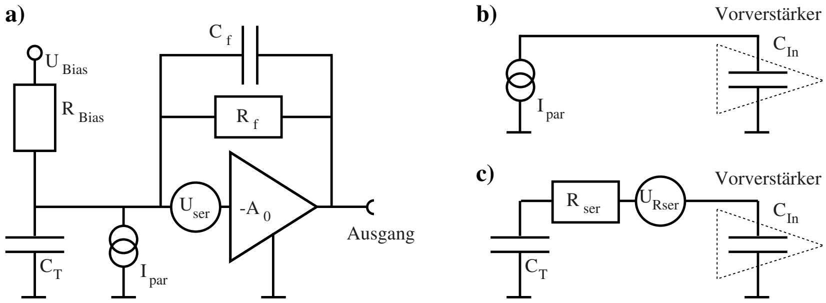


*Abbildung 3.5: a) Ersatzschaltbild eines Detektor-Vorverstärkersystems. Das Gesamtrauschen wird durch eine Spannungsrauschquelle ($U_{ser}$) und eine Stromrauschquelle($I_{par}$) am Eingang des Vorverstärkers beschrieben. $C_{In} = A_0 \cdot C_f$ ist etwa die virtuelle Eingangskapazität des Vorverstärkers und in den meisten Fällen sehr viel größer als $C_T$. Aus (b) kann die Rauschspannung der Stromrauschquelle bestimmt werden. c) zeigt das Ersatzschaltbild für einen rauschenden Serienwiderstand.*

## 3.6.1 Serielles Rauschen

Die in Reihe zum Eingang liegende Wechselspannungsrauschquelle $U_{ser}$ beschreibt das Eigenrauschen des Verstärkers, das größtenteils vom ersten Transistor verursacht wird. Es setzt sich inkohärent aus einem weißen (thermisches Kanalrauschen) und einem $1/f$-Anteil[28] zusammen. Bei guten Transistoren dominiert bei Raumtemperatur der weiße gegenüber dem $1/f$-Anteil. Letzterer entsteht an Grenzflächendefekten von Materialübergängen, z.B. an schlechten Detektorkontakten oder Kohleschichtwiderständen (Metallfilmwiderstände rauschen weniger). MOS-FETs[29] haben im Vergleich zu J-FETs einen stärkeren $1/f$-Rauschanteil.

Die (von der äußeren Beschaltung unabhängige) Rauschspannungsquelle[30] $U_{ser}$ am Verstärkereingang hat folgende Konsequenzen:
Es besteht eine lineare Abhängigkeit des seriellen Rauschens von der totalen Kapazität am Vorverstärkereingang $C_T$ (zu der auch die Detektorkapazität zählt) $Q_{ser} = C_T \cdot U_{ser}$. Weiterhin besitzt die am Verstärkerausgang gemessene Rauschspannung wegen dieser linearen Beziehung die gleiche spektrale Verteilung wie die Spannungsrauschquelle selbst, das bedeutet für die Leistungsdichte des seriellen Ladungsrauschen am Vorverstärkereingangs: $\frac{d(Q_{ser}^2)}{df} = C_T^2 \cdot \frac{d(U_{ser}^2)}{df}$
Das Fourierleistungsspektrum ($\frac{d(U_{rausch}^2)}{df}$) eines reinen Verstärkerrauschens zeigt daher direkt die Überlagerung vom weißem und $1/f$-Rauschen, wie es vom ersten Transistor erzeugt wird.
Die Steilheit des Eingangstransistors ($g_m$) geht umgekehrt proportional in die spektrale Rauschleistungsdichte ein, wodurch eine Abhängigkeit $U_{ser} \propto \sqrt{1/g_m}$ auftritt. Als Anhaltswert kann für ein $g_m$ des Eingangs-FETs von etwa 20mS eine spektrale Rauschspannungsdichte $U_{ser}$ von etwa $1nV/\sqrt{Hz}$ [46] angesetzt werden.

[28] die spektrale Rauschleistungsdichte hat eine Form $1/f^c$ ($c \approx 1$) und wird auch als *Flicker noise* bezeichnet
[29] **M**etal **o**xide **f**ield **e**ffect **t**ransistor, das Gate ist durch eine extrem hochohmige $SiO_2$-Schicht abgetrennt
[30] für grosse Detektorkapazitäten reduziert sich $U_{ser}$ etwas

### 3.6.2 Paralleles Rauschen

Das Rauschen aller zum Eingang parallelen Ströme, die über eine Sperrschicht fließen[31] (Leckstrom des Detektors plus Gate-Leckstrom des Eingangs-FETs) sowie das thermische Rauschen von Parallelwiderständen kann durch eine einzige Wechselstromrauschquelle ersetzt werden. Dazu werden die Einzelströme zu einem Gesamtstrom $I_0$, und die Widerstände zu einem Parrallelwiderstand $R = (\sum_i 1/R_i)^{-1}$ aufaddiert ($R_i$ ist z.B. $R_f$, $R_{Bias}$).
Leckstromrauschen entsteht aus der statistischen Verteilung der Ladungsträger, die voneinander unabhängig die Verarmungszone eines $pn$-Übergangs durchqueren. Wegen der $\delta$-förmigen Einzelprozesse wird es auch Schrotrauschen[32] genannt. Man erhält das zugehörige Rauschleistungsspektrum aus der Fouriertransformation von $\delta$-Impulsen eines mittleren Abstandes $\tau$ (der Übergangszeit). Aus diesem Grund ist es bis zu einer sehr hohen Grenzfrequenz $1/\tau$ konstant (weiß). Für die spektrale Leistungsdichte des Schrotrauschens gilt [51]: $W_i = \frac{d(I_{par}^2)}{df} = 2\,\mathrm{q_e} I_0$
Die spektrale Rauschleistungsdichte des resultierenden Gesamtwiderstands $R$ ist ebenfalls weiß und beträgt $W_r = 4kT/R$. Aus den Rauschleistungsdichten für den Strom und den Widerstand leitet man einfach durch Gleichsetzen[33] ab: $RI_0 = 2k\mathrm{T}/\,\mathrm{q_e} \approx 50\,\mathrm{mV}$
Dies ist als 50mV-Regel bekannt [52], eine Beziehung zwischen den Rauschbeiträgen von Widerständen und Strömen. Ein Schrotrauschstrom $I_0$ kann daher durch einen Widerstand von $R = 50\,\mathrm{mV}/I_0$ am Vorverstärkereingang simuliert werden.
Die Leistungsdichte des durch die Stromrauschquelle erzeugten Ladungsrauschens am Vorverstärkereingang erhält man analog zu oben durch: $\frac{d(Q_{par}^2)}{df} = C_T^2 \cdot \frac{d(U_{par}^2)}{df}$
Die an der Eingangsimpedanz[34] des Vorverstärkers ($\underline{Z}_{In} = \frac{1}{\underline{s}C_{In}}$) erzeugte Rauschspannung berechnet sich aus: $\underline{U}_{par} = \underline{I}_{par} \cdot \underline{Z}_{In}$ Mit $\underline{s}$ als der komplexen Kreisfrequenz $j2\pi f$ entsteht daraus folgender Zusammenhang für die Leistungsdichten: $\frac{d(Q_{par}^2)}{df} = \frac{d(I_{par}^2)}{df} \cdot \frac{1}{4\pi^2 f^2}$, wobei $\frac{d(I_{par}^2)}{df} = W_i + W_r$ die Summe der weißen Stromrauschleistungsdichten ist. Weißes Parallelrauschen am Ladungsverstärkereingang erzeugt daher ein Ladungsrauschen eines Frequenzverlaufs $1/f^2$, das von der Größe der angeschlossenen Kapazitäten $C_T$ unahhängig ist.

### 3.6.3 Rauschen eines Serienwiderstandes

In Abb. 3.5 c) ist zusätzlich zu den oben beschriebenen Rauschquellen eine weitere skizziert, der Reihenwiderstand $R_{ser}$ in der Leitung zum Detektor. Er stellt eine in der Regel vernachlässigbare Spannungsrauschquelle dar, da die Verbindung zum Detektor meist sehr niederohmig ist. Bei Vielkanalsystemen mit anschlußtechnisch benötigten *Fanout*s, z.B. dünnen Leiterfolien (Capton), können jedoch erhebliche Widerstände auftreten und damit zum Gesamtrauschen beitragen. Da dieser Widerstand nicht parallel sondern seriell zum Eingang anliegt, muß sein Rauschbeitrag getrennt berechnet werden (s. Anhang C).

[31] parallele Gleichströme, die durch die *normale* kollektive Bewegung eines Elektronengases in einem Leiter entstehen, rauschen nicht, da hier die einzelnen Ladungen untereinander wechselwirken

[32] nach dem Aufprallen von Schrotkörnern auf eine Platte, engl. shotnoise

[33] $k$ = Boltzmannkonstante

[34] der Vorverstärker kann als ein Kondensator der Größe $A_0 \cdot C_f$ betrachtet werden

In Verbindung mit der Anschlußkapazität $C_T$ entsteht zusätzlich ein Tiefpass der Zeitkonstante $\tau_{ser} = R_{ser} \cdot C_T$. Aus diesem Grund sollten später verwendete Filterzeiten größer als $\tau_{ser}$ gewählt werden, da sonst ein Signaldefekt eintritt.

## 3.7 Semigaussfilter

Um das Verhältnis von Signal- zu Rauschen ($S/N$) zu vergrössern, wird dem Vorverstärker in der Regel ein Frequenzfilter (*Shaper*) nachgeschaltet, der oft gleichzeitig eine lineare Verstärkung der Signale vornimmt. Die Signale erhalten durch die Filterung eine identische Form und unterscheiden sich nur in der Höhe ihres Maximums, die proportional zur gemessenen Ladung und damit der an den Detektor abgegebenen Energie ist. Die lineare Verstärkung nimmt auf den Quotienten $S/N$ keinen Einfluss und wird daher in den folgenden Rechnungen zu den Rauschbeiträgen nicht weiter beachtet.

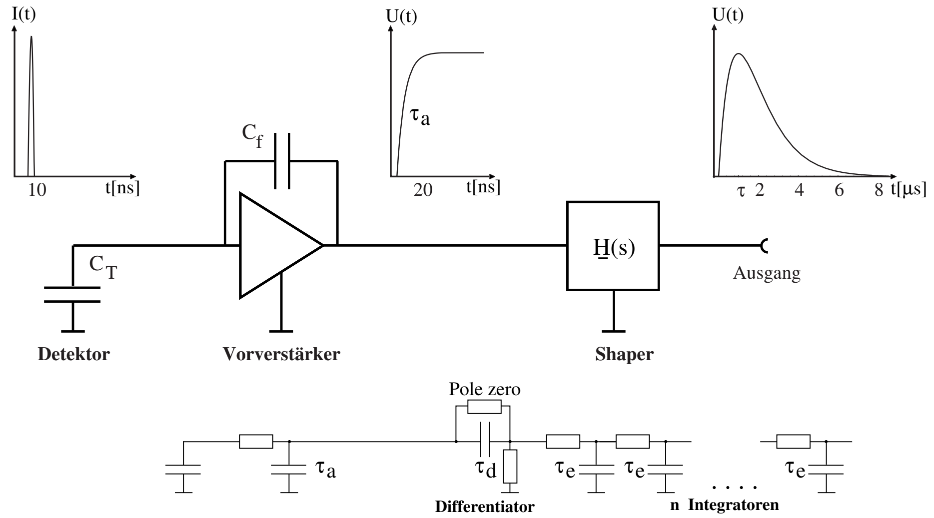


*Abbildung 3.6: Signalverläufe in einer Detektor-Vorverstärker-Shaper-Kette. Die Beeinflussung des Frequenzgangs in den verschiedenen Stufen ist im unteren Teil als Hoch- oder Tiefpaß mit entsprechender Zeitkonstante symbolisiert.*

Die Übertragungsfunktion $\underline{H}(\underline{s})$ des *Shaper*s hat einen bandpassartigen Charakter. Der ausgewählte Frequenzbereich ist meist ein Kompromiß zwischen kurzer Anstiegszeit und hohem $S/N$. Die Grundlagen der Konzeption eines Semigauss-*Shaper*s, wie er z.B. für die Verarbeitung der Rückseitensignale des Crystal-Barrel Vertex-Detektor eingesetzt wird, werden im folgenden zusammengestellt und seine Leistungsfähigkeiten diskutiert.

Ein ausgezeichneter Überblick mit viel theoretischem Hintergrund über verschiedenartige Filtertypen[35] wird in [45] gegeben, wobei die einzelnen Filter in ihrer Leistungsfähigkeit verglichen werden. Dazu bezieht man sich oft auf den theoretisch optimalen, sogenannten *infinit Cusp*-Filter, der elektronisch leider nicht realisierbar ist.

[35] z.B. Dreiecks-*Shaper*, Delayline-*Shaper* mit und ohne Integration, $(CR)^m(RC)^n$ Filter, usw.

Er besitzt eine nach beiden Seiten exponentiell abfallende Pulsform ($e^{-\frac{|t|}{\tau}}$). In der Praxis werden daher häufig sogenannte Semigaussfilter verwendet, die in der Leistungsfähigkeit einem *Cusp*-Filter nahe kommen und elektronisch einfach zu realisieren sind. Sie werden aus einer Kombination eines Hochpasses ($CR$-Filter) und eines Tiefpasses ($(RC)^n$-Filter) $n$ter Ordnung aufgebaut und daher auch einfach $CR(RC)^n$-Filter genannt. Ihr Name leitet sich von der gaussähnlichen Pulsform der produzierten Signale (vgl. z.B. Abb.3.13) ab. Aus praktischen Gründen werden solche Filterstufen auch als Integratoren, bzw. Differentiatoren bezeichnet. Die Zusammenhänge von Filterparametern und Benennung der Variablen wird in Anhang A am Beispiel eines Tiefpasses gegeben.

Tiefpässe höherer Ordnung können durch die Hintereinanderschaltung von einzelnen Tiefpässen, hier mit der Zeitkonstante $\tau_e$ bezeichnet, realisiert werden; man sagt auch, es wird $n$-fach integriert (vgl. Abb. 3.6). Die gesamte Übertragungsfunktion für mehrere Filter ergibt sich aus dem Produkt der einzelnen Stufen. Dies gilt auch für die rein reelle frequenzabhängige Amplitudenverstärkung[36] $A(f) = |\underline{H}(\underline{s})|$, da $|\underline{H}_1 \cdot \underline{H}_2| = |\underline{H}_1| \cdot |\underline{H}_2|$. Die Stelle der Filter in der Übertragungskette spielt also keine Rolle, wenn nichtlineare Verzerrungen und Rauschbeiträge zweiter Stufen vernachlässigt werden können.

Oft werden Semigaussfilter durch die Kombination von einem Hochpass und $n$ Tiefpässen **gleicher** Zeitkonstante aufgebaut [48][49]. Durch jeden Tiefpass entsteht neben einer Reduzierung des Rauschens auch eine substanzielle Abschwächung der Signalgröße, die durch entsprechende Verstärkung wieder ausgeglichen werden muß. Gleichzeitig wird auch die Mittenfrequenz des gesamten Filters nach unten verschoben. Tests mit einem Prototyp eines solchen Filters zeigten jedoch, daß es günstiger ist, die Zeitkonstanten der Filterstufen unterschiedlich zu dimensionieren.
Die neue Gesamt-Zeitkonstante der $n$ Tiefpässe wurde danach errechnet, daß die Kombination der Tiefpässe einen ($-3dB$)-Amplitudenabfall (=Grenzfrequenz) bei der Grenzfrequenz des Hochpasses aufweist. Die Bedingung der gleichen Grenzfrequenz des Tief- und Hochpasses führt im allgemeinen für Filter 1. Ordnung zu einem maximalen $S/N$-Verhältnis. Die resultierende Zeitkonstante $\tau$ einer Kombination von $n$ Tiefpässen der Zeitkonstante $\tau_e$ ergibt sich zu:

$$\tau = \tau_e \cdot \frac{1}{\sqrt{\sqrt[n]{2} - 1}} \qquad \text{woraus folgt} \qquad \tau_e = \tau \cdot \sqrt{\sqrt[n]{2} - 1} \tag{3.6}$$

Für den Fall $n = 1$, den Filter erster Ordnung, erhält man $\tau_e = \tau$.
Die Verwendung eines Hochpasses höherer Ordnung verkleinert in der Regel den Quotienten $S/N$, da der Signalanteil durch einen solchen Filter meistens stärker reduziert wird als das Rauschen. Weiterhin entstehen bei mehr als einer Differentiation im Signalweg, Unterschwinger des Signales, die oft störend sind.
Die Zeitmarke des Nulldurchgangs eines zweifach differentierten Signals wird bei zeitauflösenden Systemen als ein pulshöhenunabhänges Triggersignal verwendet.

[36]wird nur mit Amplituden gerechnet, geht die Phasenbeziehung zwischen Signalverläufen verloren

### 3.7.1 Pole-Zero-Kompensation

Ungewollte (oft lange) Unterschwinger, die durch sekundäre Differentiationen (z.B. durch die Differentiationszeitkonstante im Vorverstärker oder eine AC-Kopplung im Signalweg) entstehen, können in der Haupt-Differentiationsstufe durch eine sogenannte *pole zero cancellation* korrigiert werden.

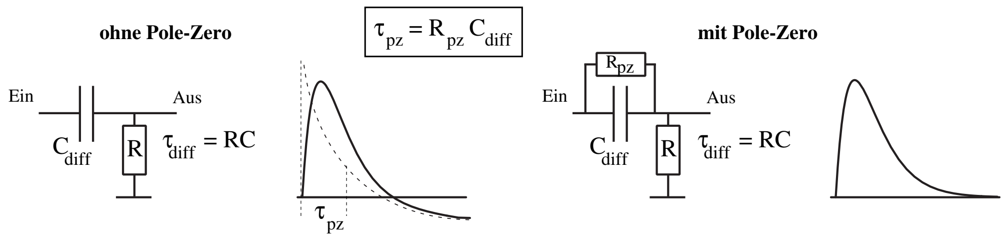


*Abbildung 3.7: Die pole zero-Kompensation minimiert einen ratenabhängigen Pulshöhendefekt, indem es eine zweite Differentiation kompensiert.*

In Abb. 3.7 ist die in der Praxis oft benutzte einfache Lösung skizziert, dem Kondensator $C_{diff}$ in der Differentiationsstufe einen Widerstand $R_{pz}$ parallel zu schalten, der mit der Zeitkonstante $C \cdot R_{pz} = \tau_{pz}$ den Pol einer zweiten Differentiation ($\tau_{pz}$) ausgleicht. Die Differentiationszeitkonstante $\tau_d$ wird für große Werte von $R_{pz}$ nicht beeinflusst.

### 3.7.2 Die Übertragungsfunktion

Zur Berechnung des Einflusses eines Semigaussfilters n-ter Ordnung auf das $S/N$, wird zunächst die Übertragungsfunktion eines Hochpasses erster Ordnung (Zeitkonstante $\tau$) mit der Kombination von n Tiefpässen der einzelnen Zeitkonstanten $\tau_e$ aufgestellt. $\tau_e$ ist nach Gleichung 3.6 mit $\tau$ verknüpft.

$$\underline{H}(\underline{s}) = \frac{\underline{s}\tau}{1+\underline{s}\tau} \cdot \frac{1}{(1+\underline{s}\tau_e)^n} \tag{3.7}$$

In Abbildung 3.8 sind die Frequenzgänge verschiedener Filterordnungen dargestellt. Durch die Variation der einzelnen Hochpasszeitkonstanten mit der Filterordnung ist die Mittenfrequenz $f_g$ eines solchen Filters unabhängig von der Ordnung. In guter Näherung gilt daher $f_g = \frac{1}{2\pi\tau}$.

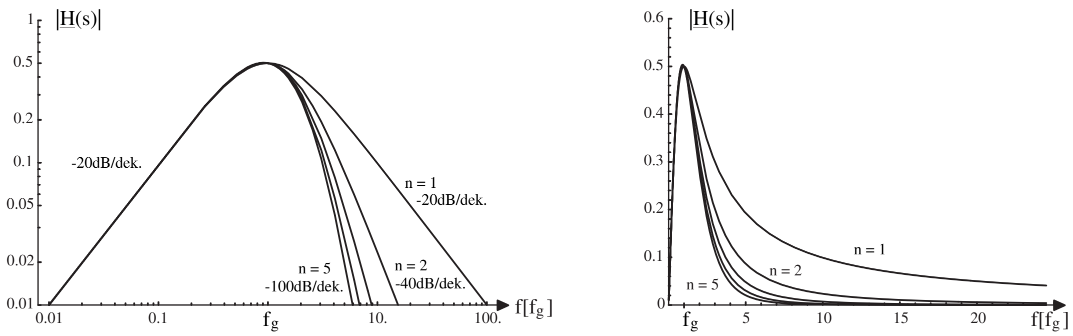


*Abbildung 3.8: Doppeltlogarithmische und lineare Darstellung der Amplitudenverstärkung $A(f) = |\underline{H}(\underline{s})|$ eines $CR(RC)^n$-Filters in Einheiten der Grenzfrequenz für $1 \leq n \leq 5$.*

### 3.7.3 Pulsformen

Die Pulsform eines Filters kann durch Anlegen eines Stufenpulses an seinen Eingang ermittelt werden. Ein solcher Puls ist einem Teilchensignal äquivalent, wenn die Filterzeitkonstante wesentlich länger als die Anstiegszeit des Vorverstärkersignales ist.
Durch inverse Laplacetransformation[37] kann die Auswirkung eines Filters auf den zeitlichen Verlauf eines Stufenpulses, beginnend bei $t = 0$, berechnet werden. Dazu wird die Rücktransformation des Produktes der Übertragungsfunktion $\underline{H}(\underline{s})$ mit der Transformierten des Stufenpulses ($\frac{1}{\underline{s}}$) ausgeführt: $\mathcal{L}^{-1}(\underline{H}(\underline{s}) \cdot \frac{1}{\underline{s}}) = U(t)$

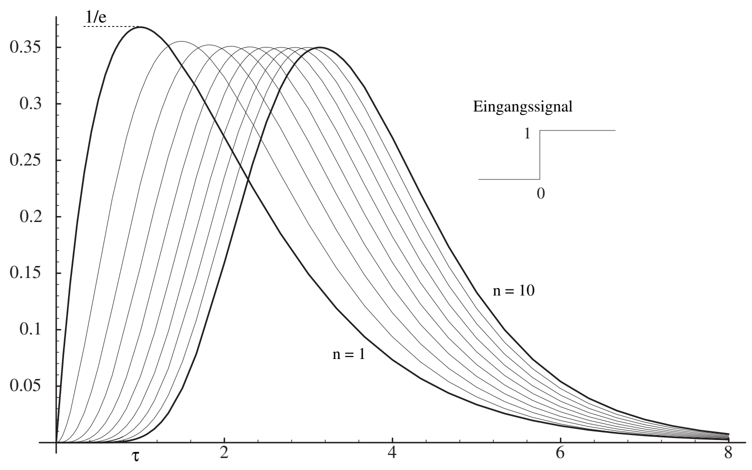


*Abbildung 3.9: Darstellung des zeitlichen Amplitudenverlauf eines Stufenpulses der Höhe 1 nach einem $CR(RC)^n$-Filter in Einheiten der Zeitkonstante $\tau$ für $1 \leq n \leq 10$. Deutlich ist die immer stärkere Annäherung an die symmetrische Form einer Gausskurve zu erkennen.*

Zu beachten ist die Amplitude $\frac{1}{e}$ des Filters 1. Ordnung, die in den folgenden Berechnungen des $S/N$-Verhältnis zur Normierung verwendet wird.

### 3.7.4 Rauschintegrale

In den Kapiteln 3.6.1 und 3.6.2 wurden die spektralen Verteilungen der Ladungsquadrate der verschiedenen Rauschquellen abgeleitet. Sie sind über den Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers proportional den Spannungsquadraten ($S(f) = \frac{dU^2(f)}{df}$) an seinem Ausgang. Mit der Übertragungsfunktion des Filters kann die Rausch-Effektivspannung nach dem Filter mit folgender Gleichung berechnet werden:

$$U_{eff} = \sqrt{\int_0^\infty S(f)\ A^2(f)\ df} \tag{3.8}$$

Durch den Proportionalitätsfaktor des Vorverstärkers kann $U_{eff}$ wieder in die effektive Rauschladung am Vorverstärkereingang umgerechnet werden.

[37] für ihre Definition und ein Beispiel vgl. Anhang B

### Rauschintegrale für den Semigaussfilter erster Ordnung

Für einen Semigaussfilter erster Ordnung der Zeitkonstante $\tau$ kann das Integral 3.8 analytisch gelöst werden und liefert für die in der Praxis wichtigsten Fälle des weißen, des $\frac{1}{f}$- und $\frac{1}{f^2}$-Rauschens folgende Abhängigkeiten von $\tau$:

| Spektrale Verteilung | Integral | Ergebnis | |
|---|---|---|---|
| $S(f) = C$ | $\sqrt{\int_0^\infty C\ A^2(f)\ df}$ | $\sqrt{\frac{C}{8}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau}}$ | (3.9) |
| $S(f) = C \cdot \frac{1}{f}$ | $\sqrt{\int_0^\infty C\ \frac{1}{f}\ A^2(f)\ df}$ | $\sqrt{\frac{C}{2}}$ | (3.10) |
| $S(f) = C \cdot \frac{1}{f^2}$ | $\sqrt{\int_0^\infty C\ \frac{1}{f^2}\ A^2(f)\ df}$ | $\sqrt{\frac{\pi^2 C}{2}} \cdot \sqrt{\tau}$ | (3.11) |

Die Lösungen der Integrale zeigen die elementaren Abhängigkeiten der Rauschspektren von der Shapingzeit auf. $C$ ist jeweils eine frequenzunabhängige Konstante.
Es ist ersichtlich, daß es zur Unterdrückung des weißen Beitrags günstiger ist, mit grossen Shapingzeiten zu arbeiten, wogegen bei grossen Leckströmen eine kurze Zeitkonstante das Rauschen reduziert.
Beachtenswert ist auch der von der Filterzeit unabhängige Beitrag des $1/f$-Rauschens, der auch Zeitskaleninvarianz des $1/f$-Rauschens genannt wird. Daraus kann eine wichtige Eigenschaft des Filters für die Bearbeitung eines Stufensignales abgeleitet werden. Berechnet man nämlich das Fourierspektrum (vgl. Abb. 3.10) eines Einheitssprunges, der idealisiert einem Teilchensignal nach dem Vorverstärker entspricht, so findet man eine $1/f$-Charakteristik[38]. Die Signalamplitude nach dem Filter ist also von der Filterzeitkonstante unabhängig, was für Filter aller Ordnungen gilt. Dies folgt auch aus dem berechneten zeitlichen Spannungsverläufen von Signalen, vgl. Gleichung B.2 .

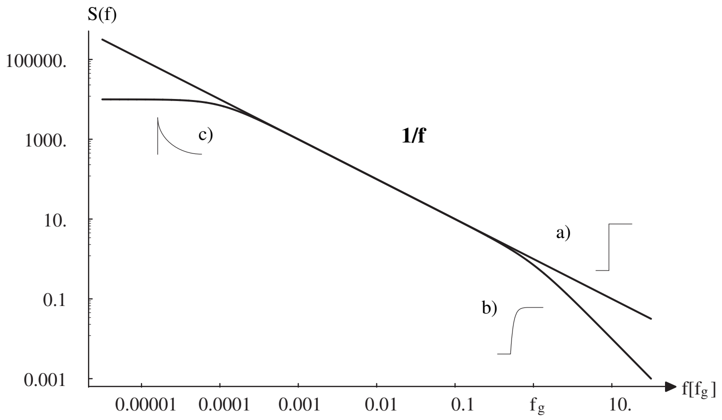


*Abbildung 3.10: Berechnetes Fourierleistungsspektrum für eine Einheitssprungfunktion (Heavyside puls) ohne, a), und mit, b), Berücksichtigung einer oberen Grenzfrequenz $f_g$ des Vorverstärkers. In c) wurde zusätzlich eine Differentiation des Vorverstärkers berücksichtigt. Dies stellt eine untere Grenzfrequenz dar, die hier $10^{-4} \cdot f_g$ beträgt.*

[38]vgl. die Laplacetransformierte des Einheitssprunges $1/\underline{s}$

### Korrekturen für einen Semigaussfilter höherer Ordnung

Wie in Abb. 3.8 gezeigt, wird durch die Verwendung eines Integrators höherer Ordnung die Bandbreite noch verkleinert, was in den meisten Fällen das $S/N$ erhöht. Die Integrale von Kap. 3.7.4 brauchen jedoch nicht neu berechnet zu werden, sondern werden mit einem Faktor multipliziert, der von der Art des Rauschspektrums und der Ordnung des Filters bestimmt wird. Er ist unabhängig von der Zeitkonstante. Die Berechnungen dieser Werte wurden numerisch für Ordnungen bis $n = 10$ durchgeführt und liefern für die oben betrachteten Frequenzverteilungen folgende Ergebnisse.

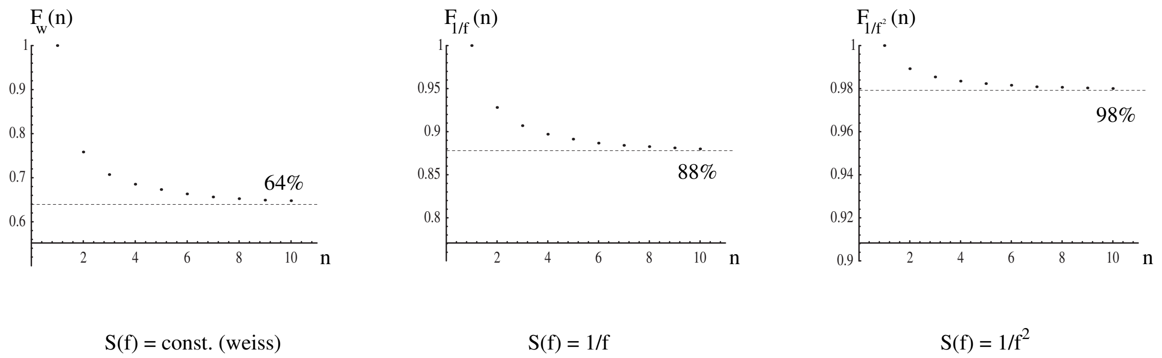


*Abbildung 3.11: Korrekturfaktor der Ausgangsspannung $U_{eff}$ eines Semigaussfilters in Abhängigkeit seiner Ordnung $n$ für verschiedene Spektralfunktionen.*

Aus Abb. 3.11 ersichlich, daß die grössten Änderungen schon beim Übergang auf zwei oder drei Integrationsstufen gemacht werden und für höhere Ordnungen schnell eine Sättigungen eintritt. Der Grenzwert wurde für $n = 20$ berechnet und ist auf den Filter erster Ordnung normiert.
Eine Beschränkung des Frequenzbandes zu hohen Frequenzen durch Übergang zu höheren Filterordnungen besitzt natürlicherweise die kleinste Auswirkung auf niederfrequentes Rauschen, wie vom Typ $1/f^2$. Da auch das Signal mit steigender Ordnung des Filters reduziert wird, entsteht für das optimale $S/N$ bei freier Wahl der Shapingzeit nur eine maximale Verbesserungsmöglichkeit von etwa 12% (bei $n = \infty$). Ist man jedoch, wie es in der Praxis oft der Fall ist, durch äußere Randbedingungen gezwungen, eine kürzere als die optimale Zeitkonstante zu wählen, liegt man häufig weit im weißen Teil des Rauschspektrums, wobei eine theoretische Steigerung des $S/N$ um 38% (0.88/0.64) möglich ist.

### Quantitative Rauschbeiträge

Mit den spektralen Verteilungen der Spannungsquadrate der Rauschquellen aus Kapitel 3.6 und den allgemeinen Lösungen der Integrale in Kap. 3.7.4 können nun die Auswirkungen des Filters auf die verschiedenen Rauschbeiträge in eine praktisch verwendbare Form gebracht werden. Der entsrechende Korrekturfaktor $F_i(n)$ für die Filterordnung (Abb. 3.11) ist angegeben. Für einen Semigaussfilter erster Ordnung beträgt er 1.

**Serielles Rauschen** entsteht proportional zur gesamten Parallelkapazität $C_T$ am Vorverstärkereingang und wird vom Eingangstransistor erzeugt. Seine spektrale Leistungsdichte [49] $S_t = S_{1/f} + S_{ch} + S_{br}$ ist von komplizierter Natur und beinhaltet einen $1/f$ und zwei weiße Anteile. Sie wird durch den Herstellungsprozess, den Arbeitspunkt und die Transistordimensionen bestimmt. Ihre 3 Komponenten tragen inkohärent mit folgenden Anteilen zum Gesamtrauschen bei:

- Ein $1/f$-Anteil mit der Leistungsdichte $S_{1/f} = \mathcal{N} \cdot \frac{1}{f}$ ergibt folgenden Beitrag:

$$ENC_{1/f} = \frac{F_{1/f}(n)C_t e}{\mathrm{q_e}}\sqrt{\frac{\mathcal{N}}{2}} \tag{3.12}$$

  $\mathcal{N}$ beschreibt die Stärke der spektralen Leistungsdichte des $1/f$-Rauschens. Sie ist transistorspezifisch und zeigt nur eine schwache Temperaturabhängigkeit. Wird der Transistor bei tiefen Temperaturen betrieben stellt dieses Rauschen daher oft die Auflösungsgrenze dar. Bei MOSFETs ist der $1/f$-Rauschbeitrag meistens wesentlich stärker ausgeprägt als bei JFETs.

- Ein weißer Anteil, der Leistungsdichte $S_{br} = 4kT\mathcal{R}$, hat seinen Ursprung im Widerstand des Transistor-Halbleitersubstrats[39] und erzeugt daher (vgl. Gl. 3.9) folgenden Beitrag:

$$ENC_{br} = \frac{F_w(n)C_T e}{\mathrm{q_e}}\sqrt{\frac{kT\mathcal{R}}{2}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\tau}} \tag{3.13}$$

  $\mathcal{R}$ ist der Substratwiderstand, der mit dem Quadrat des Quotienten aus Substrat-Kanal-Steilheit und Gate-Steilheit $g_m$ modifiziert wird.

- Der dominante Rauschanteil von JFETs wird meistens durch das weiße thermische Kanalrauschen bestimmt. Dessen Leistungsdichte $S_{ch}$ wird oft mit $\frac{\eta kT}{g_m}$ angegeben[40] [49]. Man erhält für diesen Beitrag (vgl. Gl. 3.9):

$$ENC_{ch} = \frac{F_w(n)C_T e}{\mathrm{q_e}}\sqrt{\frac{\eta kT}{8g_m}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\tau}} \tag{3.14}$$

  Da bei Feldeffekttransistoren die Steilheit $g_m$ mit der Wurzel aus dem Drain-Strom $I_d$ steigt, ist mit einem kleinen Rauschen im Allgemeinen eine relativ hohe Verlustleistung in der ersten Stufe verbunden. Dies wird jedoch von zwei damit korrellierten Grössen begrenzt. Gleichzeitig mit $I_d$ steigt die Gate-Source-Spannung, wodurch sich die Eingangskapazität erhöht, da die Eingangsdiode weniger stark depletiert ist. Zusätzlich steigt der Gateleckstrom an, was zu erhöhtem parallelen Rauschen führt. Für Transistoren wird daher ein Gütefaktor

[39] Bulk resistance noise

[40] $\eta$ ist ein Wert zwischen 2 und 3.9, abhängig vom Betrieb des Transistors in starker ($\eta \approx 3$) oder schwacher ($\eta \approx 2$) Inversion (vgl. [50]). Damit ist $S_{ch}$ kleiner als für einen Widerstand der Grösse $R = \frac{1}{g_m}$

$g_m/C_g$ angegeben, der das wichtigste Qualitätsmerkmal für seine Eigenschaft als rauscharmes Bauteil darstellt. Gute Transistoren erreichen dafür Werte um etwa 3.5.

**Paralleles Rauschen**: In Kapitel 3.6 wurde die resultierende spektrale Leistungsdichte des Rauschens der Parallelwiderstände und Parallelströme für einen allgemeinen Fall zu $S_p = (4kT/R_p + 2\,\mathrm{q_e}\ I_0) \cdot \frac{1}{4\pi^2 f^2}$ abgeschätzt.

- Der Beitrag des parallelen Rauschens kann dann unter Verwendung von Gleichung 3.11 errechnet werden und ergibt:

$$ENC_{par} = \frac{F_{1/f^2}(n)e}{\mathrm{q_e}}\sqrt{\frac{kT}{2R_p} + \frac{\mathrm{q_e}I_0}{4}} \cdot \sqrt{\tau} = 107 \cdot F_{1/f^2}(n) \cdot \sqrt{(I_0 + \frac{52}{R_p}) \cdot \tau} \quad (3.15)$$

  Der rechte Teil der Gleichung gilt, wenn man $R_p$ in $M\Omega$, $I_0$ in $nA$ und $\tau$ in $\mu s$ angibt.

**Gesamtrauschen**

Das gesamte Rauschen wird aus der inkoherenten Addition der verschiedenen Beiträge errechnet,

$$ENC = \sqrt{ENC_{1/f}^2 + ENC_{br}^2 + ENC_{ch}^2 + ENC_{par}^2} \quad (3.16)$$

die sich nach Aufspaltung in die drei verschiedenen Rauschtypen zu einer anschaulichen Gleichung zusammenfassen lassen. $A$,$B$ und $C$ stellen Filterzeit-unabhängige Faktoren dar:

$$ENC^2(\tau) = A^2 \cdot \frac{1}{\tau} + B^2 \cdot \tau + C^2 \quad (3.17)$$

Das Minimum des Gesamtrauschens ergibt sich für $\tau = A/B$.
Diese Gleichung beschreibt die theoretische Abhängigkeit des Signal - zu Rauschverhältnisses von der Filterzeitkonstante $\tau$. Wie in den nachfolgenden Messungen gezeigt wird, beschreibt dieses Modell die Praxis gut. Da die Signalgrösse für Filter gleicher Ordnung unabhängig von $\tau$ ist, entsteht ein maximaler Wert für den Quotienten $S/N$, wenn $\tau$ im Minimum des Gesamtrauschens liegt, d.h. wenn die Beiträge von weißem ($C_T$ abhängigem) und $1/f^2$-Rauschen (Leckstrom) gleich sind. Oft gibt es jedoch andere Randbedingungen (Zeitauflösung, Eventraten), die äußere Zwänge an die Freiheit der Shapingzeitwahl setzen.

## 3.8 Messungen zu den Rauschquellen

In der Praxis stellt sich heraus, daß die Gleichungen aus Kapitel 3.7 die Rauschbeiträge auf etwa 10% genau beschreiben. Vor allem beim Vorverstärkerrauschen (das Rauschen des ersten Transistors) spielen viele Parameter eine Rolle, die oft nicht bekannt sind. Für Vorverstärker wird daher das Rauschen meistens direkt mit der charakteristischen Abhängigkeit von der äußeren Kapazität angegeben.

### 3.8.1 Vorverstärkerrauschen

Im Beispiel von Abb. 3.12 sind die Messungen an einem ersten Prototyp für den Rückseitenverstärker gezeigt, der mit einem JFET Sony SK300 als Eingangstransistor[41] ausgerüstet war. Er ist in der Bauweise von Abb. 3.4 aufgebaut.

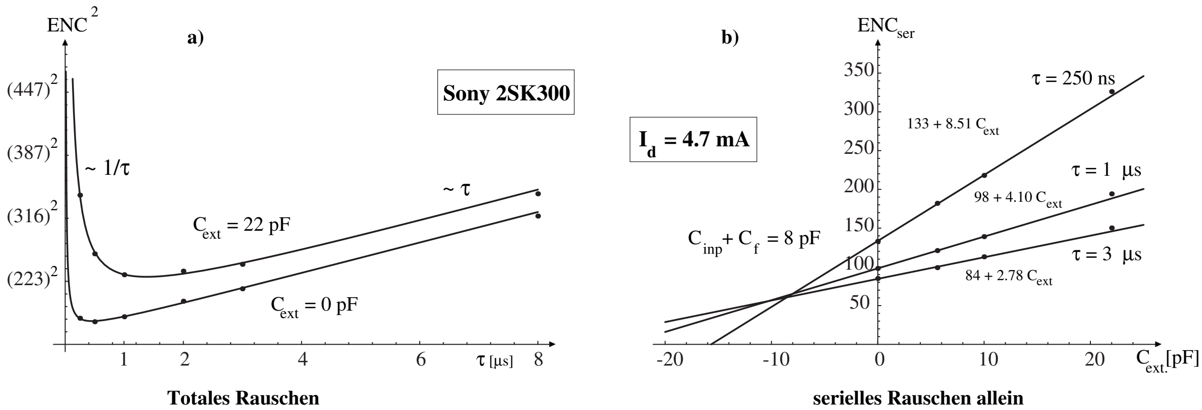


*Abbildung 3.12: a) Vorverstärkerrauschen in Abhängigkeit der Filterzeit $\tau$, mit und ohne Kapazität am Eingang. Zur Verdeutlichung ist hier das Quadrat der effektiven Rauschladung aufgetragen. b) Serieller Rauschanteil alleine, bei verschiedenen Zeitkonstanten, in Abhängigkeit von der äußeren Kapazität.*

Durch die Messpunkte von Abb. 3.12 a) ist Funktion nach Gleichung 3.17 gelegt, die die drei verschiedenen Rauschbeiträge erkennen lässt. Durch den Kondensator wird der $1/f$-, sowie der weiße Rauschanteil deutlich angehoben. Der von äußeren Kapazitäten unabhängige, parallele Rauschanteil, der durch den $100\,\mathrm{M}\Omega$ Rückkoppelwiderstand und einen etwa $0.5\,\mathrm{nA}$ grossen Gateleckstrom entsteht, bleibt dabei konstant. Seine lineare Abhängigkeit von $\tau$ lässt sich klar beobachten.
In Abb. 3.12 b) ist dieser parallele Rauschanteil abgezogen, wodurch für die drei verschiedenen Shapingzeiten die lineare Abhängigkeit des Rauschens bei einer Vergrößerung der Eingangskapazitat deutlich wird. Vom Schnittpunkt der drei Geraden kann die Eingangskapazität des Transistors selbst abgelesen werden, die nach Abzug der Rückkoppelkapazität von $1\,\mathrm{pF}$ etwa $7\,\mathrm{pF}$ beträgt.

### 3.8.2 Rauschen eines parallelen Widerstands

Die Gültigkeit von Gleichung 3.15 für Widerstände wird in einer weiteren Messung, Abb. 3.13, demonstriert. Als Filter wurde hier ein Semigaussfilter 6. Ordnung verwendet.

[41] Dieser Transistor wird auch im Experiment für die Auslese der Fotodioden der $CsI$ Kristalle verwendet

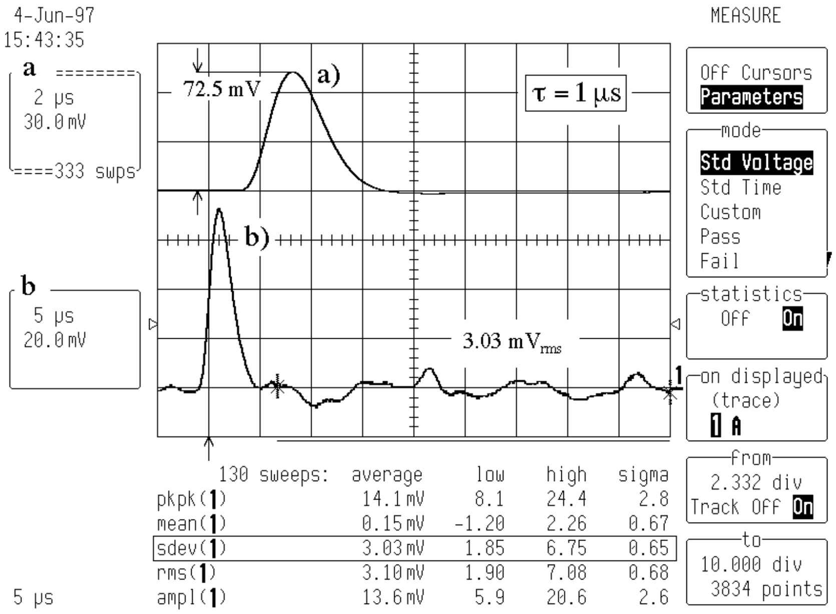


*Abbildung 3.13: Kurve a) zeigt das zeitlich gemittelte Signal einer Testladung von 50000* $\mathrm{q_e}$*, das nach dem Filter eine fast symmetrische Form aufweist. In b) ist der gleiche Puls in einer etwas anderen Zeit- und Spannungsskala als Einzelereignis zu sehen. Zu Beachten ist das typisch niederfrequente Bild des Rauschens des angeschlossenen 100* $\mathrm{k\Omega}$*-Widerstandes.*

Aus der gemessenen effektiven Rauschspannung ($3.03\,\mathrm{mV}_{eff}$) des $100\,\mathrm{k\Omega}$ Widerstandes und der Pulshöhe ($72.5\,\mathrm{mV}$) der Eichladung von $50000\,\mathrm{q_e}$wird das thermische Widerstandsrauschen zu $2089\,\mathrm{q_e}$ ermittelt. Aus Gleichung 3.15 erhält man einen theoretischen Wert von $2440\,\mathrm{q_e}$. Die Diskrepanz entsteht aus der vereinfachten Betrachtung der vom Widerstand erzeugten Rauschladung nach Kap. 3.6.2. Der Innenwiderstand der Stromrauschquelle (hier $100\,\mathrm{k\Omega}$) wird dort für die Rauschspannungsberechnung an der rein imaginären Eingangsimpedanz ($\underline{Z}_{In} = \frac{1}{\underline{s}C_{In}}$) des Vorverstärkers vernachlässigt. Berücksichtigt man ihn, findet eine Abweichung von der spektralen $1/f^2$-Verteilung für Frequenzen kleiner $1/2\pi R \cdot C_{In}$ statt. Mit der geschätzten Eingangskapazität des Vorverstärkers von $1\,\mathrm{nF}$ ergibt sich in diesem Fall eine untere Grenzfrequenz von $16\,\mathrm{kHz}$, die, wie in Abb. 3.14 ersichtlich, noch im Übertragungsspektrum eines Semigaussfilters der Filterkonstante $1\,\mu\mathrm{s}$ liegt.
Für einen $1\,\mathrm{M\Omega}$-Widerstand wurde ein Rauschen von $771\,\mathrm{q_e}$ errechnet; der Messwert betrug $765\,\mathrm{q_e}$.

### 3.8.3 Gemessene Zeit- und Frequenzverläufe

In Abb. 3.14 sind die Signale und Rauschspektren eines Vorverstärkers aufgezeichnet, wie sie nach einem Semigaussfilter der Ordnungen $n = 1$ und $n = 5$ beobachtet werden. Der Verstärker ist mit einem Kondensator an seinen Eingang belastet, so daß hauptsächlich weißes Rauschen an seinem Ausgang entsteht.

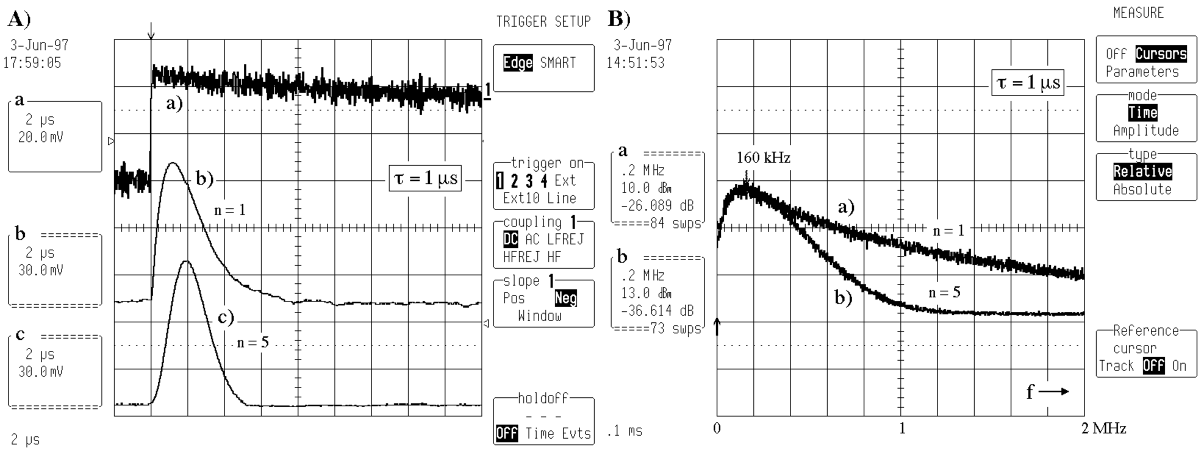


*Abbildung 3.14: A) Signale eines Testladungspulses direkt nach dem Vorverstärker (a) und nach Semigaussfiltern der Ordnung $n = 1$ (b), bzw. $n = 5$ (c). Die Shapingzeitkonstante beträgt in beiden Fällen 1 $\mu$s. Im Fourierspektrum des gefilterten Rauschens (B) werden die Unterschiede in den Steilheiten der verschiedenen Filterflanken zu hohen Frequenzen deutlich, während sie den gleichen Abfall für tiefe Frequenzen aufweisen.*

In Abb. 3.14 A) ist die Annäherung an die gaussähnliche Form mit steigender Filterordnung aus den zeitlichen Verläufen der Signale zu erkennen. Die Vergrößerung des $S/N$ für den Übergang zu $n = 5$ wurde zum etwa 1.4-fachen des Wertes für $n = 1$ bestimmt. Dies stimmt mit den theoretischen Abschätzungen gut überein (vgl. Kap. 3.7.4).
Die Grenzfrequenz der Filter (für $\tau$=1 $\mu$s) ergibt sich theoretisch zu $f_g = \frac{1}{2\pi\tau} = 159\,\text{kHz}$. Dies wird auch als Mittenfrequenz des entsprechenden Fourierspektrums (Abb. 3.14 b) beobachtet.

# Kapitel 4

# Der Si-$\mu$-Streifen-Vertex-Detektor ($SVX$)

Eine der Hauptmotivationen [21], das Crystal-Barrel Experiment mit einem Halbleiterdetektor in Targetnähe nachzurüsten, war der Wunsch den geladenen Zerfall eines $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ während der Datennahme zu erkennen und diese Ereignisse *online* zu selektieren. Dies wird in Verbindung mit einer schnellen Spurinformation aus der den $SVX$ umgebenden Driftkammer ermöglicht. Ein Trigger dieser Art wurde bereits für eine ursprünglich um die Targetzone eingebaute Proportionalkammer aufgesetzt. Es zeigte sich jedoch die Notwendigkeit eines kleineren Abstandes zum Target, um die Akzeptanz für die vom Trigger ausgewählten $K^0_S$-Zerfälle möglichst unabhängig vom Impuls der $K^0_S$ Mesonen zu halten. Als Besonderheit besitzt der $SVX$ zwei unabhängige Auslesesysteme von Vorder- und Rückseite der einzelnen Streifendetektoren, die in Kombination zu schnellen und relativ untergrundfreien Triggerentscheidungen führen.
Weiterhin gibt er eine auf etwa 20 $\mu$m genaue Ortskoordinate (r$\approx$ 13 mm) in $\vec{e}_\phi$ Richtung für Spuren aus dem Annihilationssvertex, was erheblich zu einer Verbesserung der Impulsauflösung und Vertexrekonstruktion beiträgt.
Der geometrische Aufbau der 15 Silizium-$\mu$-Streifendetektoren zusammen mit unmittelbar anschließender Ausleseelektronik ist in Abb. 4.1 gezeigt.

## 4.1 Der Aufbau des $SVX$

Um eine kleine Auslesezeit und eine hohe Redundanz zu erreichen, ist die gesamte Architektur des $SVX$ in 15 unabhängige Gruppen unterteilt. Sie bestehen jeweils aus einem Detektor-Auslesechip-Modul, einer Analog-Frontend-Elektronik (*Patch panel*), einer 25-poligen Verbindungsleitung (3 m), einem *Receiver* und *Shaper* für das Rückseitensignal, einer Spannungsversorgung sowie zwei ADC-Kanälen und einem Diskriminator (s. Abb. 4.2).

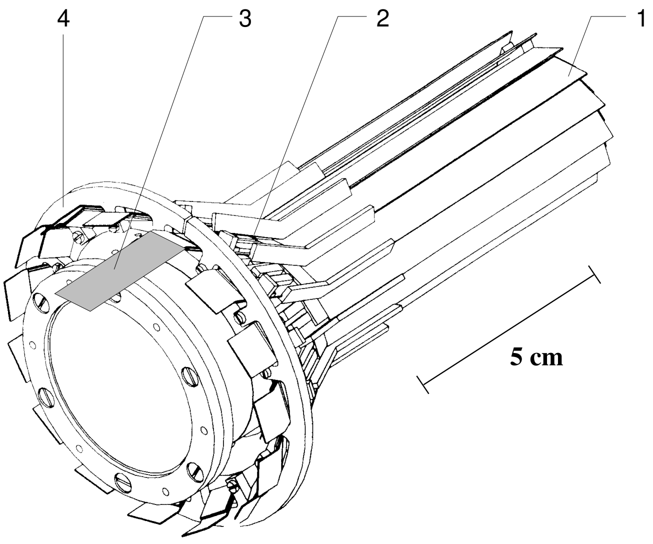


*Abbildung 4.1: 3D Ansicht des Si-Vertex-Detektors. 1) Si-$\mu$-Streifen-Detektorelement ($74 \times 8.4\,\mathrm{mm}^2$), das zusammen mit dem Hybrid (2) und dem Vorverstärkerchip (VIKING) ein Detektor-Modul bildet. 3) Patch panel, eine $45 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ große gedruckte Schaltung, die die Rückseitenauslese und Signaltreiber zu den außenliegenden Receivern beherbergt, 4) Wärmeableitring, der in gutem thermischen Kontakt zur Aussenwand steht.*

Die 15 Detektorelemente (1) sind in einer sich überlappenden Bauweise um ein $100\,\mu$m dünnes Aluminiumröhrchen angeordnet, das sie vor einer Berührung mit der um das Target gewickelten *Superisolationsfolie* schützt. Ihr mittlerer Abstand zum Annihilationsvertex beträgt etwa 13 mm. Wegen eines ca. 28 mm weiten Kühlrings am Eingang des Flüssigwasserstoff-Targets mußten die Keramik-*Hybride* (2), die die Auslesechips *VIKING* [22] halten, unter einem Winkel von 35° zur Detektoroberfläche montiert werden. Die 130 *bond*-Drähtchen[1] zwischen Detektor und den Vorverstärkereingängen wurden deshalb in einer flexiblen Präzisions-Lehre auf den richtigen Winkel gebogen. Mit einem speziellen Vakuumträger konnte die gebondete Einheit dann auf eine Form-Lehre gehoben und auf einen kleinen Aluminiumträger geklebt werden. Die Präzision bei der Ausrichtung betrug ca. 0.5 mm. Um keinen elektrischen Kontakt zur leitenden Detektorrückseite zu erzeugen, wurde der Träger eloxiert und als Klebematerial ein zweikomponentiger Epoxid-Kleber verwendet.
Die Verbindung von *Hybrid* zur ersten, ca. 5 cm weit entfernten, aktiven Elektronik (*Patch panel*) wird durch zwei 10 polige, 8 mm breite *Capton*-Flachbandkabel mit Mikrosteckern hergestellt, so daß die Detektor-*Hybrid*-Module auswechselbar sind.

## 4.2 Die Siliziumdetektoren

Die Streifendetektoren sind einseitig ortsempfindlich, haben eine Dicke von $370\,\mu$m und eine Größe von $74 \times 8.4\,\mathrm{mm}^2$. Der homogene Verlauf des elektrischen Feldes am Detektor-

[1] *Ultraschall-Bonding* ist ein gängiges Verfahren, um elektrische Verbindungen zu hochintegrierten Halbleiterbauteilen herzustellen. Mit einem winzigen Hämmerchen wird dabei ein Drähtchen (typ. $20\,\mu$m) mit den Kontaktpunkten kaltverschweisst

rand wird von einer 10fachen *Guardring*-Struktur kontrolliert, die an der Streifenseite eine tote Randzone von etwa 0.8 mm Breite erzeugt. Die davon eingeschlossene Fläche beträgt $72 \times 6.4\,\mathrm{mm}^2$ und ist mit 128 Längsstreifen mit einem von Abstand von 50 $\mu$m versehen, die in Richtung der z-Achse verlaufen und damit eine Auflösung von geladenen Spuren in r$\phi$ Richtung ermöglichen. Die Streifen selbst sind 20 $\mu$m breit, direkt an das $p(+)$ Implantat gekoppelt und werden von jeweils einem Kanal des *VIKING*-Chips ausgelesen. Die Detektorrückseiten sind $n(+)$-dotiert, wurden jedoch nicht, wie üblich, aluminisiert, da der elektrische Kontakt für die Depletionsspannung (+) über die Vorwärtsdiode des äußersten *Guardring*s hergestellt werden sollte. Darin lag einer der Hauptgründe des anfangs an der Detektorrückseite gemessenen Überschuß-Rauschens, da der Widerstand dieser Diode relativ große Werte annehmen kann. Eine bessere Kontaktierung wurde durch Bestreichen der Detektorrückseiten mit Leitsilber erzielt, wobei damit auch ein dünnes Drähtchen für einen Anschluß zum Vorverstärker befestigt wurde. Durch dieses Verfahren erhöhte sich das Signal- zu Rauschverhältnis für das Rückseitensignal von 3 auf 12 (für MIPs). Aus Größe und Dicke des Detektors wurde eine Kapazität der Rückseite von 180 pF abgeschätzt. Die relativ hohen totalen Leckströme betragen im Mittel ca. 1 $\mu$A pro Detektor bei Raumtemperatur.

## 4.3 Blockschaltbild

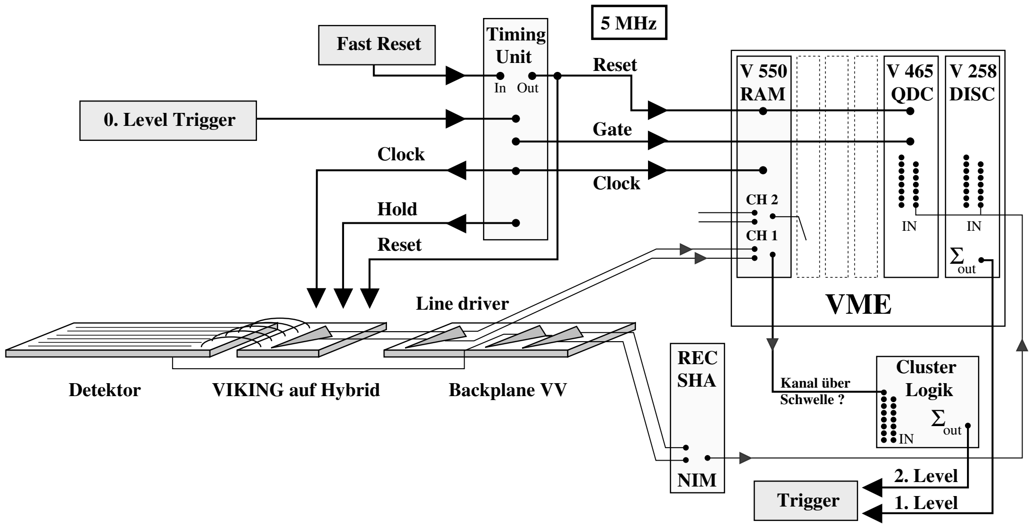


*Abbildung 4.2: Blockdiagramm der Signalverläufe am Beispiel eines der 15 Elemente. Analoge Signale sind dünn, digitale fett dargestellt.*

Die Auslese- und Steuerelektronik ist in zwei Standard-Crates zusammengefasst. Die *timing unit*, das 15 Kanal-*Receiver*- und *Shaper*-Modul für die Rückseitensignale, sowie 15 sogenannte *Repeater-Karten* sind in einem NIM-Crate untergebracht, das in Hinsicht einer ruhigen internen Spannungsversorgung modifiziert wurde.

Weitere Module sind in einem VME-Crate plaziert und haben folgende Funktionen:

- 8 zweikanalige 10-bit FADC-Module[2] der Firma CAEN (V550 CRAMS[3]) sind für die Digitalisierung der seriell ausgelesenen Streifensignale vorhanden. Durch sie ist die Auslesefrequenz auf 5 Mhz (200 ns Wandelzeit pro Streifen) begrenzt.

- Zwei 8-kanalige integrierende ladungssensitive ADCs (QDC, 12-bit), die innerhalb von etwa 2 $\mu$s die Amplituden der Rückseitensignale digitalisieren.

- Ein 16-Kanal-Pulshöhendiskriminator, der etwa 500 ns nach einer Anihilation (Anstiegszeit des Rückseitensignales), ein digitales Signal für ein registriertes Teilchen abgibt.

- Ein Microcomputer, der die digitalisierten Daten sammelt und vorprozessiert. Zur Signalverbesserung und Datenreduktion wird hier für die Signalfolge jedes *VIKING*-Chips eine Gleichtaktkorrektur (*common mode correction*) und eine Nullunterdrückung (*zero suppression*) durchgeführt.

Die nicht in Abb. 4.2 eingezeichneten *Repeater-Karten* haben folgende Funktionen:

- Sie erzeugen durch Präzisionsspannungsregler die benötigten Versorgungsspannungen für die *VIKING*-Chips (+2 V und -4 V), und für die Rückseitenausleseelektronik (+12 V und -6 V). Der Maximalstrom für jedes Modul ist durch eine Transistorschaltung begrenzt, wofür die Nominalspannung ($\pm$6 V) des NIM-Crates auf $\pm$7.5 V erhöht werden mußte.

- Sie wandeln die digitalen TTL-Steuersignale der *timing unit* in die logischen Niveaus der Auslesechip-Steuerung um (+2 V und -4 V).

- Sie liefern über 5 einstellbare Trimpotentiometer die Arbeitsparameter für jeden Auslesechip, die einzeln angepasst werden müssen und das $S/N$ und Zeitverhalten der Chips bestimmen. Folgende Werte können zu einer Voreinstellung der *VIKING*-Chips mit den hier verwendeten Detektoren verwendet werden (vgl. Kap. 3.5 und ihre ausführliche Beschreibung [22]):

  - Bufferstrom: $I_{Buf} = 140\,\mu\text{A}$
  - Shaperstrom: $I_{Sha} = -28\,\mu\text{A}\;\;(-20\ldots70\,\mu\text{A})$
  - Drainstrom: $I_{Bias} = 180\,\mu\text{A}$
  - Feedbackspannung: $VFP = -0.65\,\text{V}$
  - Shaperspannung: $VFS = 1.1\,\text{V}$

- Sie erzeugen eine einstellbare Steuerspannung von -1 V für den innersten *Guardring* der Detektoren. Diese ist auf die Gatespannung der Eingangstransistoren abgestimmt, die durch die DC-Kopplung direkt an den Streifen anliegt.

[2]**F**lash-**A**nalog-**D**igital-**C**onverter wandeln Analogsignale in typischen Zeiten von $1\ldots500ns$

[3]**CAEN** **R**eadout modul for **A**nalog **M**ultiplexed **S**ignals

## 4.4 Der Auslesezyklus

Die zentrale Steuereinheit des Vertex-Detektors ist eine in TTL-Logik aufgebaute *timing unit* (vgl. Abb. 4.2). Durch den Erhalt eines *accepted event trigger*s (Triggerstufe 0) etwa 250 ns nach einer Annihilation wird zunächst nach weiteren 50 ns ein 300 ns langes Gate erzeugt, das eine Integration über diesen Zeitraum und folgendende Digitalisierung der Rückseitensignale in den QDCs auslöst . Nach ca. 1.2 $\mu$s wird ein *hold*-Signal parallel an alle 15 *VIKING*-Chips geschickt, wodurch die analogen Momentanwerte aller $15 \times 128$ Kanäle in den 1920 *sample hold*-Gliedern in den Chips abgespeichert werden. Die serielle Auslese und synchrone Digitalisierung dieser Analogspeicher beginnt nach 6 $\mu$s mit einer Rate von 5 Mhz, wenn kein *fast reset* im Hardwaretrigger ausgelöst wurde. Innerhalb der 200 ns eines *clock*-Zyklus wird für jeden Kanal der Analogwert des Streifens in den FADC transportiert, dort digitalisiert, mit seinem Pedestal korrigiert (Pedestalsubtraktion) und einem kanalspezifischen Schwellenwert (*threshold*) verglichen. Letzteres kann einen 20 ns kurzen Puls auslösen, wodurch während der insgesamt 25 $\mu$s dauernden serielle Auslese in einer Cluster-Logik die exakte Anzahl von Teilchenspuren im *SVX* bestimmt wird. Die Anzahl gefundener Cluster wird in höheren Triggerstufen (vgl. Kapitel 4.7) weiterverarbeitet. Die Werte der einzelnen *pedestal*s und *threshold*s (= *pedestal* + $5\sigma$) werden durch einen *pedestal run* am Anfang der Datennahme bestimmt und in Register der FADCs geladen.

Entsteht ein *reset* während der seriellen Auslese besteht eine Totzeit des gesamten *SVX* von etwa 60 $\mu$s, da durch die digitalen *clock*-Signale immense Störungen auf die Eingänge der Vorverstärker durchschlagen. Wird ein *reset* noch während der 6 $\mu$s Wartezeit nach dem *event trigger* ausgelöst, ist das System bereits nach etwa 2 $\mu$s wieder aufnahmebereit für ein neues Ereignis.

Die *Timing-Unit* besitzt weiterhin folgende Spezialfunktionen:

- Startet kein äußerer Trigger die Auslese, können die *VIKING*-Chips manuell bedient werden, d.h. es kann ein bestimmter Kanal angewählt werden, dessen Analogsignal dann kontinuierlich am Chipausgang anliegt (*single channel mode*). Damit wird der zeitliche Verlauf der Signale kontrolliert und über Einstellparameter, die in den *Repeater-Karten* gesetzt werden, gegebenenfalls korrigiert.

- Das 5 Mhz *clock*-Signal besitzt asymmetrische Halbwellen, so daß durch eine längere zweite Flanke eine längere Einstellzeit der Analogwerte für ihren Transport in die FADCs besteht (150 ns). Dadurch werden systematische Fehler bei der Digitalisierung minimalisiert.

- Nach einer Auslese ist das System durch ein *busy* Signal blockiert. Für eine Freigabe müssen entweder die Speicher der ADCs über den VME-Bus ausgelesen werden oder ein *reset* folgen.

## 4.5 *SVX*-Elektronik

In diesem Kapitel wird ein Überblick über den elektronischen Aufbau des *SVX* gegeben, der im Hinblick auf schnelle Auslese, gutes Signal- zu Rauschverhältnis, geringen Leistungsverbrauch und kleine Bauform (Detektornähe) entwickelt wurde.

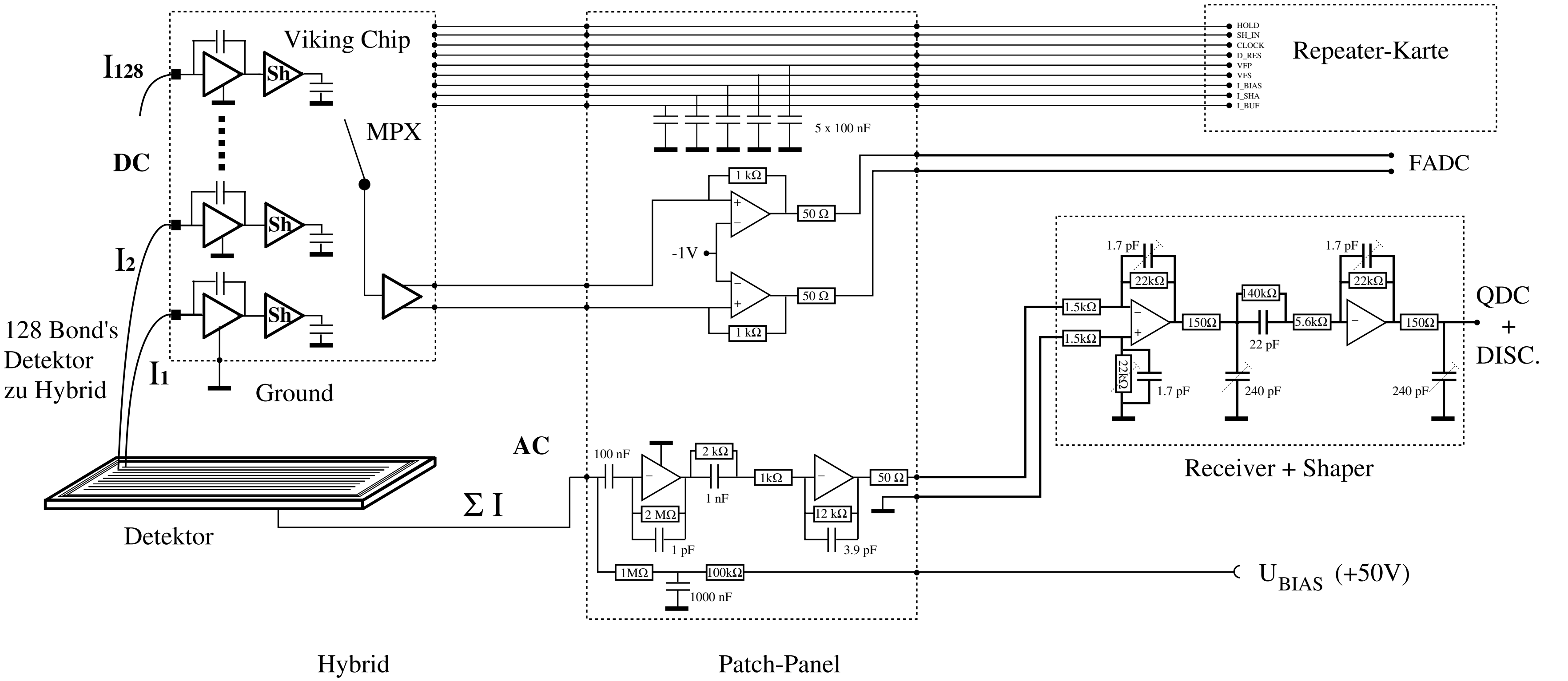


*Abbildung 4.3: Skizze der wichtigsten elektronischen Komponenten und Leitungen für eine der 15 Detektorgruppen. Nur die für den Übertragungsbereich entscheidenden Bauteile sind in ihren Dimensionen angegeben.*

Beispiele für die Analogsignale (vgl. Abb. 4.3) eines MIPs am Ausgang des Chip-Signaltreibers (FADC) oder des Rückseiten*Shaper*s (QDC+DISC) sind in Abb. 4.4 im nächsten Kapitel dargestellt.

Erklärungen zu Abb. 4.3:
Die direkt mit dem Detektor verbundene Elektronik ist auf dem *Patch panel*, einer beidseitig bedruckten $45 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ grossen Platine untergebracht. Sie sitzt etwa 5 cm hinter jedem Detektorelement und beherbergt den Vorverstärker (ein Teil des *Shaper*s) und Leitungstreiber für das Rückseitensignal sowie aktive und passive Elektronik für die Streifenseitenauslese.
Das Rückseitensignal wird später von dem außenliegenden *Receiver-Shaper*-Modul nachbearbeitet, so daß insgesamt ein Semigaußfilter 6. Ordnung entsteht. Die Zeitkonstante des Rückseiten-*Shaper*s beträgt 150 ns, was durch eine Differentiation (150 ns im außenliegenden *Shaper*-Teil) und 6 Integrationen einer Zeitkonstante von jeweils 50 ns ($=\tau_e$, vgl. Gl. 3.6) erreicht wird. Zwei dieser Integratorstufen werden durch den Vorverstärker selbst und den Rückseitensignaltreiber (beide auf dem *Patch panel*) gebildet, wobei die restlichen vier teilweise aktiv oder passiv im außenliegenden *Receiver-Shaper*-Modul realisiert werden.

Das Aluminiumgehäuse des gesamten $\mu$-Streifendetektors (ø72 mm × 442 mm) wurde sorgfältig galvanisch vom Rest des Crystal-Barrel-Detektors entkoppelt und stellt den Bezugspunkt für alle Masseverbindungen der Streifendetektor-Elektronik dar. Durch eine sternförmige Verbindung aller Abschirmungen von zugeführten Kabel wurde eine hohe Unterdrückung von Hochfrequenzstörsignalen erreicht. Es konnte kein signifikanter Unterschied in den Signalqualitäten zwischen Probebetrieben im Labor oder im Gesamtaufbau des Experiments festgestellt werden.

## 4.6 Messungen mit dem *SVX*

In diesem Kapitel sind Messungen zusammengestellt, die entweder mit radioaktiven Quellen im Labor oder mit Antiproton-Annihilationen zusammen mit dem ganzen Crystal-Barrel-Detektor aufgenommen wurden. Für die Messungen im Labor wurden entweder Röntgenquanten (59.8 KeV) aus einer $\mathrm{Am}^{241}$ $\alpha$-Quelle oder minimal-ionisierende Elektronen ($\mathrm{E}_{max} = 3.5\,\mathrm{MeV}$) aus einer $\mathrm{Ru}^{106}$ $\beta$-Quelle verwendet.

### 4.6.1 Messungen mit radioaktiven Quellen

Durch die Möglichkeit, den Auslesechip im *single channel mode* zu betreiben (vgl. Kap. 4.4), kann der zeitliche Verlauf eines Teilchensignals von beliebigen Streifen beobachtet werden. Dies dient zur Einstellung der Signalanstiegszeit und zur Kontrolle des $S/N$. Aus der Anstiegszeit des Streifensignales wird z.B. der Zeitpunkt für ein *hold*-Signal zu 1.5 $\mu$s nach einer Annihilation bestimmt.

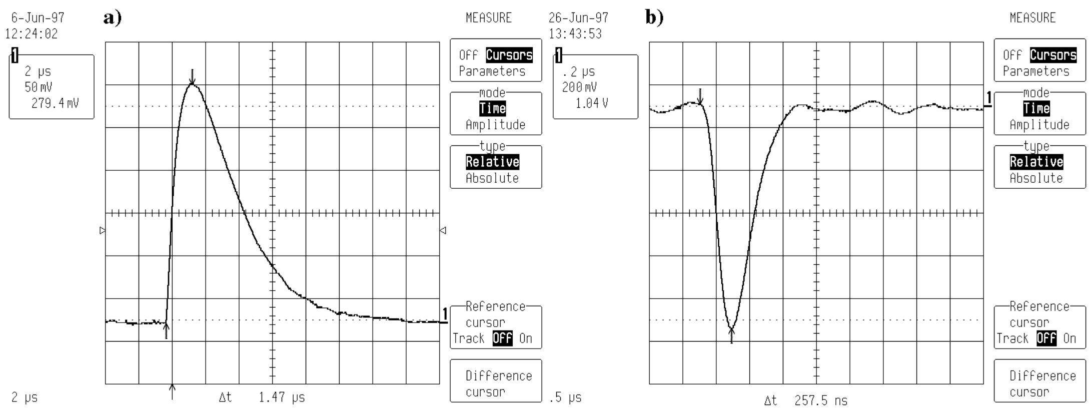


*Abbildung 4.4: a) Typisches Signal eines minimal-ionisierenden Elektrons an einem Streifen, gemessen am Ausgang des Chipsignaltreibers. b) Das gleiche Signal, wie es von der Rückseite gesehen wird, aufgenommen am Ausgang des Rückseiten-Shapers.*

Der Unterschied der verschiedenen Signalanstiegszeiten, sowie das höhere Rauschen an der Detektorrückseite ist in Abb. 4.4 an Hand eines Streifen- und Rückseitensignales der $\beta$-Quelle klar zu erkennen. Da ein Streifen in den meisten Fällen nur einen Teil der deponierten Ladung eines Teilchens mißt, muß zur Aufnahme eines Energiespektrums der ganze Detektor ausgelesen werden und die Gesamtladung aus der Summe aller gefeuerten Streifen ermittelt werden. Dies, neben einer dabei gleichzeitig erfolgenden Korrektur auf gemeinsame Pedestal-Schwankungen (Gleichtaktkorrektur), wird in einer computergestützten Auslese erzielt. Messungen dieser Art sind in Abb. 4.5 gezeigt.

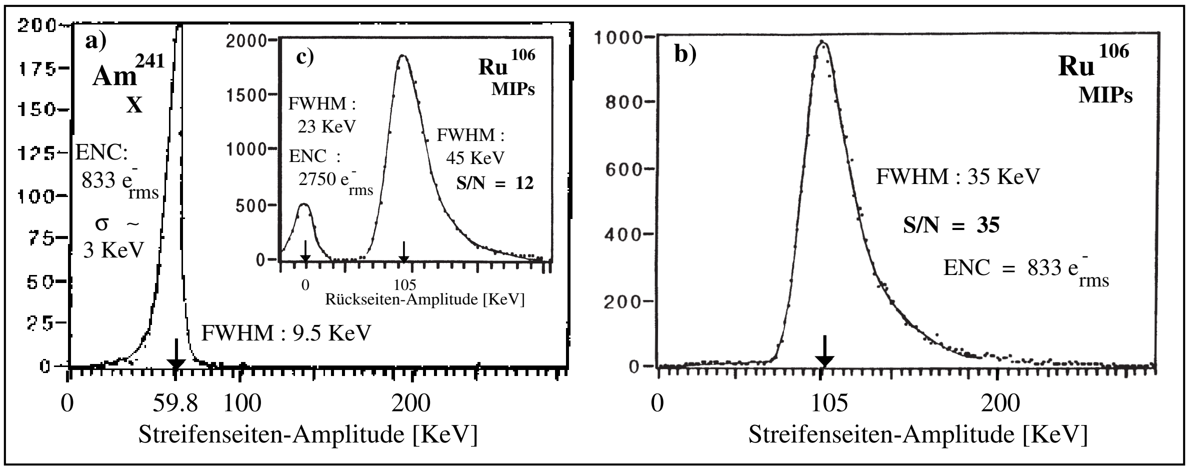


*Abbildung 4.5: a) Absorbierte Gammas (59.8 KeV) der $Am^{241}$-Quelle. b) Gemessenes Landauspektrum der $\beta$-Quelle. c) Landauspektrum der Rückseitensignale. Zur Bestimmung des S/N sind hier auch Ereignisse ohne Energieeintrag im Detektor aufgenommen.*

Eine **Besonderheit der Rückseitenauslese** ist die Möglichkeit des Nachweises von im Detektor absorbierten Teilchen, da das Rückseitensignal als Trigger für die Streifenauslese verwendet werden kann. Dies macht gleichzeitig eine Kalibration des Detektors möglich, indem man z.B. eine geeignete monoenergetische Gamma-Linie mit dem Landauspektrum von minimal-ionisierenden Teilchen vergleicht. Aus den mit gleichen Einstellungen aufgenommenen Energiespektren der Streifensignale in Abb. 4.5 a) und b) kann auf diese

Weise das Maximum der Landauverteilung von schnellen $\beta$-Teilchen bestimmt werden (105 KeV). Der Wert des wahrscheinlichsten Energieverlusts dieser Teilchen in 370 $\mu$m dickem Silizium[4] beträgt 110 KeV. Man errechnet damit eine Depletion des Detektors von 95% .
Als interessantes Detail findet man in der gemessenen Energieverteilung der Röntgenquanten (Abb. 4.5 a) eine sichtbare Verbreiterung der Linie zu kleineren Energien, die durch Photoelektronen, die nicht ganz vom Detektor gestoppt werden konnten, entsteht.
Die Energieauflösung der Streifenseite, die hier nur von Leckstrom- und elektronischem Rauschen bestimmt ist, wird aus der Breite eines Gaussfits der rechten Flanke der Röntgenlinie abgeleitet. Aus dem Maximum der Landauverteilung bestimmt man ein Signal- zu Rauschverhältnis von 35 für MIPs.
Für die Rückseitensignale kann das $S/N$ direkt aus dem Spektrum der MIPs (Abb. 4.5 c) ermittelt werden und beträgt 12.

### 4.6.2 Messungen mit $\overline{\mathrm{p}}$-Annihilationsprodukten

Die folgenden Histogramme sind aus einer *offline*-Analyse von Minimum-Bias-Daten von p$\overline{\mathrm{p}}$-Annihilationen entstanden. Sie zeigen eine vergleichbare Leistung des Vertexdetektors im gesamten Ensemble des Crystal-Barrel-Experiments.

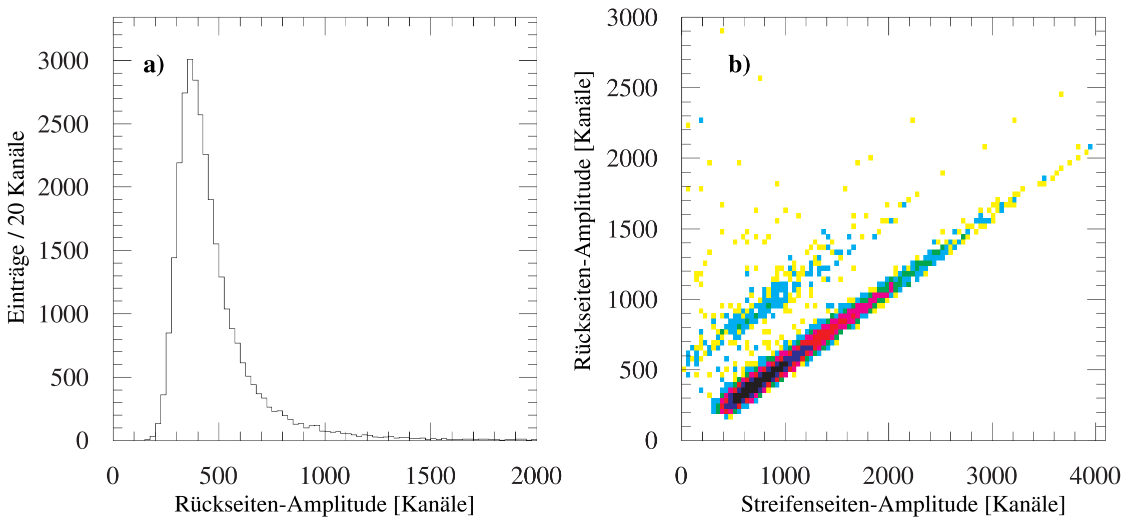


*Abbildung 4.6: a) Landauspektrum minimal-ionisierender Pionen, aufgenommen von den Rückseitensignalen des SVX. b) Korrelation zwischen dem Rückseitensignal und dem Energieeintrag auf der Streifenseite. Die zweite dünnere Linie entsteht durch Ereignisse, bei denen ein zweites Teilchen die Guardring-Zone des Detektors passierte und so von der Streifenseite nicht detektiert werden konnte.*

Geladene Endprodukte von p$\overline{\mathrm{p}}$-Annihilationen bestehen zu mehr als 90% aus minimal-ionisierenden Pionen.
Die bereits pedestalsubtrahierten Signale solcher Teilchen von den Detektorrückseiten zeigen ein deutliches Landauspektrum (Abb. 4.6 a), das etwa die gleiche Breite wie die im Labor gemessene Verteilung der $\beta$ -Quelle aufweist (Abb. 4.5 c).

[4]berechnet mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel

Die Linearitäten der Ausleseelektroniken von Streifen- und Rückseite sind in Abb. 4.6 b) zu beobachten. Man erkennt hier eine weitere Gerade von Ereignissen, bei denen zwei Teilchen gleichzeitig den Detektor passieren, wobei von der Streifenseite nur eines nachgewiesen wurde. Dies entsteht durch die größere sensitive Fläche der Rückseite, da die Streifenseite eine tote Randzone von etwa 0.8 mm (*Guardring*) besitzt.

### Verbesserung der Spurauflösung

Durch die vom Vertexdetektor präzise gemessene $\phi$-Koordinate einer Teilchenspur in der Nähe des Annihilationspunktes kann sowohl der Impuls des Teilchens wie der Annihilationsvertex selbst wesentlich genauer rekonstruiert werden. Dies zeigen die Darstellungen in Abb. 4.7. Die intrinsische Ortsauflösung des Vertexdetektors selbst kann aus diesen Daten jedoch nicht ermittelt werden, da dafür die Genauigkeit einer Spurrekonstruktion aus der *JDC* nicht ausreicht. Nimmt man eine Boxverteilung der Ereignisse im Vertexdetektor an, schätzt man mit dem Streifenabstand von 50 $\mu$m eine Auflösung von etwa 15 $\mu$m ab .

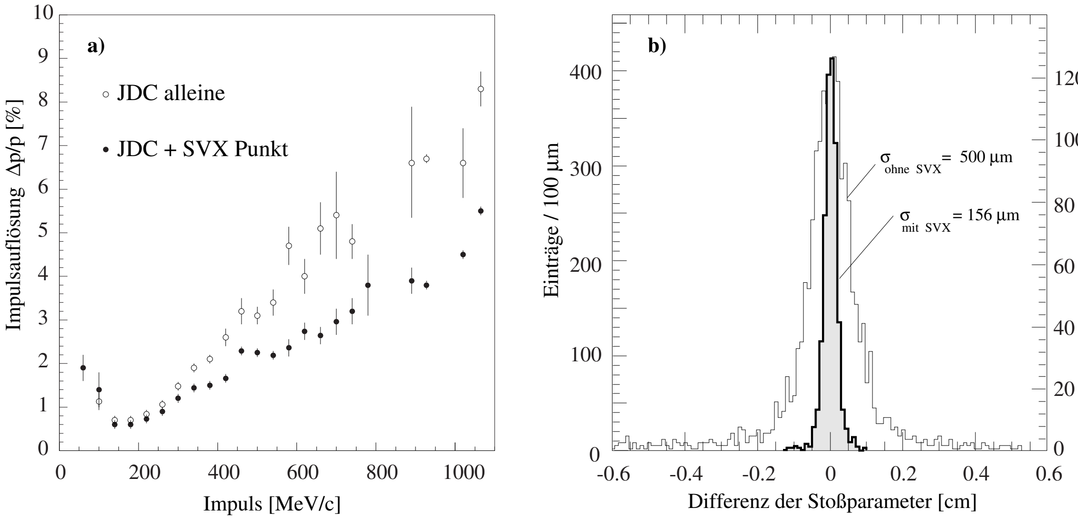


*Abbildung 4.7: a) relative Impulauflösung von Spuren aus dem Annihilationsvertex mit und ohne Zuhilfenahme des vom SVX gemessenen Punktes. b) Differenz der Stoßparameter von 2-Spur-Ereignissen des Typs* $p\overline{p}\rightarrow\pi^{+}\pi^{-}$.

In Abb. 4.7 a) ist die lineare Abhängigkeit der relativen Impulsauflösung (vgl. Gl. 2.1 in Kap. 2.4) gut zu erkennen. Für einen Teilchenimpuls von 900 MeV/c wird durch den Vertexdetektor der Messfehler von 6.7% auf 3.8% reduziert. Der Anstieg der relativen Auflösung bei kleinen Teilchenimpulsen geht auf einsetzende Vielfachstreuung zurück.
Für eine Demonstation der verbessertern Auflösung eines Annihilationsvertizes wird die Differenz der Stoßparameter[5] von 2-Spur-Ereignissen aufgetragen (Abb. 4.7 b). Der größte Fehler in der Bestimmung dieser Größen ist durch die Ortsunsicherheit der Spurmessung in der *JDC* gegeben.

[5]kürzester Abstand zur Strahlachse

### Messung des Energieverlusts im *SVX*

Der Energieverlust ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) eines Teilchens im *SVX* wird jeweils von Vorder- und Rückseite gemessen. Nach einer Korrektur auf die zurückgelegte Wegstrecke im Detektormaterial (Einfallswinkel) und Bildung des gewichteten Mittelwerts aus Streifen- und Rückseitensignal ist mit der Impulsinformation des Teilchens aus der *JDC* eine Teilchenidentifikation bedingt möglich.

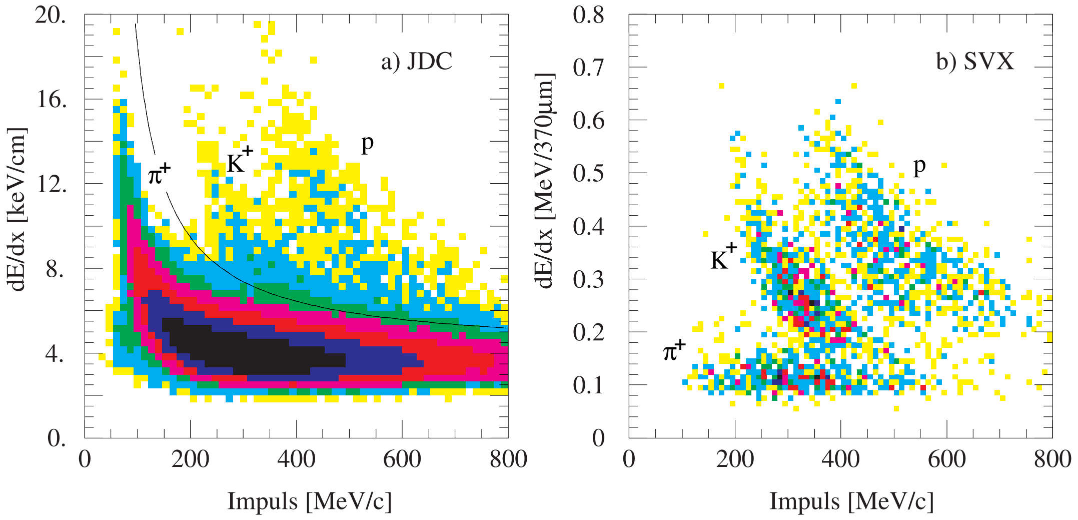


*Abbildung 4.8: a) $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ der Spuren von Minimum-Bias Daten, rekonstruiert mit der truncated mean-Methode in der JDC (vgl. Kap. 7.2.1). Von Ereignissen, die oberhalb der eingezeichneten Linie liegen, wird das vom Vertexdetektor gemessene $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in (b) aufgetragen. Deutlich sind die Bänder von Kaonen und Protonen, die in dieser Ereignisauswahl angereichert werden, zu erkennen.*

Trotz der nur einfach gemessenen Energieabgabe der Teilchen im Vertexdetektor, die einer vollen Landaustatistik unterliegt, sind die Bänder von Pionen, Kaonen und Protonen klar in Abb. 4.8 b) zu erkennen. Eine Verbesserung in einer Pion-Kaon-Separation scheint dadurch möglich und ist für zukünftige Analysen in Vorbereitung.

## 4.7 Der Trigger mit dem *SVX*

Eine ausführlichere Beschreibung der Funktionsweise eines Triggers für die Anreicherung sekundärzerfallender Teilchen ($K^0_S$ und $\Lambda$) in den Daten kann in [36][53] gefunden werden. Die prinzipielle Arbeitsweise eines solchen Triggers besteht in der Erkennung eines Anstiegs der geladenen Multiplizität außerhalb des *SVX* während der Datennahme. Für diesen Zweck werden in den ersten zwei Triggerstufen (vgl. Kap. 2.6) die Anzahl gefeuerter Rückseiten (schnell), bzw. die Spurmultiplizität aus der Cluster-Logik der Streifenauslese (präzise, vgl. Kap. 4.4) verarbeitet. Beides ist für kleine Totzeit und hohe Selektivität des Sekundärvertextriggers erforderlich.
Angepasst an ein physikalisches Programm können verschiedene Triggerbedingungen, unter Umständen auch parallel zueinander, ausgewählt werden[6].

[6]vgl. die Triggerbedingungen für die hier analysierten Daten in Kap. 6.2.1

Die einfachste Triggerbedingung akzeptiert nur außerhalb des *SVX* zerfallende Teilchen (vgl. Tab. 4.1, erste Zeile). Hier braucht die Cluster-Logik in der zweiten Triggerstufe nicht abgefragt werden.
Sollen jedoch Ereignisse eines zerfallenden $K_S^0$ zusammen mit mehreren geladenen Teilchen ausgewählt werden, ist die Rückseitenmultiplizität allein nicht ausreichend. Durch den Überlapp der *SVX*-Elemente besteht zunächst eine Wahrscheinlichkeit von etwa 25%, daß zwei Detektorrückseiten von einem Teilchen gleichzeitig getroffen werden. Außerdem können mehrere Teilchen nur einen Detektor passieren.
Kompliziertere Ereignistopologien werden daher in der ersten Triggerstufe nur vorselektiert[7] und erst in der zweiten Stufe die exakte Multiplizität im *SVX* gefordert (vgl. Tab. 4.1, zweite Zeile).

| Triggertyp | *SVX*-Rückseite | *JDC*-Spuren | *SVX*-Streifenseite |
|---|---|---|---|
| $0 \to \geq 2$ | 0 | $2 \ldots 4$ | - |
| $2 \to 4$ | $1 \ldots 3$ | 4 | 2 |
| $1 \to 3$ | $1 \ldots 2$ | 3 | 1 |
| Triggerstufe | 1. | 1. | 2. |

*Tabelle 4.1: Hardware-Trigger Bedingungen für verschiedene Ereignistopologien.*

Für eine Auswahl von $K_S^0$-Ereignissen bei $\overline{\mathrm{p}}$n-Annihilationen in Deuterium werden ungeradzahlige Trigger verwendet (vgl. Tab. 4.1, dritte Zeile).

[7]dies drückt typischerweise die Ereignisrate für die zweite, langsamere Stufe auf 10%

# Kapitel 5

# Pontecorvo-Reaktionen

Als Pontecorvo-Reaktionen [6] werden nach dem italienischen Physiker B. Pontecorvo seltene Annihilationen von Antiprotonen an Atomkernen bezeichnet, die entweder nur ein oder sogar kein Meson im Endzustand aufweisen. Eine mesonfreie Annihilation ist nur an Kernen mit $B \geq 3$ möglich und experimentell noch nicht nachgewiesen. Im Zusammenhang mit dieser Arbeit werden speziell Antiproton-Annihilationen an Deuteronkernen betrachtet.
Pontecorvo-Reaktionen erzwingen eine Beteiligung aller Nukleonen des Kerns am Annihilationsprozess. Sie besitzen wegen des minimalen Zweikörperendzustandes besonders hohe Impulse (vgl. Kap. 6.1), was einen entsprechend großen Impulsübertrag bei den Wechselwirkungen der Teilchen untereinander erfordert.

Für eine theoretische Beschreibung der Pontecorvo-Reaktionen stehen 3 Modelle zur Verfügung, die im folgenden kurz vorgestellt werden. In den Arbeiten [10][54] werden sie ausführlich diskutiert.

### Der 2-Stufen Prozess

Der Ablauf einer Pontecorvo-Reaktion wird in diesem Modell oft durch sogenannte Dreiecksgraphen illustriert (vgl. Abb. 5.1 a). In einer ersten Stufe findet zunächst eine Annihilation des Antiprotons mit einem der Nukleonen des Deuterons statt, wobei eines der zwei produzierten Mesonen in der Folge vom zweiten Nukleon absorbiert wird. Die starke Verletzung von Impuls- und Energieerhaltung der beiden isolierten Prozesse erfordert eine hochgradige Virtualität des ausgetauschten Teilchens, die auch als Entfernung von seiner Massenschale bezeichnet wird. Für Strangeness-erzeugende Pontecorvo-Reaktionen muß bei der Annihilation bereits ein $\mathrm{K\overline{K}}$-Paar entstehen. Die Kopplungkonstante für die Absorption des ausgetauschten Teilchens am zweiten Nukleon, stellt in diesem Modell einen wichtigen Parameter für die Berechnung von Verzweigungsverhältnissen dar. Der kleinere Wert einer $\mathrm{K\Sigma N}$-Kopplung resultiert in einer starken Unterdrückung des Kanales $\mathrm{\overline{p}d \to \Sigma K}$ im Vergleich zu $\mathrm{\overline{p}d \to \Lambda K}$ (vgl. Tab. 5.1).

### Der Regge-Pol-Ansatz

Regge-Trajektorien bilden Teilchengruppen, die in einer zweidimensionalen Auftragung[1] ihres Spins gegen das Quadrat ihrer Masse in jeweils gleichem Abstand auf einer Geraden (Regge-Trajektorie) liegen. Sie wurden von T. Regge [55][56] durch die Annahme komplexer Werte für den Drehimpuls eingeführt und werden heute nur noch selten zur Beschreibung einer Wechselwirkung zwischen Teilchen verwendet. Der Austausch eines Baryon- oder Meson-Regge-Pols zwischen zwei Teilchen kann als Berücksichtigung höherer Ordnungen und beliebiger Spins bei einer Beschreibung der Wechselwirkung interpretiert werden.
Der Austausch eines einfachen Baryon-Regge-Pols wird verwendet um Pontecorvo-Reaktionen ohne Strangeness-Erzeugung zu beschreiben [3]. Für die Erzeugung von Reaktionen wie $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d} \to \Sigma\mathrm{K}$ oder $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}$ wird ein zweiter Austausch eines $\mathrm{K}^*$-Poles eingeführt (Abb. 5.1 b,c). Die Vorhersagen für diese Endzustände sind in Tabelle 5.1 angeführt.

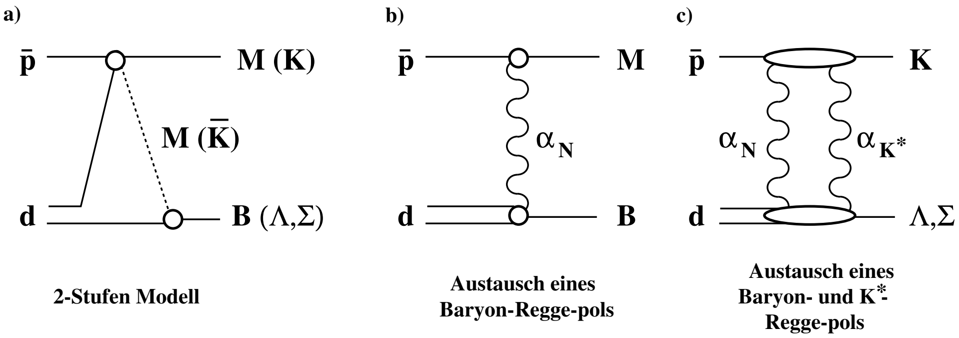


*Abbildung 5.1: a) Dreiecksdiagramm für einen 2-Stufen Prozess.* M *steht für ein nicht-strange-Meson,* B *für ein nicht-strange-Baryon. Für den Fall von offener Strangeness im Endzustand muß bei der Annihilation ein* $\mathrm{K}\overline{\mathrm{K}}$*-Paar entstehen. b) Austausch von Regge-Polen bei einer normalen und einer Strangeness-erzeugenden (c) Pontecorvo-Reaktion.*

### Das statistische Modell

Dieses Modell geht auf eine ursprünglich von E. Fermi [57] vorgeschlagene Beschreibung der Erzeugung von Teilchen proportional zu ihren statistischen Gewichte zurück. Quantenzahlen wie Spin, Baryonenzahl oder Isospin, sowie die Gesamtenergie müssen erhalten bleiben. Es liefert z.B. gute Vorhersagen für Pionen-Multiplizitäten bei $\mathrm{p}\overline{\mathrm{p}}$-Annihilationen, unter der Annahme der Formation eines *Feuerballs*, der durch *Abdampfen* von Mesonen zerstrahlt [58]. Bei einer Pontecorvo-Reaktion am Deuteron [1] entsteht in diesem Bild zunächst ein *Feuerball* ($B = 0$) aus der Annihilation des Antiprotons mit einem Nukleon, der sich mit dem anderen Nukleon zu einem *Feuerball* mit $B = 1$ vereinigt. In einer solch hohen Energiedichte tritt nach [59][60] eine erhöhte Produktion von $\mathrm{K}\overline{\mathrm{K}}$ auf. Aus diesen Gründen werden für die Reaktionen $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d} \to \Sigma\mathrm{K}$ und $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d} \to \Lambda\mathrm{K}$ relativ hohe Verzweigungsverhältnisse vorhergesagt. Die ausschließliche Berücksichtigung der statistischen Gewichte und des Phasenraums führt wegen gleichem Spin, verschiedenem Isospin (2I+1 Möglichkeiten) und fast gleich großen Massen von $\Sigma$ und $\Lambda$ zu einem relativen Verzweigungsverhältnis von etwa 3 zu 1 (vgl. Tab. 5.1).

[1] Chew-Frautschi Plot

**Zusammenfassung der theoretischen Vorhersagungen**

Einen guten Parameter für den Vergleich der verschiedenen Modelle bildet das relative Verzweigungsverhältnis $R_{\Sigma\Lambda} = \frac{BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma\mathrm{K})}{BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K})}$, da es in den verschiedenen Theorien unabhängig von eingeführten Konstanten oder Normierungen auf andere Kanäle ist. Zum Vergleich der Ergebnisse wurde teilweise eine Umrechnung nach folgender Beziehung verwendet, die auf der Annahme von Isospininvarianz beruht:

$$BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d} \to \Sigma\mathrm{K}) = 3 \cdot BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d} \to \Sigma^0\mathrm{K}^0) = 1.5 \cdot BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d} \to \Sigma^-\mathrm{K}^+) \quad (5.1)$$

| Modell | $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{p}\pi^-$ | $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^-\mathrm{K}^+$ | $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}^0$ | $R_{\Sigma\Lambda}$ |
|---|---|---|---|---|
| 2-Stufen Prozess [2] | $(2-6)\cdot10^{-6}$ | $7.6\cdot10^{-9}$ | $3.1\cdot10^{-7}$ | 0.04 |
| + *6 quark bag* [61] | $1.5\cdot10^{-5}$ | - | - | - |
| Regge-Pol Austausch [3] | $1.4\cdot10^{-5}$ | $5\cdot10^{-8}\cdot C^2$ | $4.5\cdot10^{-7}\cdot C^2$ | 0.16 |
| Statistischer Ansatz [1] | $3\cdot10^{-5}$ | $12\cdot10^{-6}$ | $6.2\cdot10^{-6}$ | 2.9 |

*Tabelle 5.1: Vorraussagen der 3 Modelle für die Verzweigungsverhältnisse von verschiedenen Pontecorvo-Reaktionen in Deuterium. Im Modell des Regge-Pol-Austausches ist C eine Konstante mit Werten zwischen 1 und 2.*

Tab. 5.1 enthält für den Kanal $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{p}\pi^-$ das zusätzliche Ergebnis einer Korrektur des 2-Stufen Modells durch Einbeziehung eines *6 quark bag*-Beitrags in die theoretische Abschätzung [61]. Diese Modifikation des Modells, die eine erhebliche Korrektur für das Verzweigungsverhältnis von $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{p}\pi^-$ darstellt, wurde jedoch nicht auf Strangeness-erzeugende Pontecorvo-Reaktionen übertragen.

Ein Vergleich der Modelle ist mit der experimentell mehrmals bestimmten Reaktion $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{p}\pi^-$ möglich. Aus dem gewichteten Mittel der 5 Messungen zu den Kanälen $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{p}\pi^-$ [7][8][9][10] und $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{n}\pi^0$ [54] erhält man unter Annahme von Ladungsunabhängigkeit ein mittleres Verzweigungsverhältnis $BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{p}\pi^-)=(1.45\pm0.2)\cdot10^{-5}$, das direkt mit den Werten der zweiten Spalte von Tab. 5.1 verglichen werden kann. Zieht man den korrigierten Wert des 2-Stufen-Prozesses zu einem Vergleich der drei Theorien mit dieser Messung heran, ist keine der drei deutlich auszuschließen. Eine bis zu 3 Größenordnungen betragende Diskrepanz dieser Modelle besteht jedoch in den Vorhersagen für die hier untersuchten Reaktionen.

Bemerkenswert ist, daß das Verzweigungsverhältnis der Reaktion $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{p}\pi^-$ im statistischen Ansatz etwa um einen Faktor 2 zu hoch beschrieben wird, da, wie später zu sehen ist, mit dem gleichen Modell auch die Reaktionen $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}^0$ und $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^0\mathrm{K}^0$ um etwa einen Faktor 3 zu hoch vorhergesagt werden.

# Kapitel 6

# Grundlagen zur Analyse

Die Suche nach den Pontecorvo-Reaktionen $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\Lambda\text{K}^0$ und $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\Sigma^0\text{K}^0$ ist nach Anzahl von geladenen Spuren (2 oder 4) in zwei Bereiche eingeteilt. Damit wird prinzipiell zwischen Ereignissen mit einem $\text{K}^0_\text{S}$, bzw. einem $\text{K}^0_\text{L}$ im Endzustand unterschieden. Da viele der späteren Selektionsschnitte von den speziellen kinematischen Eigenschaften dieser Reaktionen Gebrauch machen, werden diese zunächst untersucht.

## 6.1 Kinematik

Bei einer Annihilation in Ruhe von $\overline{\text{p}}\text{d}$ in zwei Teilchen sind die Reaktionen $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\Lambda\text{K}^0$ und $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\Sigma^0\text{K}^0$ durch entgegengesetzte Richtung und festen Betrag der entstehenden Teilchenimpulse im Laborsystem gekennzeichnet. Tabelle 6.1 fasst die kinematischen Eigenschaften einiger Pontecorvo-Reaktionen am Deuteron mit offener Strangeness im Endzustand zusammen. Die Schwerpunktsenergie einer $\overline{\text{p}}\text{d}$-Annihilation ergibt sich aus den Ruhemassen von Antiproton, Proton und Neutron, abzüglich der Bindungsenergie des Deuteronkerns ($2.2MeV$) zu $2814MeV$.

| Reaktion | 2-Körper-Impuls [MeV/c] | $\Gamma_{Impuls}$ [MeV/c] |
|---|---|---|
| $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\Lambda\text{K}^0$ | 1125 | - |
| $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\Sigma^0\text{K}^0$ | 1090 | - |
| $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\Lambda\text{K}^*(892)$ | 980.8 | 24.4 |
| $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\Sigma^0\text{K}^*(892)$ | 937.6 | 26.0 |
| $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\Lambda_{1405}\text{K}^0$ | 980.1 | 28.0 |
| $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\Lambda_{1520}\text{K}^0$ | 914.0 | 9.6 |
| $\overline{\text{p}}\text{d}\rightarrow\text{n}\Phi_{1020}$ | 1009 | - |

*Tabelle 6.1: Die 2-Körper-Impulse von Antiproton-Deuteron-Annihilationen bei verschiedenen Pontecorvo-Reaktionen. Die dritte Spalte zeigt eine entsprechende Breite des Impulses ($\Gamma_{Impuls}$), wenn die Massenbreite der entstehenden resonanten Teilchen vom Crystal-Barrel-Detektor aufgelöst werden kann.*

Die beiden ersten Reaktionen werden in dieser Arbeit näher untersucht. In den Daten können jedoch fast alle, der hier aufgeführten, beobachtet werden.

Ausgangspunkt einer Suche nach dieser Art von Pontecorvo-Reaktionen ist der Nachweis eines $\Lambda$-Hyperons mit entsprechend großem Impuls. Der charakteristische Zerfall[1] $\Lambda \to p\pi^-$ ($c\tau_\Lambda = 7.89\,\mathrm{cm}$) ermöglicht eine gute Trennung von Untergrund und eine Anreicherung dieser Ereignisse in den Daten durch den Sekundärvertex-Trigger (vgl. Kap. 4.7). Dies schließt einen Nachweis von $\Sigma^0$-Hyperonen mit ein, da das $\Sigma^0$ praktisch zu 100% elektromagnetisch in $\Lambda\gamma$ zerfällt ($c\tau_{\Sigma^0} = 2.22 \cdot 10^{-9}\,\mathrm{cm}$). Der Zerfallsimpuls beträgt 74 MeV/c, wodurch das Gamma gut vom CsI-Kalorimeter zu detektieren ist.

Die kinematischen Eigenschaften der Teilchen in den Endzuständen der hier betrachteten Kanäle werden im folgenden aus den Verteilungen der Endprodukte von jeweils 10000 Phasenraumzerfällen einer Schwerpunktsenergie des $\bar{p}d$-Systems studiert. Hierbei werden vereinfachend isotrope Verteilungen der einzelnen Zerfälle angenommen.

### 6.1.1 Die Reaktion $\bar{p}d \to \Lambda K^0$

Die Verteilungen im Laborsystem der Zerfallsprodukte eines $\Lambda$, das durch die Reaktion $\bar{p}d \to \Lambda K^0$ entstanden ist, sind in Abb. 6.1 skizziert. Auf das Proton wird der Hauptanteil des $\Lambda$-Impulses übertragen, da der Zerfall $\Lambda \to p\pi^-$ im System des $\Lambda$ nur einen Impuls von 101 MeV/c aufweist. Die mittlere Abweichung der Ausbreitungsrichtung des Protons von der des $\Lambda$ beträgt daher nur etwa 5°.

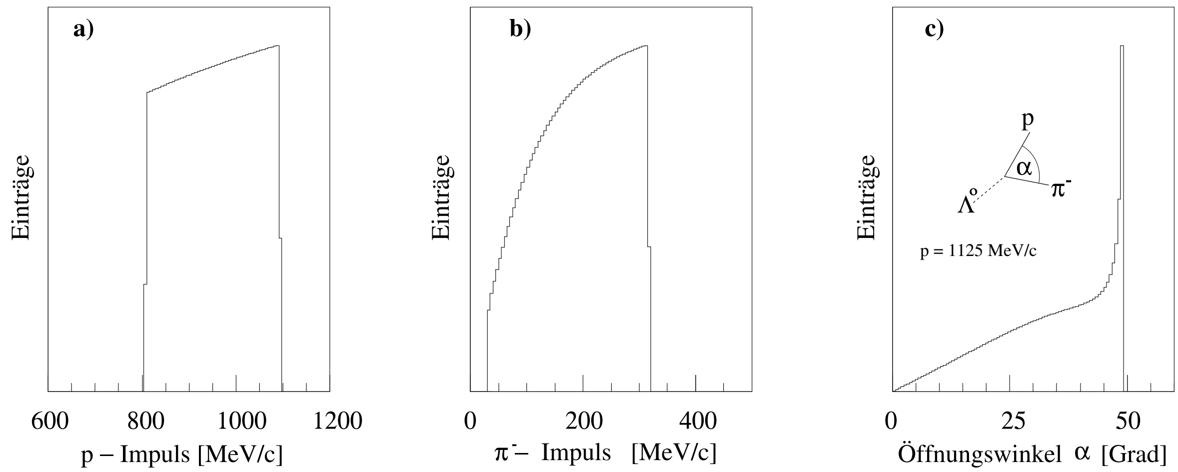


*Abbildung 6.1: a) Impulsverteilung des Protons im Laborsystem, das aus dem Zerfall eines 1125 MeV/c ~ $\Lambda$ stammt; b) Impulsverteilung des dazugehörigen $\pi^-$. c) Öffnungswinkel-Verteilung von Proton und Pion.*

Abbildung 6.2 zeigt die Verteilungen der Endprodukte eines $K^0_S$ ($K^0_S \to \pi^+\pi^-$), das in der gleichen Pontecorvo-Reaktion entstanden ist ($c\tau_{K^0_S} = 2.67cm$). Ein $K^0_L$ wird vom CsI-Kalorimeter des Detektors nur unter Umständen detektiert (s. Kap. 8.4.1) und zerfällt in den meisten Fällen erst weit außerhalb des Detektors ($c\tau_{K^0_L} = 15.5m$).

[1] Verzweigungsverhältnis 64%

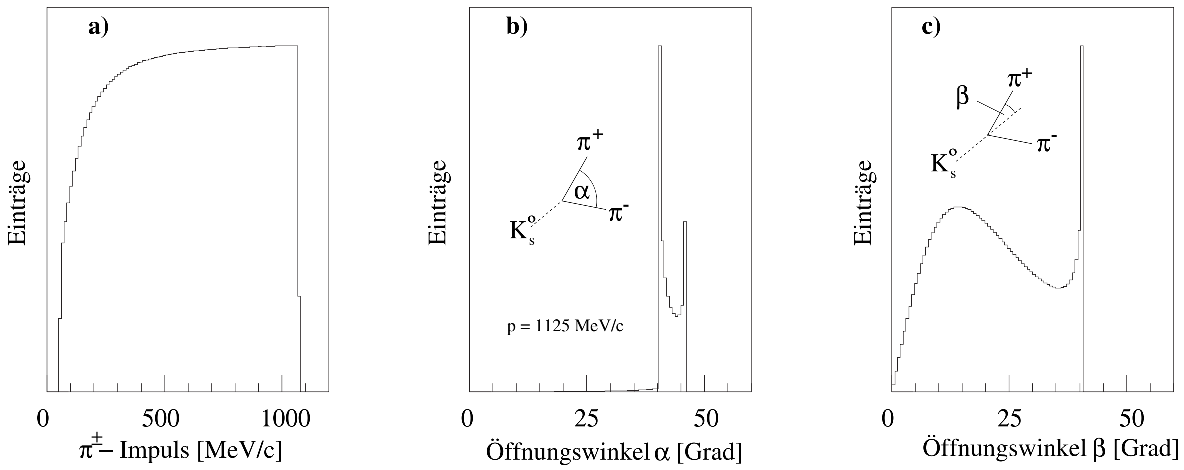


*Abbildung 6.2: a) Impulsverteilung der geladenen Pionen im Laborsystem, die beim Zerfall eines $K_S^0$ von 1125 MeV/c Impuls entstehen; b) Verteilung der Öffnungswinkel der Pionen; c) Flugrichtung eines Pions im Vergleich zur Ausbreitungsrichtung des $K_S^0$ Mesons.*

### 6.1.2 Die Reaktion $\overline{p}d \to \Sigma^0 K^0$

Diese Pontecorvo-Reaktion besitzt einen 2-Körper-Impuls von 1090 MeV/c. Durch den ähnlich großen Impuls, wie bei der Reaktion $\overline{p}d \to \Lambda K^0$, zeigt ein $K^0$ hier praktisch die gleiche Zerfallstopologie. Die kinematischen Eigenschaften der Endprodukte aus dem Zerfalls eines $\Sigma^0$ Hyperons mit einem Impuls von 1090 MeV/c werden im folgenden gezeigt.

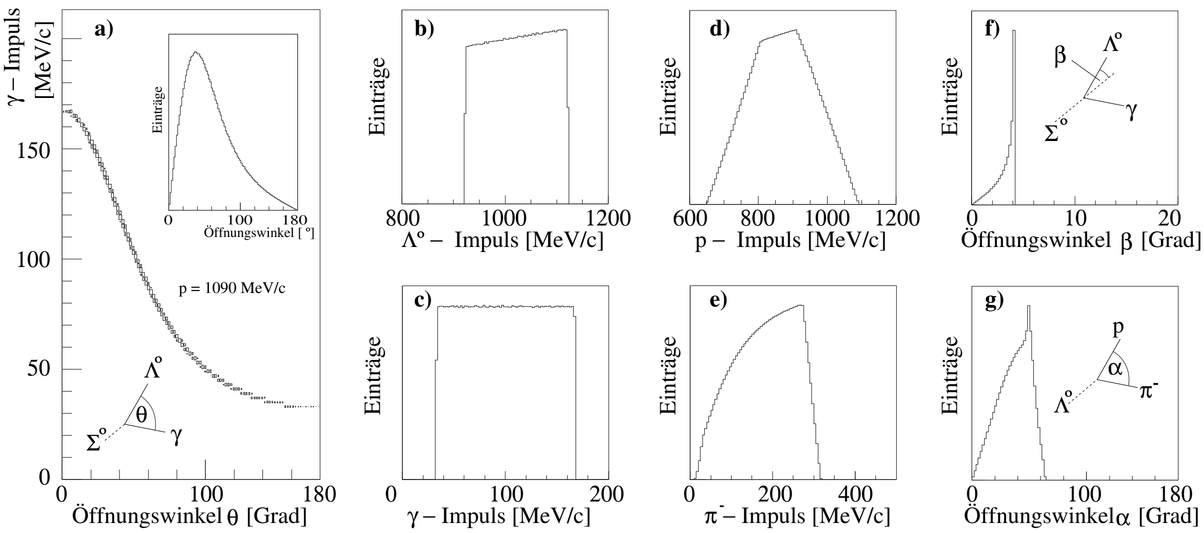


*Abbildung 6.3: a) Impuls des Gammas als Funktion der Ausbreitungsrichtung zum Λ-Hyperon im Laborsystem. Das kleine Histogramm verdeutlicht die Häufigkeitsverteilung der Öffnungswinkel. Weiterhin sind die Impulsverteilungen des Λ (b), des Gammas (c), des Protons (d) und negativen Pions (e) dargestellt. In f) wird die kleine Abweichung in der Ausbreitungsrichtung von Λ zu $\Sigma^0$ deutlich. g) Öffnungswinkelverteilung von Proton und Pion, die aus dem Zerfall des Λ stammen.*

### 6.1.3 Die Reaktion $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K}\overline{\mathrm{K}}\mathrm{n_s}$

In Deuterium findet diese Reaktion mit einem Neutron als Zuschauerteilchen ($\mathrm{n_s}$) statt und besitzt einen Maximal-Impuls von 795 MeV, der eine Ausschmierung zu niedrigen Werten durch einen Impulsübertrag an das Neutron zeigt. Für eine Trennung der Pontecorvo-Ereignisse von diesen Reaktionen und zur späteren Normierung werden die kinematische Eigenschaften dieses relativ häufigen Endzustands benötigt.

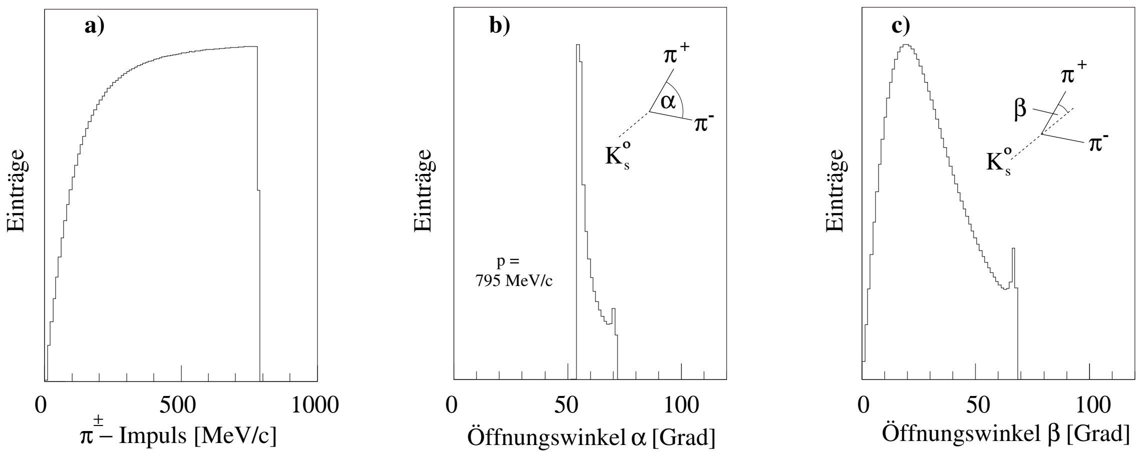


*Abbildung 6.4: a) Impulsverteilung der geladenen Pionen im Laborsystem, die beim Zerfall eines 795* MeV/c $\mathrm{K_S^0}$ *entstehen; b) Öffnungswinkel-Verteilung der Pionen; c) Verteilung der Flugrichtungen eines Pions im Vergleich zur Ausbreitungsrichtung des* $\mathrm{K_S^0}$ *Mesons.*

## 6.2 Daten

Für die Suche nach den Pontecorvo-Reaktionen standen insgesamt 6.8 Mio. Ereignisse zur Verfügung, die im Mai 1996 innerhalb 8 Tagen Strahlzeit an einem Deuteriumtarget unter Verwendung eines Sekundärvertex-Triggers aufgenommen wurden. Der Strahlimpuls der einlaufenden Antiprotonen betrug $200 MeV/c$, wie es für Datennahme von Annihilationen in Ruhe Standard ist. Die speziellen Triggerbedingungen werden im folgenden Abschnitt erklärt.

### 6.2.1 Sekundärvertex-Trigger

In Kap. 4.7 wurde die allgemeine Funktionsweise eines Sekundärvertex-Triggers durch die Multiplizitätsinformationen von *JDC* und *SVX* besprochen. In der oben beschriebenen Strahlzeit wurden hauptsächlich folgende physikalische Ziele verfolgt:

- Annihilationen am Neutron mit mindestens einem $\mathrm{K_S^0}$ im Endzustand. Das Proton verbleibt dabei in den meisten Fällen als Zuschauerteilchen im Target. Dadurch wird eine Ladungssumme des Endzustandes von -1 gemessen. Ein Ereignis wird dann ausgelöst, wenn mindestens 3 geladene Spuren in der *JDC* vorhanden sind, bei gleichzeitig nur einer Spur im *SVX* [2]. Annihilationen am Neutron sind insofern interessant, da der Ausgangszustand einen festen Isospin (I=1) besitzt und damit die Anzahl der Annihilationskanäle eingeschränkt wird.

[2] Das Vorzeichen der Ladungssumme kann vom Trigger nicht erkannt werden

- Reaktionen mit 2 oder 4 geladenen Spuren im Endzustand (*JDC*), wobei keine Spur aus dem Primärvertex erlaubt ist (*SVX*=0). Damit werden Annihilationen am Proton oder am ganzen Deuteriumkern[3] ausgesucht, wobei geladene Teilchen nur aus sekundären Zerfällen neutraler Teilchen entstehen sollten.

Die Anwendung des Sekundärvertextriggers ist wegen *Pile up* in der *JDC* und der Auslese des CsI-Kalorimeters auf Annihilationsraten von etwa 5 kHz begrenzt. Da die Datenaufnahme mit einer maximalen Schreibrate von etwa 60 Hz durch die Auswahl eines einzelnen, der oberen Kanäle noch nicht ausgelastet ist, konnte ein gemischter Trigger nach folgendem Muster aufgesetzt werden. *SVX* steht hierbei für die Anzahl gefeuerter Rückseiten des Vertex-Detektors, *JDC*(n) für die Anzahl erkannter Spuren in der n-ten Lage der *JDC*. Das kleinere $S/N$-Verhältnis der *JDC*-Signale wird durch die Verbindung von jeweils zwei benachbarten Lagen der Kammer ausgeglichen. Die Nummer der Lage bestimmt dabei entscheidend die Größe des akzeptierten Raumwinkels, der für eine geladene Spur bei Lage 9 etwa 84% und bei Lage 19 etwa 69% beträgt.

| Triggerzweig | *SVX* | *JDC*(9) & *JDC*(10) | *JDC*(19) & *JDC*(20) | Anteil [%] |
|---|---|---|---|---|
| 0 →2…4 | 0 | 0…2 | 2…4 | 14.8% |
| 0 →3…5 | 0 | 3…5 | x | 11.7% |
| 1 →3 | 1 | 3…5 | x | 73.5% |

*Tabelle 6.2: Triggerbedingungen des gemischten* $\mathrm{K_S^0}$*-Triggers ksdm4, der für die Datennahme am Deuteriumtarget im Mai 1996 verwendet wurde. In der letzten Spalte ist der Anteil der Triggerzweige in den Daten angegeben. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn für einen der Zweige alle 3 Bedingungen (SVX, JDC(9,10), JDC(19,20)) erfüllt sind. Aus Triggerlogik-Gründen dürfen sich die einzelnen Bedingungen nicht überschneiden. Um eine höhere Raumwinkelakzeptanz für 4-Spur-Ereignisse zu erzielen, wurde der Trigger 0 →2…4 in die beiden Zweige 0 →2…4 und 0 →3…5 gespalten.*

### 6.2.2 Monte-Carlo-Daten

Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz des Crystal-Barrel-Detektors und zur Abschätzung von Untergrundreaktionen wurden jeweils 10000 Phasenraum Monte-Carlo-Ereignisse in den folgenden Annihilationskanälen generiert. Darin sind, soweit bekannt, die physikalischen Eigenschaften des realen Detektors aus der Monte-Carlo Bibliothek *CBGEANT 5.05* [62] des Crystal-Barrel Experimentes enthalten, die wiederum auf dem Software-Paket *GEANT 3.21* [63] des CERN aufgebaut ist.

Für Reaktionen mit 2 geladenen Spuren im Endzustand wird in der Generation der Monte-Carlo-Daten explizit ein $\mathrm{K_L^0}$ eingeführt, das mit dem CsI-Kalorimeter nicht wechselwirkt ($\mathrm{K_L^{mis}}$). Nur solche Kanäle werden später auch in den Daten untersucht.

[3]nur bei einer Annihilationen am ganzen Deuteriumkern kann ein Hyperon im Endzustand vorhanden sein, u.U. also eine Pontecorvo-Reaktionen stattfinden.

Folgende Monte-Carlo-Datensätze wurden generiert:

1. Zwei geladene Spuren im Endzustand.
   - $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}\to\mathrm{p}\pi^-\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}$
   - $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^0\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}\to\mathrm{p}\pi^-\gamma\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}$
   - $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}\mathrm{n}_\mathrm{s}\to\pi^+\pi^-\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}\mathrm{n}_\mathrm{s}$
   - $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}\pi^0\to\mathrm{p}\pi^-\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}\gamma\gamma$
2. Vier geladene Spuren im Endzustand:
   - $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\to\mathrm{p}\pi^-\pi^+\pi^-$
   - $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^0\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\to\mathrm{p}\pi^-\gamma\pi^+\pi^-$
   - $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\pi^0\to\mathrm{p}\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma$
   - $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\pi^0\pi^0\to\mathrm{p}\pi^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma\gamma\gamma$
   - $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{n}_\mathrm{s}\to\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\mathrm{n}_\mathrm{s}$

# Kapitel 7

# Datenselektion

In der Datenselektion soll ein möglichst reiner Datensatz mit mindestens einem geladen zerfallenden $K_S^0$ oder $\Lambda$ im Endzustand erstellt werden, ohne dabei gute Ereignisse zu verwerfen.

## 7.1 Rekonstruktion der Daten

Die mit dem Trigger *ksdm4* genommenen Daten, sowie alle Monte-Carlo-Datensätze, wurden mit der gleichen Version (96c) des Offline-Softwarepakets CBOFF des Crystal-Barrel-Experiments verarbeitet.

Ein wichtiges Merkmal der hier gesuchten Ereignisse sind sekundär zerfallende Teilchen hoher Impulse, wodurch die daraus entstehenden Spuren nur schwach gekrümmt und kürzer als Spuren aus dem Annihilationsvertex sind. Ihre Rekonstruktion aus den *JDC*-Rohdaten erfolgte daher durch ein aufwendiges Fitprogramm (*FUZZY RADON*), um eine optimale Anpassung an die Messpunkte zu erzielen. Im Vergleich zur Standard-Rekonstruktion (*FAST FUZZY*) wurde eine etwa 8% ige Verbesserung der Effizienz und Impulsauflösung beobachtet. Eine Spur wird dabei als erfolgreicher Helixfit aller ihr zugeordneten Punkte definiert, die vom Punkt der nächsten Annäherung an die Symmetrieachse (z-Achse) des Detektors nach außen führt. Eine in der $r\phi$ Projektion geschlossene Kreisspur in der *JDC*, die bei Impulsen unter etwa 80 MeV/c entstehen kann, wird dadurch durch zwei getrennte Halbkreisspuren (bzw. Halbhelizes) beschrieben.

Energieeinträge im elektromagnetischen Kalorimeter werden durch Gruppierung einzelner Kristalle um ein lokales Maxima gefunden (*PED*s[1]), wobei verschiedene *PED*s zu *Clustern* zusammengefasst werden, wenn sie sich teilweise überlappen.

Im *global matching* werden *PED*s einem geladenen Teilchen als Energieeintrag im CsI-Kalorimeter zugeordnet, wenn der Richtungswinkel des Einschlagpunktes im Kalorimeter nicht mehr als 12° mit dem eines *PED* divergiert.

Für eine weitere Aufbereitung von *echten* Photonen wurde in dieser Analyse ein üblicher sogenannter *Golden Gamma*-Standard benutzt. Damit werden zum großen Teil

[1] **P**article **e**nergy **d**eposit

falsche Gammas, die von Rauschen, *Split offs* [2] oder Neutronen verursacht werden, diskriminiert. Folgende Bedingungen müssen für ein *Golden Gamma-PED* erfüllt sein:

- Die Energie des zentralen Kristalls im *PED* beträgt mehr als 13 MeV.
- Die Erkennung als *Split off* eines neutralen Teilchens ist negativ (*DOLBY*).
- Die Erkennung als *Split off* eines geladenen Teilchens ist negativ (*TAXI*).
- Die Form des Schauers ist typisch für Photonen, d.h. in den 8, den zentralen Kristall umgebenden Kristallen wurde mindestens 4% der Gesamtenergie deponiert ($E1/E9 < 0.96$)[3].

## 7.2 Datenvorselektion

In einer ersten Vorselektion werden Ereignisse nach Ansprechen des richtigen Triggers und einer Maximalanzahl von neutralen Einträgen im elektromagnetischen Kalorimeter ausgesucht:

- Von den 6.8Mio. Gesamtereignissen wurden nur die 26.5% rekonstruiert, bei denen nicht der Trigger 1→3 angesprochen hat (vgl. Tab. 6.2), d.h. es wurde keine geladene Spur vom *SVX* gesehen.
- Nach der Rekonstruktion werden Ereignisse ausgesucht, die entweder 2 oder 4 geladene Spuren aufweisen und in der Ladungssumme 0 ergeben. Es wird maximal eine weitere Spur zugelassen, die jedoch nicht mehr als 4 Punkte in der *JDC* hinterlassen haben darf. Diese sogenannten Geisterspuren entstehen durch Rauschen oder Vielfachstreuung (selten), wobei die Spurerkennung mit einem Helixfit nicht alle Punkte einer Orginalspur beschreiben kann.
- Es werden max. 16 rekonstruierte *PED*s pro Event erlaubt.

Diese Schnitte ergeben einen vorselektierten Datensatz mit 650000 2-Spur- und 132000 4-Spur-Ereignissen, die in den folgenden 3 Unterkapiteln inspiziert werden, ohne jedoch bereits Schnitte darauf anzusetzen.

### 7.2.1 Differentieller Energieverlust ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) in der *JDC*

Geladene Teilchen können aufgrund ihres Energieverlusts pro Wegeinheit im Gas der Driftkammer identifiziert werden. Das $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ wird dabei nach einer sogenannten *truncated mean*-Methode durch Mittelung über die Teilchenspur-Abschnitte berechnet, deren einzeln gemessene Energieverlustwerte jeweils einer Landau-Verteilung unterliegen. Durch Vernachlässigung eines festen Bruchteils aller Messwerte (z.B. von 10% der größten Werte) steigt trotz einer kleineren Statistik das Auflösungsvermögen für einen mittleren Energieverlust des Teilchens, der nach der Formel von Bethe-Bloch beschrieben wird. Ein darin

[2] Energiedeposits von neutralen oder geladenen Teilchen außerhalb des an der Einschlagstelle gefundenen Clusters.

[3] Für ein typisches Photon beträgt $E1/E9 \approx 0.75$

beschriebener $1/\beta^2$ Abfall des $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ bei Teilchenimpulsen bis zu einem Wert von etwa $3 \cdot m \cdot c$ kann in Abb. 7.1 durch eine doppelt-logarithmische Auftragung des $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Wertes für verschiedene Teilchen beobachtet werden[4] ($\beta = v/c$, $m =$ Masse des Teilchens).
Die für die spätere Analyse wichtige Information der Identität eines Teilchens (Pion oder Proton) wird durch den auf die Verteilungsbreiten normierten Abstand eines gemessenen $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Wertes zu den Fits des Pion-, sowie Protonbandes erzielt. Die Anwendung einer solchen Entscheidung wird im folgenden als harter $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt bezeichnet, da sie einem geladenen Teilchen eine eindeutige Identität zuordnet. Die Teilchentrennung ist wegen des weiten Abstandes der Bänder bei kleinen und mittleren Impulsen sehr effizient und untergrundfrei[5]. Im Impulsbereich der Sekundärteilchen der hier betrachteten Pontecorvo-Reaktionen (700 bis 1100 MeV/c) erfolgt jedoch eine kritische Annäherung der Bänder, so daß in den ersten Schritten der späteren Selektion solcher Ereignissen nur grobe Anti-Schnitte auf die andere Teilchenart gemacht werden, was als weicher $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt bezeichnet wird (vgl. dazu den Anfang von Kap. 8).

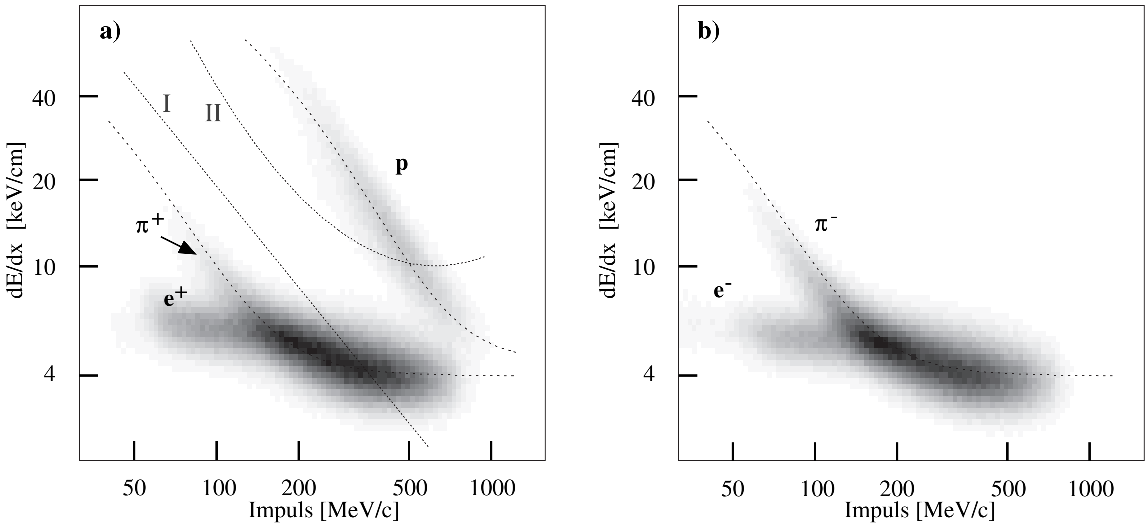


*Abbildung 7.1: $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ der positiven (a) und der negativen (b) Spuren aus dem vorselektierten Datensatz. Neben Protonen (aus den Zerfällen eines $\Lambda$) und Pionen (aus den Zerfällen eines $\Lambda$ oder $\mathrm{K}^0_\mathrm{S}$) sind nur die Bänder von Elektronen und Positronen (aus Gamma-Konversionen) zu erkennen.*

In Abb. 7.1 ist ein um etwa 40% höher liegender Wert des $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ minimal-ionisierender Elektronen im Vergleich zu dem der Pionen zu beobachten, da Elektronen aufgrund ihrer kleinen Masse stärker ionisierend wirken. Die grob gestrichelten Linien entsprechen Fitkurven durch die Maxima der Bänder und werden für eine Teilchenidentifizierung (harter $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt) verwendet. Für negative Pionen wurde die gleiche Fitkurve wie für positive eingezeichnet. Die fein gestrichelten Kurven werden jeweils als Anti-Schnitte (weicher $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt) für die Suche nach $\Lambda$ (I) oder $\mathrm{K}^0_\mathrm{S}$ (II) mit hohen Impulsen verwendet und liegen im kritischen Bereich (600 - 1000 MeV/c) mehr als 10 $\sigma$ von den Maxima der Verteilungen entfernt.

[4] der Wert $3 \cdot m \cdot c$ entspricht ungefähr den Minimum des spezifischen Energieverlustes in der Bethe-Bloch-Formel
[5] Missidentifikationen im Impulsbereich bis 700 MeV/c liegen unter 2%.

### 7.2.2 Neutrale Teilchen

In Kap. 7.1 wurden die Vorraussetzungen für die Rekonstruktion eines sogenannten *Golden Gamma*s erklärt, die in dieser Analyse als Basis für eine Erkennung von Photonen im Endzustand eines Ereignisses dient. Aus den rekonstruierten *Golden Gamma*s können in den folgenden Darstellungen neutral zerfallende Teilchen erkannt werden.

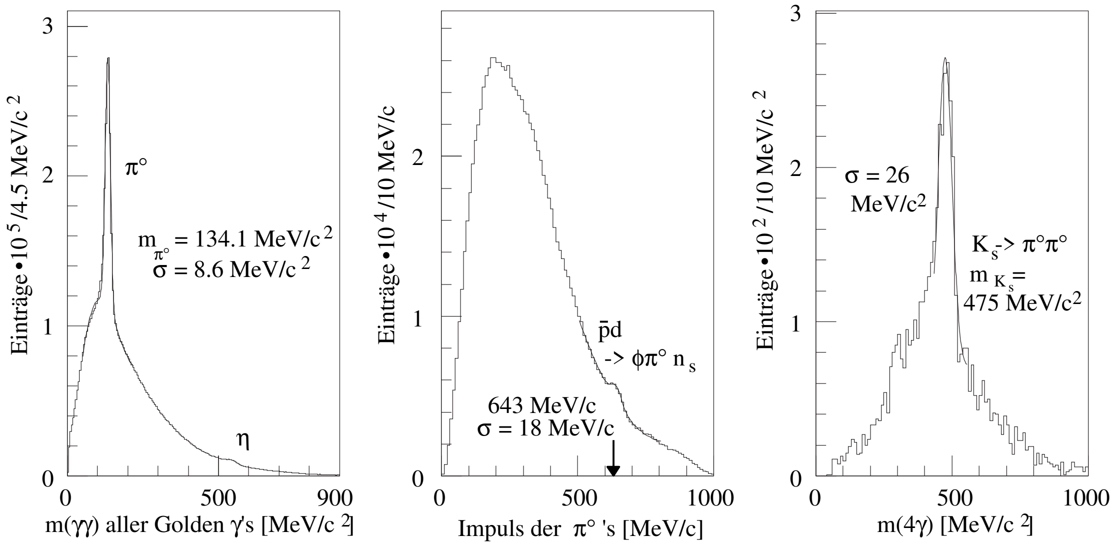


*Abbildung 7.2: a) Invariante Masse aller 2$\gamma$ Kombinationen mit einer angepassten Gaussfunktion an den $\pi^0$-Peak. In b) ist die Impulsverteilung der $\pi^0$ aufgetragen, wobei sich etwa 4500 Ereignisse der Reaktion $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\phi(1020)\pi^0\mathrm{n_s}$ erkennen lassen (das $\phi(1020)$ zerfällt danach in $\mathrm{K^0_S K^0_L}$ und ist deshalb in diesen Daten angereichert). c) Invariante Masse von 4Golden Gammas aus einem Teil des vorselektierten Datensatzes. Das Signal von $\mathrm{K^0_S}\to\pi^0\pi^0$ ist deutlich zu erkennen.*

Die aus Abb. 7.2 ermittelten Größen demonstrieren das hohe Auflösungsvermögen des CsI-Kalorimeters. Durch Vergleich mit den ermittelten Teilchengrößen ist ein systematischer Fehler in der Energiemessung in Richtung kleinerer Werte zu beobachten ( -0.6 bis -2% ), der auch in der Impulsmessung von geladenen Spuren auftritt. Er wird durch Fehler bei der Kalibration der Daten verursacht und nimmt mit steigenden Größe von Energie oder Impuls zu. Das $\mathrm{K^0_S}$-Signal zeigt zusätzlich eine Ausschmierung zu kleineren Massen, die durch einen nicht berücksichtigten Abstand des $\mathrm{K^0_S}$-Sekundärvertex vom Targetzentrum verursacht wird[6].

### 7.2.3 Signal geladener Teilchen im Kalorimeter

Nach dem *global matching* (Kap. 7.1) kann die Wechselwirkung geladener Teilchen mit dem elektromagnetischen Kalorimeter untersucht und zu einer bedingten Teilchenidentifikation verwendet werden. Die folgenden Abbildung zeigen den Energiedeposit von positiven Teilchen, die Aufgrund ihres $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in der *JDC* (harter $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt) in Protonen und Nicht-Protonen getrennt wurden.

[6]für den Entstehungsort von Photonen wird das Targetzetrum angenommen

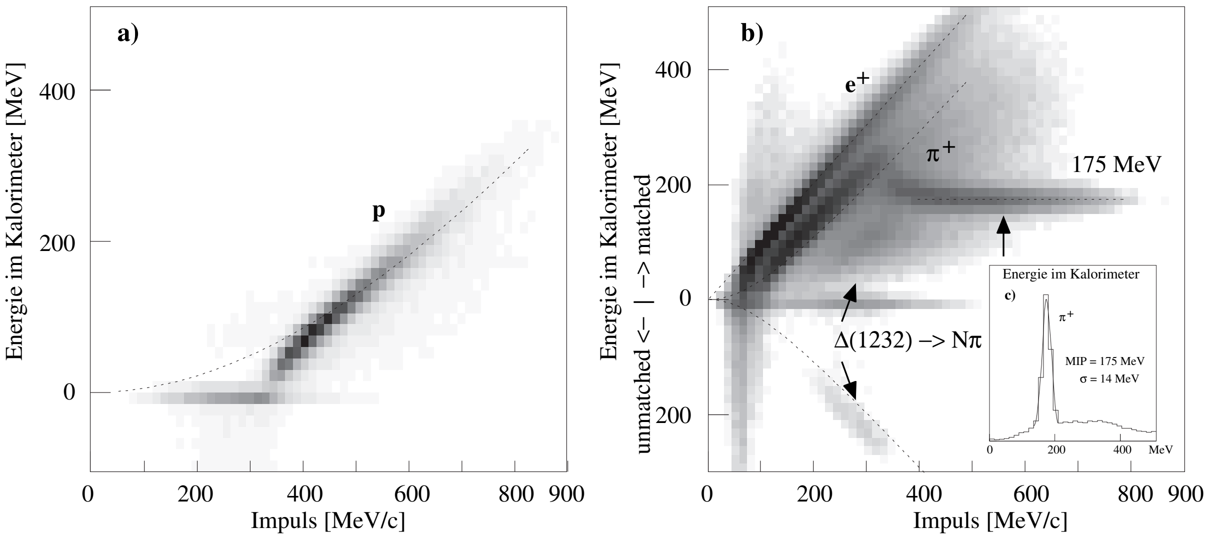


*Abbildung 7.3: a) Energieeintrag im Kalorimeter von Teilchen, die als Protonen identifiziert wurden. Wurde kein Eintrag an der Einschlagsstelle gefunden, ist die Energie des nächstgelegenen PEDs als negativer Wert aufgetragen. b) Entsprechende Kurven für nicht-Protonen (Positronen und Pionen). Die kinetischen Energien der Teilchen sind jeweils als gestrichelte Kurven eingezeichnet.*

Protonen bleiben bei den vorliegenden Energien meistens in den Kristallen stecken und geben dadurch ihre ganze kinetische Energie ab. In Abb. 7.3 a) ist für Protonen kleiner Impulse eine Abweichung der Energieabgabe an das CsI-Kalorimeter von der kinetischen Energie des Protons (gestrichelte Linie) zu erkennen, die durch Energieverlust in Material zwischen der *JDC* und den Kristallen hervorgerufen wird.
Elektronen oder Positronen (Abb. 7.3 b) erzeugen Schauer, die identisch zu denen eines Gammas sind. Die gestrichelte Linie entspricht ihrer kinetischen Energie. Für Pionen, die im Kalorimeter stecken bleiben, kann ein zur kinetischen Energie zusätzlicher Beitrag aus dem Pionzerfall beobachtet werden. Ein Impuls von über etwa 400 MeV/c ermöglicht den Pionen das CsI-Kalorimeter als minimal-ionisierende Teilchen zu passieren. Sie verlieren dabei etwa 175 MeV ihrer Energie. Auffallend ist ein Anteil von Pionen-Ereignissen im Impulsbereich um 270 MeV/c, deren extrapolierte Spur nicht mit einem *PED* zusammenfällt (nicht *gematched*). Hier kann durch eine Reaktion mit einem Nukleon des Kalorimetermaterials eine $\Delta^0(1232)$ Resonanz entstehen, wobei die resultierenden Zerfallsteilchen gar nicht, oder erst in benachbarten Bereichen registriert werden.

Im Grunde kann durch den im CsI-Kalorimeter gemessenen Energieeintrag eine Trennung hochenergetischer Pionen und Protonen erzielt werden. Obwohl sich die Differenz der Energieeinträge dieser Teilchen für steigende Energie vergrössert, begrenzen vermehrte Kernreaktionen mit dem Kalorimetermaterial eine klare Teilchenidentifikation. Weiterhin beginnen Protonen mit Impulsen größer 900 MeV/c die 300 mm langen Kristalle zu passieren und deponieren nicht mehr ihre volle Energie.

## 7.3 Sekundäre Vertizes

Einer der wichtigen Schritte in der Analyse besteht in der Suche eines gemeinsamen Sekundärvertex für jeweils zwei gegensätzlich geladene Spuren. Dies ermöglicht eine Säuberung der Daten durch Schnitte, die nach einer folgenden Darstellung der Eigenschaften von gefundenen Sekundärvertizes, in Kap 7.3.4 zusammengestellt werden.

### 7.3.1 Sekundärvertexfit

Der Sekundärvertexfit stellt selbst einen Schnitt auf die Datenmenge dar, da nur Ereignisse mit mindestens einem rekonstruierten Sekundärvertex in der Analyse verwendet werden. Wie bei der Spurrekonstruktion aus den in der *JDC* gemessenen Raumpunkten erfolgt auch für den Vertexfit die Bestimmung der Effizienz durch die Monte-Carlo-Daten. Die Masse des zerfallenden Teilchens wird nicht als Randbedingung im Fit verwendet.
Nach Bestimmung der Startwerte, wie nächste Annäherung, Krümmung und Zentrum von je zwei entgegensätzlich geladenen Spuren, werden diese unter Berücksichtigung der Messfehler durch einen gemeinsamen Raumpunkt gelegt. Die Fitroutine gibt dessen Koordinaten, die Impulsvektoren der Spuren in diesem Punkt, sowie eine Kovarianzmatrix der Fehler zurück.
Da bei 4-Spur Ereignissen a priori keine Zuordnung der Spuren zu einem gemeinsamen Vertex besteht, erhält man zwei Möglichkeiten für eine Verteilung der vier Spuren auf zwei Vertizes. Dieser kombinatorische Untergrund wird jedoch durch die Bedingung eines doppelt erfolgreichen Vertexfits stark unterdrückt. Dazu müssen sich zwei Spuren innerhalb des Volumens der *JDC* auf mindestens 10 cm annähern und eine Anpassung an einen gemeinsamen Raumpunkt unter Berücksichtigung der Fehler des Helixfits der *JDC*-Messpunkte erlauben.

Ohne die Identifikation der Endprodukte eines zerfallenden Teilchens über das $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ in der *JDC* bestehen für einen erfolgreich gefundenen Sekundärvertex folgende Möglichkeiten für dessen physikalische Natur:

- Zerfall eines $\Lambda \to \mathrm{p}\pi^-$
- Zerfall eines $\mathrm{K^0_S} \to \pi^+\pi^-$
- Konversion eines $\gamma$ in $e^+e^-$, wobei der Öffnungswinkel eines solchen Ereignis nahe bei 0° liegt.
- Ein sogenannter *Backscatter*, eine Spur, die von einem aus dem elektromagnetischen Kalorimeter geschlagenen geladenen Teilchen verursacht wird. Die geschlossene Helixspur wird von der Spurerkennung in zwei Spuren (vgl. Kap. 7.1) geteilt und vom Vertexfit als ein Sekundärvertex mit einem Öffnungswinkel nahe 180° interpretiert.
- Zerfall eines $\mathrm{K^0_L} \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (selten aufgrund der langen Lebensdauer des $\mathrm{K^0_L}$).

### 7.3.2 Räumliche Verteilung der Sekundärvertizes

Aus den gemittelten $z$-Positionen der Sekundärvertizes wurde zunächst die Mitte der Stopverteilung im Target zu $z_0 = -0.48cm$ bestimmt. Wie in Abb. 7.4 gezeigt wird, lassen sich Reaktionen aus der Targetumgebung, die durch den Trigger angereichert wurden, eindeutig durch einen Schnitt auf Vertex-Radius und -$z$-Position von denen aus dem Target abtrennen. Zur Veranschaulichung ist die Position der Halbleiterdetektorelemente als schwarzer Balken eingezeichnet ($SVX$).

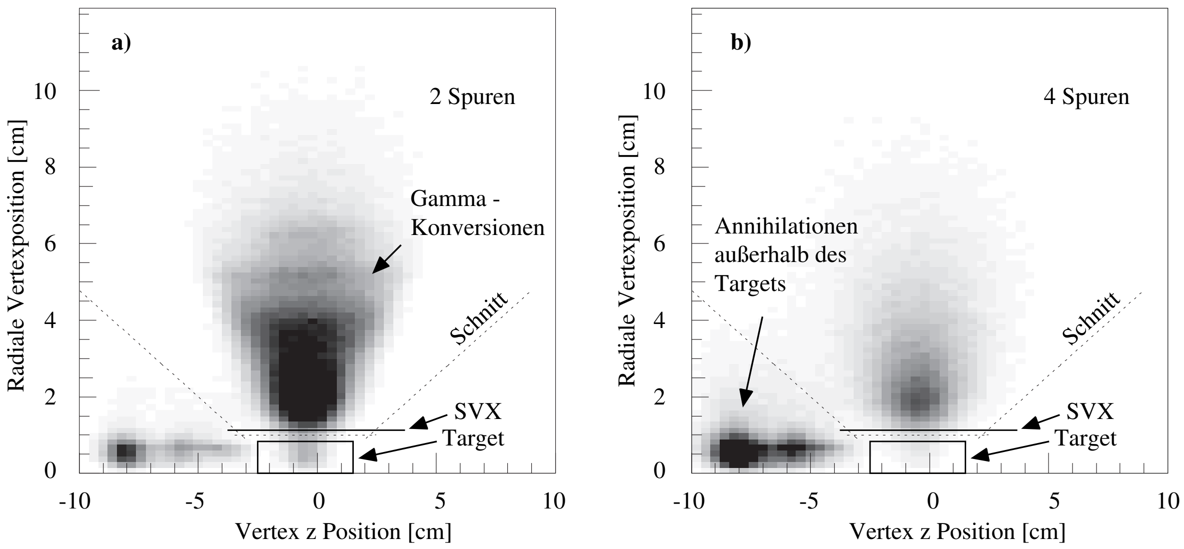


*Abbildung 7.4: rz Projektionen der Vertexpositionen für (a) 2- und (b) 4-Spur-Ereignisse.*

In Abb. 7.4 sind der sensitive Raumwinkel der $JDC$, sowie Ursachen von Untergrund in den Daten zu erkennen. An den Stellen von Material im Teilchenweg (Abb. 7.4 a), z.B. am Gehäuse des $SVX$ (r=3.8 cm), der Wand der $JDC$ (r=5 cm) oder der ersten Draht-Lage (r=6.3 cm) konvertieren Gammas aus rein neutral zerfallenden Ereignissen zu $e^+e^-$ Paaren, wodurch sie den Hauptuntergrund in den 2-Spur Daten bilden. In den 4-Spur-Daten (b) sind Gamma-Konversionen wesentlich schwächer vertreten, da die Wahrscheinlichkeit für zwei Konversionen kleiner als die Produktion sekundärzerfallender Teilchen ist. Der Hauptuntergrund entsteht hier durch Annihilationen von Antiprotonen aus dem Beam-Halo an Material vor dem Target. Diese Ereignisse entstehen außerhalb des vom $SVX$ eingeschlossenen Volumens durch Annihilationen an Kernen, wodurch sie bevorzugt viele geladene Spuren produzieren und verhältnismäßig stark in den 0$\rightarrow$4 getriggerten Daten vorhanden sind. Für ihre Unterdrückung wird später entlang der gestrichelten Linie geschnitten.

### 7.3.3 Radiale Verteilung der Sekundärvertizes

Der Trigger reichert nur Teilchen in den Daten an, die außerhalb des zylinderförmigen $SVX$ geladen zerfallen, also einen bestimmten Minimalradius des Sekundärvertizes besitzen. Die Zerfallslänge eines Teilchens ist im Mittel von seinem Impuls und seiner Lebensdauer bestimmt. Um die Akzeptanz für sekundärzerfallende Ereignisse in radialer Richtung zu bestimmen, ist in Abb. 7.5 a) die Verteilung der Sekundärvertexradien im Bereich $z =$

$-2.5$ bis $z = 1.5\,\mathrm{cm}$ aufgetragen. Zusätzlich ist die gemittelte Verteilung von Monte-Carlo Ereignissen[7], die nicht den *SVX*-Trigger durchlaufen hatten, miteingezeichnet.

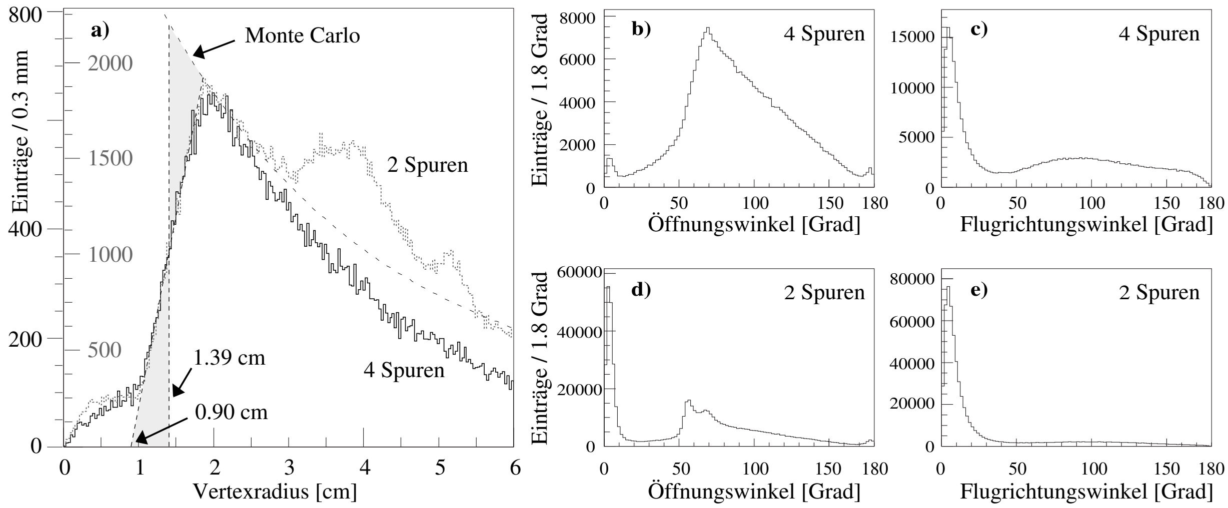


*Abbildung 7.5: a) Verteilung der Vertexradien von aufeinander normierten 4-Spur- (schwarz) und 2-Spur- (grau) Ereignissen. Die gestrichelte Linie entspricht der Verteilung von Monte-Carlo-Ereignissen der hier betrachteten Reaktionen. In (b) ist der Öffnungswinkel für Vertizes der 4-Spur, in (d) für 2-Spur Ereignisse dargestellt. In (c) und (e) sind die Winkel der Flugrichtung der Teilchen in Bezug auf eine Gerade zum Targetmittelpunkt (*$r = 0$, $z = -0.48\,\mathrm{cm}$*) aufgetragen.*

Der Anstieg der Sekundärvertex-Häufigkeiten bei Radien über 2 cm ist deutlich in Abb. 7.5 a) zu erkennen und identisch in den 2- oder 4-Spur-Daten. Als Mittelwert wird durch Vergleich der grau markierten Flächen unterhalb der Verteilung der Monte-Carlo-Ereignisse ein effektiver Akzeptanz-Radius des Vertexdetektors zu $(1.39 \pm 0.02)\,\mathrm{cm}$ bestimmt.

Weiterhin lassen sich Gamma-Konversionen sowohl als Strukturen auf der exponentiell abfallenden Verteilung der 2-Spur-Vertexradien, als auch in den Verteilungen der Öffnungswinkel der Sekundärvertizes nahe bei 0° beobachten. In den Öffnungswinkelverteilung der 2-Spur-Vertizes ist bereits die starke Präsenz der Zweikörperreaktionen $\mathrm{K^0_S K^0_L}$ und $\mathrm{K^0_S K^*(892)}$ in den Daten zu erkennen (vgl. Abb. 7.5 d) Maxima bei 55°und 70°). $\mathrm{K^0_S K^0_S n}$ als mögliche Zweikörperreaktion in den 4-Spur-Ereignissen erscheint wesentlich schwächer, da sie nur aus einer relativ seltenen P-Wellen Annihilationen des $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}$ Systems erfolgen kann.

[7] für die Zweikörperreaktionen $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Lambda\mathrm{K^0_S}$ oder $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\mathrm{K^0_S K^0_S n_s}$ sind die Vertexverteilungen sehr ähnlich.

### 7.3.4 Schnitte nach dem Vertexfit

Für einen möglichst reinen $\Lambda$ oder $K^0_S$ Datensatz werden die Ereignisse aus Kap. 7.2 den Selektionskriterien unterworfen, die in den Histogrammen von Abb. 7.4 und Abb. 7.5 aufgezeigt wurden. Die Schnitte lassen sich in zwei Bereiche einteilen und beenden die Selektion:

- **Geometrische Schnitte**:
  - Die radiale Position der Sekundärvertizes wird auf Radien zwischen 0.9 cm und 15 cm begrenzt. Dies eliminiert Ereignisse mit Spuren aus der Targetregion (wenige), die vom *SVX* nicht gesehen wurden (vgl. Anhäufung von Ereignissen unterhalb von $r = 1$ cm in Abb. 7.5 a).
  - Um den Anreicherungsfaktor des Vertex-Detektors zu simulieren wird in den Monte-Carlo-Daten für Sekundär-Vertizes ein minimaler radialer Abstand zum Annihilationspunkt von 1.39 cm gefordert.
  - Weiterhin wird ein Kegel ausgeschnitten, der großzügig den Raumwinkel der *JDC* beinhaltet. Dies unterdrückt vor allem Annihilationen, die außerhalb des Targets stattgefunden haben, und daher nicht vom *SVX* gesehen werden konnten (vgl. Abb. 7.4).
- **Schnitt auf den Öffnungswinkel**:
  Um *Backscatter* zu diskriminieren wird ein maximaler Öffnungswinkel für Sekundär-Vertizes von 162° zugelassen[8].

## 7.4 Selektierte Daten

Nach allen Schnitten der Selektion verbleiben 493000 2-Spur und 59600 4-Spur[9] Ereignisse. Sie sind in Abb. 7.6 in einem Vergleich der Hypothesen $m(\pi^+\pi^-)$ gegen $m(p\pi^-)$ durch jeweils einen Eintrag pro Zerfallsvertex dargestellt. Deutlich wird die hohe Datenqualität.

[8] die hier betrachteten Zerfälle von $\Lambda$ oder $K^0_S$ weisen Öffnungswinkel zwischen 0 und 65° auf, weswegen Gamma-Konversionen nicht durch einen einfachen Schnitt auf den Öffnungswinkel unterdrückt werden können.

[9] Von diesen zeigen hier nur etwa 3.1 % eine Ambiguität für die Zuordnung der Spuren zu 2 Sekundärvertizes.

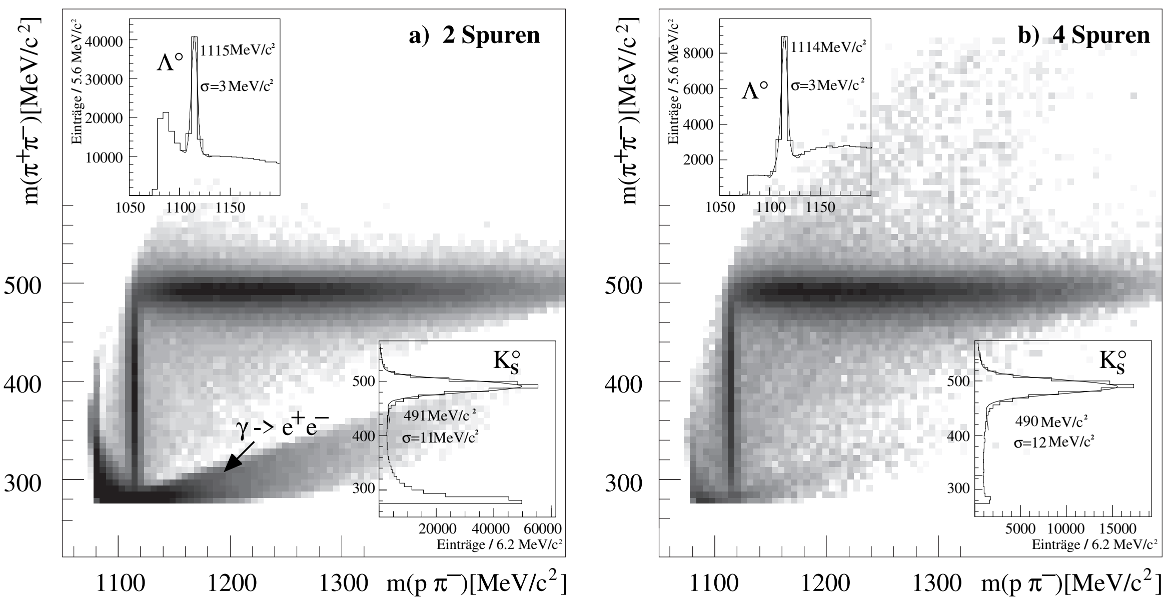


*Abbildung 7.6: Invariante Massen aller 2-Spur Vertizes (a), aufgetragen in der Hypothese eines Pions gegen die eines Protons für die positive Spur. Die Projektionen dieser Ereignisse auf die x- und y-Achsen sind in den kleinen Histogrammen dargestellt.*

Ereignisse, die eine der zwei Hypothesen in Abb. 7.6 erfüllen befinden sich auf den Linien der invarianten Massen von $K^0_S$ oder $\Lambda$. In den linken unteren Ecken der Histogramme sind jeweils Gamma-Konversionen zu erkennen, für die keine der aufgetragenen Hypothesen richtig ist. Sie gruppieren sich um das Minimum des Phasenraums. Ihre schwächere Präsenz in den 4-Spur Ereignissen (b) tritt hier besonders hervor. Für diese Ereignise besteht jedoch ein grösserer Untergrund durch falsche Kombination von Spuren.

Die entsprechenden Darstellungen von Monte-Carlo Ereignisse für $\Lambda$ und $K^0_S$ aus den hier betrachteten Pontecorvo-Reaktionen zeigen eine Ballung in der Gegend des Schnittpunktes der $\Lambda$ und $K^0_S$ Bänder. Die invariante Masse eines sekundärzerfallenden Teilchens alleine ermöglicht daher keine eindeutige Teilchenidentifikation.

### $\Lambda$- und $K^0_S$-Ereignisse in den Daten

Um die Anzahl der hier interessierenden Ereignisse abzuschätzen, werden in der folgenden Tabelle die Fitergebnisse der Massenprojektionen aus Abb. 7.6 ausgewertet.

| Teilchenart | 2-Spur | 4-Spur |
|---|---|---|
| Anzahl von $\Lambda$ | 37800 | 9950 |
| Anzahl von $K^0_S$ | 206000 | 72200 |

*Tabelle 7.1: Anzahl gefundener $\Lambda$ und $K^0_S$ im selektierten Datensatz.*

Da für die 4-Spur Ereignisse jeder Vertex zu einem Eintrag führt, teilen sie sich zu etwa 10000 $\Lambda K^0_S + x_n$ - und 32000 $K^0_S K^0_S + x_n$ -Ereignissen auf. Die Anzahl zusätzlich vorhandener neutraler Teilchen ($x_n$) ist dabei natürlich noch unbestimmt.

# Kapitel 8

# Analyse der 2-Spur-Daten

Für die Suche nach den Reaktionen $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Lambda\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}$, $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Sigma^0\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}$ und $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\mathrm{K}_{\mathrm{S}}^0\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}\mathrm{n}_{\mathrm{s}}$ wird der in Kapitel 7.4 beschriebene 2-Spur-Datensatz mit 493000 Ereignisse verwendet[1]. Die Pontecorvo-Reaktionen werden später über ein geladen zerfallendes $\Lambda$ mit einem entsprechend hohen Impuls nachgewiesen. Prinzipiell könnte in dem Datensatz auch nach Reaktionen mit einem geladen zerfallenden $\mathrm{K}_{\mathrm{S}}^0$ gesucht werden, wobei das $\Lambda$ neutral nach $\mathrm{n}\pi^0$ zerfällt. Die Unsicherheit einer Neutron-Wechselwirkung, sowie höherer Untergrund und ein kleineres Verzweigungsverhältnis lassen diesen Kanal als nicht lohnend erscheinen.

Wie später in den Kapiteln zu den Pontecorvo Kanälen gezeigt wird, geht die praktisch untergrundfreie Selektion von 2-Körper-Ereignissen mit einem nicht wechselwirkenden $\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^0$ auf die hohe Nachweiswahrscheinlichkeit von $\pi^0$ im CsI-Kalorimeter[2] zurück, da die Hauptmenge der Daten aus Ereignissen mit $\pi^0$‘s im Endzustand besteht.

Zunächst folgt ein kurzer allgemeiner Überblick über diesen Datensatz, wobei in Ereignisse mit einem geladen zerfallenden $\mathrm{K}_{\mathrm{S}}^0$, bzw. $\Lambda$ unterschieden wird. Dies teilt die Daten in zwei deutlich verschiedene Reaktionstypen ein, da der Nachweis eines $\Lambda$ im Endzustand bereits das Signal für eine Annihilation am ganzen Deuteron-Kern ist. Die $\mathrm{K}_{\mathrm{S}}^0$+$\mathrm{x}_n$ -Ereignisse[3] sind dagegen von Annihilationen an einem Nukleon, dem Proton, dominiert, wobei das Neutron in vielen Fällen praktisch unbeteiligt bleibt (Zuschauer).

Als wichtiges Selektionskriterium wird das in Kap. 7.2.1 beschriebene $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ der positiven Spur aus dem Zerfallsvertex verwendet. Die zwei Arten eines Schnittes auf das $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ werden hier nocheinmal kurz zusammengefasst.

- **harter $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt:**
  Aus den gefitteten Bändern der Pionen und Protonen wird unter Verwendung der normierten Abstände eine Entscheidung für ein Pion oder Proton herbeigeführt. (Dieser Schnitt wird zunächst nur für eine allgemeine Betrachtungen der $\mathrm{K}_{\mathrm{S}}^0$+$\mathrm{x}_n$ - , bzw. $\Lambda$+$\mathrm{x}_n$ -Ereignisse zu Begin der entsprechenden Kapiteln verwendet.)

- **weicher $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt:**

[1] $\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}$ steht für ein mit dem CsI-Kalorimeter nicht wechselwirkendes $\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^0$

[2] durch einen aktiven Raumwinkel von 97.8% ist rein statistisch der Verlust von zwei Gammas in einem Ereignis nur 0.05%

[3] $\mathrm{x}_n$ ist eine unbestimmte Anzahl neutraler Begleitteilchen

Für eine effiziente Suche nach den Pontecorvo-Reaktionen werden $\Lambda$+$x_n$ -Ereignisse anfangs nur durch ein über Kurve (I) liegendes d$E$/d$x$ der positiven Spur (vgl. Abb. 7.1 a) selektiert.

## 8.1 $K^0_S$+$x_n$ -Ereignisse in den 2-Spur-Daten

Für eine untergrundfreie Darstellung werden $K^0_S$ Ereignisse durch die harte d$E$/d$x$-Entscheidung und ein Fenster von $10\sigma$ um die $K^0_S$ Masse[4] ausgewählt. Zusätzlich werden Gamma-Konversionen unterdrückt, indem ein minimaler Öffnungwinkel von 24° gefordert wird[5]. Die Reinheit der 261500, auf diese Weise selektierten, Ereignisse zeigt das Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$ Masse als kleiner Einsatz im rechten Teil von Abb. 8.1 b). Für die Selektion des zur späteren Normierung verwendeten Kanals $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to K^0_S K^{mis}_L n_s$ werden die Ereignisse im untersten Bin von Abb. 8.1 a) verwendet.

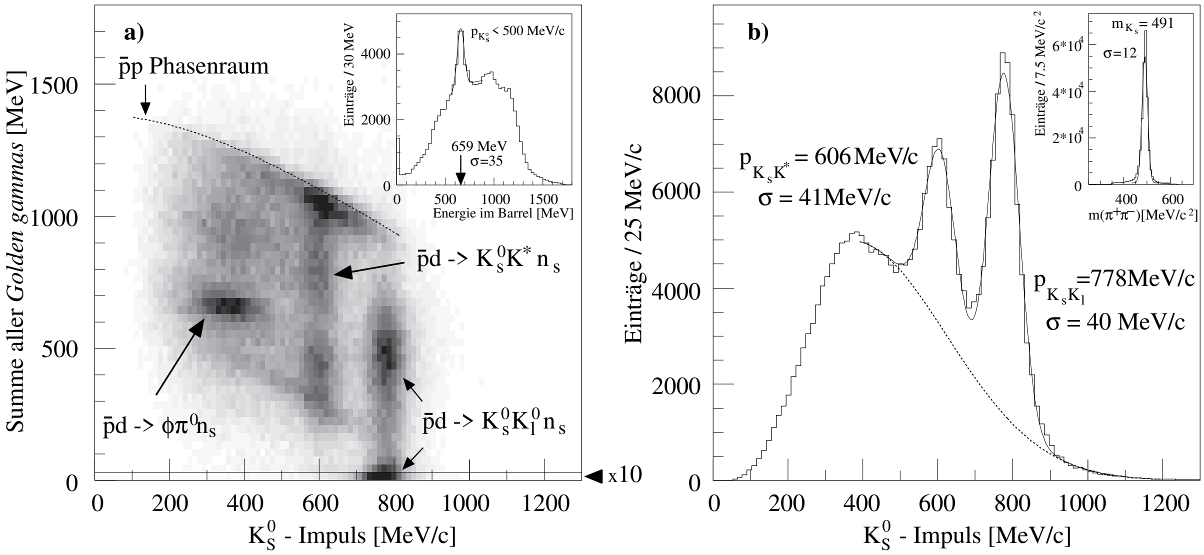


*Abbildung 8.1: In a) ist die Summe aller Golden Gammas gegen den gemessenen Impuls eines identifizierten $K^0_S$ aufgetragen. Der unterste Bin ist praktisch nur von der Reaktion $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to K^0_S K^{mis}_L n_s$ beherrscht und daher um einen Faktor 10 in der Intensität zurückgenommen. Aus der Häufigkeitsdarstellung der $K^0_S$-Impulse (b) wird im folgenden Kapitel die Anzahl aller $K^0_S K^0_L$ Ereignisse abgeschätzt.*

Die markanten 2-Körper-Reaktionen $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to K^0_S K^{mis}_L n_s$ und $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to K^0_S K^*(892) n_s$, sowie die Bereiche mit wechselwirkenden $K^0_L$ (z.B. Anhäufung bei etwa 500 MeV auf der $K^0_S K^0_L$-Linie) sind in Abb. 8.1 a) erkennbar. Ereignisse mit $K^0_S$ Impulsen kleiner 500 MeV/c sind durch Projektion an die y-Achse im kleinen Einsatz dieses Bildes dargestellt. Das Maximum bei 659 MeV stammt von fast monochromatischen $\pi^0$ aus der Reaktion $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\phi(1020)\pi^0 n_s$, die auch schon im Impulsspektrum der $\pi^0$ in Abb. 7.2 b) zu erkennen war.

[4] Maximum des Gauss-Fits

[5] $K^0_S$ Mesonen, die in diesem Daten mit einem Maximal-Impuls von 1125 MeV/c auftreten könnten, zeigen Öffnungswinkel von 40° oder größer (vgl. Kap. 6.1.1)

### 8.1.1 $K_S^0K_L^0n_s$-Ereignisse

Für eine einfache Bestimmung der Anzahl von $K_S^0K_L^0$ Ereignissen wird der Verlauf des $K_S^0$ Impulsspektrums von Abb. 8.1 b) durch drei Gausskurven im Bereich von 400-1100 MeV/c an die Daten angepasst. Eine davon wird für die Parameterisierung des Vielkörper-Untergrunds verwendet, der als gestrichelte Linie eingezeichnet ist. Die Werte der Maxima und Standardabweichungen des Fits sind entsprechend den Reaktionen $\overline{p}d \rightarrow K_S^0K_L^0n_s$ und $\overline{p}d \rightarrow K_S^0K^*(892)n_s$ im Bild eingezeichnet. Die Anzahl von $K_S^0K_L^0n_s$-Ereignissen $N_{Fit}(K_S^0K_L^0n_s)$, die sowohl wechselwirkende, wie auch nicht wechselwirkende $K_L^0$ enthalten, wird aus dem Fit bestimmt:

$$N_{Fit}(K_S^0K_L^0n_s) = 55400 \pm 235_{stat} \pm 2200_{sys} \tag{8.1}$$

Der systematische Fehler ist aus dem Vergleich der abgezählten Anzahl von Ereignissen über dem Untergrund mit den durch den Fit bestimmten abgeschätzt. Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, ist die Beschreibung der Impulsverteilung von $K_S^0K_L^0n_s$-Ereignissen durch eine Gausskurve nur annähernd richtig. Die Anzahl der auf diese Weise bestimmten $K_S^0K_L^0n_s$-Ereignisse besitzt daher einen wesentlich größeren systematischen Fehler als angegeben. Durch die Verwendung der gleichen Fit-Prozedur für $K_S^0K_L^{mis}n_s$-Ereignisse sollte sich in der folgenden Bestimmung der relativen Häufigkeiten diese Fehler herausmittelt. Ein weiterer Fehler entsteht aus der Ungewissheit des Untergrundes, der weiter unten besprochen wird.

### 8.1.2 $K_S^0K_L^{mis}n_s$-Ereignisse

Ereignisse aus der Reaktion $\overline{p}d \rightarrow K_S^0K_L^0n_s$mit einem nicht wechselwirkenden $K_L^0$ ($K_L^{mis}$) werden durch das Fehlen von *Golden Gamma*s im CsI-Kalorimeter selektiert. In gleicher Weise werden später Pontecorvo $K_L^{mis}$-Ereignisse aus den Daten extrahiert.

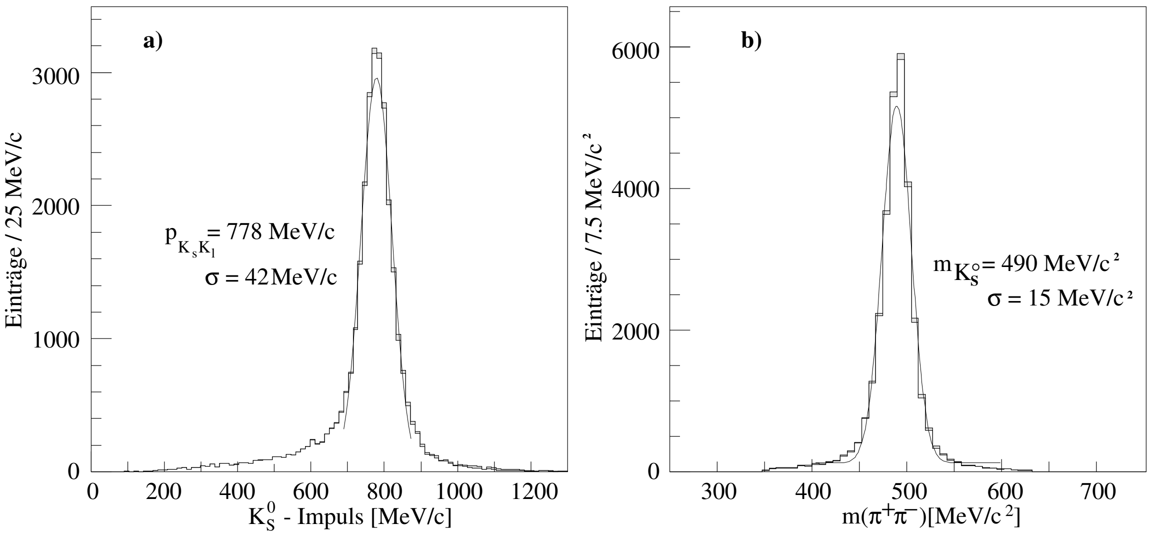


*Abbildung 8.2: a) Impulsspektrum von $K_S^0$, wenn kein Golden Gamma vom CsI-Kalorimeter detektiert wurde. Die Ausschmierung zu kleineren Impulsen entsteht durch einen Impulsübertrag an das Zuschauer-Neutron. b) Invariante $\pi^+\pi^-$-Masse für diese Ereignisse. Beide Darstellungen sind durch entsprechende Histogramme ohne den $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt unterlegt.*

Die Anzahl $N(\mathrm{K_S^0K_L^{mis}})$ der praktisch untergrundfrei rekonstruierten $\mathrm{K_S^0K_L^{mis}n_s}$-Ereignisse wird aus dem Einträgen in das Histogramm von Abb. 8.2 a) gewonnen:

$$N(\mathrm{K_S^0K_L^{mis}}) = 29900 \pm 170_{stat} \pm 650_{sys} \tag{8.2}$$

Der systematische Fehler entspricht dem d$E$/d$x$-Schnitt und beträgt 2.1% .

### 8.1.3 Bestimmung einer $\mathrm{K_L^0}$-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der $\mathrm{K_L^0}$-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit bei 795 MeV/c wird das Impulsspektrum von Abb. 8.2 a) über den selben Bereich wie Abb. 8.1 b) mit einem Gauss gefittet. Aus dem Fit erhält man die Anzahl $N_{Fit}(\mathrm{K_S^0K_L^{mis}n_s})$ dieser Ereignisse:

$$N_{Fit}(\mathrm{K_S^0K_L^{mis}n_s}) = 24260 \pm 160_{stat} + 1700_{sys} \tag{8.3}$$

Der systematische Fehler wurde auf gleiche Weise wie für Gl. 8.1 bestimmt.

Durch den Vergleich mit den Einträgen in das Histogramm von Abb. 8.2 a) ist der Fehler ($\approx$ 20%) dieser einfachen Anpassung an die Daten zu erkennen. Die Berechnung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit $P^{int}_{\mathrm{K_L^0}}$ für $\mathrm{K_L^0}$ mit einem Impuls von 795 MeV ist von diesem systematischen Fehler jedoch weitgehend unabhängig.

$$P^{int}_{\mathrm{K_L^0}} = 1 - \frac{N_{Fit}(\mathrm{K_S^0K_L^{mis}n_s})}{N_{Fit}(\mathrm{K_S^0K_L^0n_s})} = (56.2 \pm 2.4_{stat} \pm 5.6_{sys})\% \tag{8.4}$$

Als gemittelter Wert wird in einer der neuesten Arbeiten [64] eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von $P^{int}_{\mathrm{K_L^0}} = (54 \pm 4)\,\%$ angegeben (vgl. auch Kap. 8.4.1).
Der statistische Fehler ist direkt aus denen der zwei Fitgrößen abgeleitet. Als systematischer Fehler wird ein Wert von 10% angenommen, der aus folgenden Überlegungen stammt:
Die Anzahl von $\mathrm{K_L^{mis}}$-Ereignissen, die in der Selektion durch ein Gamma aus einem nicht erkannten *Split off* verworfen wurden, liegt etwa in der Größenordnung von 15% . Die hier bestimmte Wechselwirkungswahrscheinlichkeit sollte demnach um den gleichen Wert zu groß ermittelt sein. Gleichzeitig wird jedoch der Vielkörper-Untergrund in Abb. 8.1 b) durch die Verwendung von Gaussfunktionen als Fit des unsymmetrischen Impulsspektrums zu groß abgeschätzt und verkleinert daher die so bestimmte Wechselwirkungswahrscheinlichkeit. Beide systematische Fehler besitzen eine entgegensätzliche Auswirkung.

Für die spätere Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse der Pontecorvo-Reaktionen $\mathrm{\overline{p}d{\rightarrow}\Lambda K_L^{mis}}$ und $\mathrm{\overline{p}d{\rightarrow}\Sigma^0K_L^{mis}}$ ist der absolute Wert der $\mathrm{K_L^0}$-Wechselwirkung nicht so wichtig, da das Verzweigungsverhältnis über den Vergleich der Häufigkeiten mit den $\mathrm{K_S^0K_L^0n_s}$-Ereignissen bestimmt wird. Entscheidend ist die in Kap. 8.4.1 vorgenommene Abschätzung des Verlaufs der $\mathrm{K_L^0}$ Wechselwirkung für $\mathrm{K_L^0}$-Impulse über 800 MeV/c. Der hier gemessene Punkt bei 795 MeV/c soll vielmehr als Konsistenz-Vergleich mit anderen Crystal-Barrel-Analysen dienen.

### 8.1.4 Die Akzeptanz für $\mathrm{K_S^0K_L^{mis}n_s}$-Ereignisse

Der Anreicherungsfaktor des *SVX*-Triggers für $\mathrm{K_S^0K_L^0n_s}$-Ereignisse, wird über das Verzweigungsverhältnis ($(3.6\pm0.4)\cdot10^{-4}$ [65]) und die Akzeptanz für diesen Kanal bestimmt. Dazu wird die Anzahl der 10000 $\mathrm{K_S^0K_L^{mis}n_s}$-Monte-Carlo-Ereignisse, die die identischen Selektionsschnitte der Daten passierten, bestimmt (1910 Ereignisse). Der harte d$E$/d$x$-Schnitt verwarf hierbei 0.8% der Ereignisse.

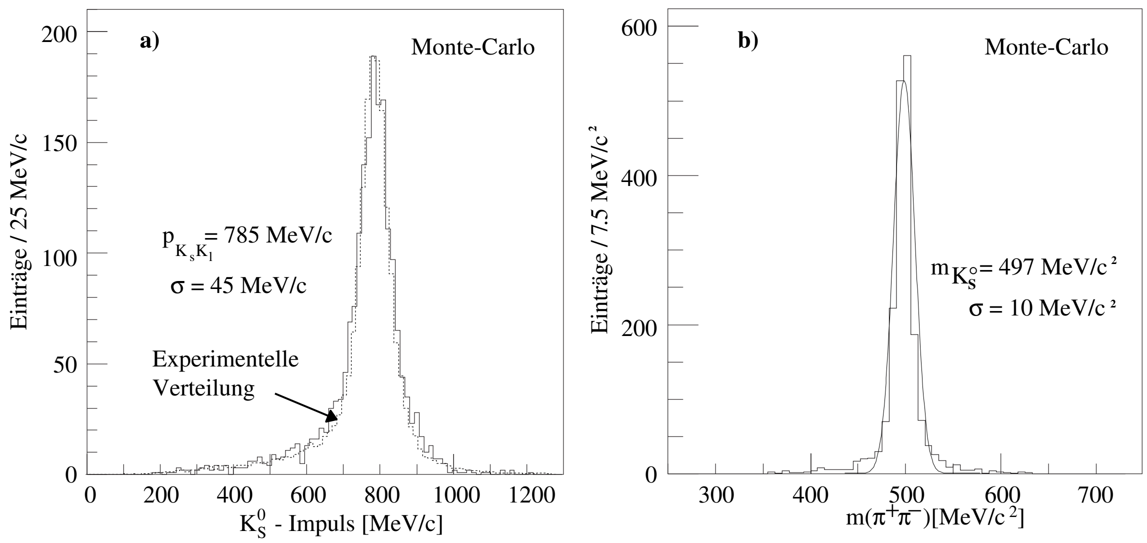


*Abbildung 8.3: a) $\mathrm{K_S^0}$-Impulsspektrum der $\mathrm{K_S^0K_L^{mis}n_s}$-Monte-Carlo-Daten, wenn kein Golden Gamma nachgewiesen wurde. b) Invariante $\pi^+\pi^-$-Masse dieser Ereignisse.*

Die experimentelle Kurve aus Abb. 8.2 a) ist in Abb. 8.3 a) als gestrichelte Linie eingezeichnet. Der systematische Fehler zu kleineren Messwerten in den realen Daten wurde durch eine Verschiebung der experimentellen Kurve um 1.1% zu höheren Impulsen ausgeglichen. Ebenso zeigt die invariante $\pi^+\pi^-$-Masse (b) für die Monte-Carlo-Ereignisse eine kleinere Breite und einen höheren Mittelwert (+1.4%).
Die Akzeptanz für $\mathrm{K_S^0K_L^{mis}n_s}$-Ereignisse ergibt sich aus dem Verhältnis rekonstruierter Monte-Carlo-Ereignisse (1910) zu der Gesamtzahl erzeugter Ereignisse:

$$A_{\mathrm{K_S^0K_L^{mis}}(\mathrm{K_S^0}\to\pi^+\pi^-)} = (19.1 \pm 0.4_{stat} \pm 0.3_{sys})\% \tag{8.5}$$

Der systematische Fehler wurde aus dem Unterschied der Auswirkung des d$E$/d$x$-Schnittes auf reale und Monte-Carlo Daten abgeschätzt. Ein weiterer, jedoch schwierig abzuschätzender, systematischer Fehler besteht in der Beschreibung von nicht erkannten *Split off*s aus der Wechselwirkung der geladenen Spuren mit dem Kalorimeter. Diese Ereignisse werden durch die Selektion von Ereignissen ohne *Golden Gamma*s sytematisch verworfen. Von den Monte-Carlo-Daten wurden aus diesem Grund etwa 20% der rekonstruierten $\mathrm{K_S^0}$-Ereignisse verworfen (vgl. Tab. 8.1). In früheren Analysen wurde eine gemittelte Wahrscheinlichkeit für einen unerkannten *Split off* einer geladenen Spur zu etwa 7% ermittelt. Die Monte-Carlo-Simulation beschreibt die *Split off*-Wahrscheinlichkeit daher etwas zu groß.
Da für die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses der Pontecorvo-Reaktionen wiederum nur der Quotient zwischen den Akzeptanzen für die entsprechenden Monte-

Carlo-Kanäle verwendet wird, stellt eine nicht ganz exakte Beschreibung der *Split off*-Wahrscheinlichkeit in der Monte-Carlo-Simulation nur einen Fehler zweiter Ordnung dar.

**Anreicherung von $\mathrm{K^0_S K^{mis}_L n_s}$-Ereignissen in den Daten**

Aus dem bekannten Verzweigungsverhältnis $BR(\mathrm{\overline{p}d{\to}K^0_S K^0_L n_s}) = (3.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ [65] und der Größe der vorliegenden Rohdatenmenge (6.8 Mio.) kann die Anreicherung dieser Ereignisse in den getriggerten Daten abgeschätzt werden. Mit der oben bestimmten Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von $\mathrm{K^0_L}$ und der Zahl gefundener $\mathrm{K^0_S K^{mis}_L n_s}$-Ereignisse erhält man eine Anzahl von 68300 $\mathrm{K^0_S K^0_L n_s}$-Ereignissen ($\mathrm{K^0_S}{\to}\pi^+\pi^-$) in den Daten. Mit der Rekonstruktionseffizienz eines $\mathrm{K^0_S K^0_L n_s}$-Ereignisses (vgl. Tab. 8.1 ohne den Schnitt des *SVX*) von 38.6% und dem geladenen Verzweigungsverhältnis von $\mathrm{K^0_S}$ (68.6%) würde man aus 6.8 Mio. Minimum-Bias Ereignissen 1422 $\mathrm{K^0_S K^0_L}$ Ereignisse extrahieren. Der Anreicherungsfaktor ($EF_{0\to2}$) für $\mathrm{K^0_S K^0_L n_s}$-Ereignisse in diesen Daten beträgt daher:

$$EF_{0\to2}(\mathrm{K^0_S K^0_L n_s}) = \frac{68300}{1422} = 48 \tag{8.6}$$

Dieser relativ kleine Wert entsteht durch die Verwendung des gemischten $\mathrm{K^0_S}$-Triggers *ksdm4* (vgl. Tab. 6.2), der durch den dominanten Triggerzweig 1→3 (73.5%) die selteneren Kanäle mit reinen Sekundärvertex-Ereignissen etwas unterdrückt.

## 8.2 $\Lambda+\mathrm{x}_n$ -Ereignisse in den 2-Spur-Daten

Für eine allgemeine Inspektion werden $\Lambda+\mathrm{x}_n$ -Ereignisse zunächst analog zu den $\mathrm{K^0_S}+\mathrm{x}_n$ -Ereignissen über $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ und einem $10\sigma$ Fenster um die Gauss-gefittete $\Lambda$-Masse selektiert (46950 Ereignisse). In Abb. 8.4 a) lässt sich bereits die Pontecorvo-Reaktion $\mathrm{\overline{p}d{\to}\Lambda K^0_L}$ in diesen Ereignissen als Anhäufung bei einem Impuls von etwa 1100 MeV/c beobachten. Das invariante $\mathrm{p}\pi^-$ Massenspektrum ist als kleiner Einsatz dargestellt und zeigt die Reinheit der $\Lambda+\mathrm{x}_n$ -Ereignisse.
Die leicht gebogenen fast horizontalen Bänder in Abb. 8.4 a) entsprechen (von unten nach oben) Bereichen mit nicht wechselwirkenden $\mathrm{K^0_L}$, wechselwirkenden $\mathrm{K^0_L}$ und neutral zerfallenden $\mathrm{K^0_S}$. In der Darstellung von Abb. 8.4 b) sind die Bereiche der Pontecorvo-Ereignisse markiert, die hier aufgrund ihrer kleinen Intensität nur schwach hervortreten. Vollständig rekonstruierte $\Lambda+\mathrm{x}_n$ -Ereignisse befinden sich bei etwa 2.8 GeV und verschwindendem Gesamtimpuls. Der kleine Einsatz veranschaulicht die Korrelation der Gesamtenergie mit der Anzahl gefundener $\pi^0$ und wird im folgenden besprochen.
Aus dem in Abb. 8.4 b) gestrichelt eingezeichneten Verlauf von Ereignissen mit nicht wechselwirkenden $\mathrm{K^0_L}$ ist ein Einsetzen einer signifikanten Wechselwirkung für $\mathrm{K^0_L}$ mit Impulsen unter 350 MeV/c erkennbar. Ganz langsame $\mathrm{K^0_L}$ zerfallen sogar im Kalorimeter, wobei ein Teil ihrer Energie häufig als Neutrino den Detektor verlässt. Diese Ereignisse häufen sich daher bei einer gemessenen totalen Energie um 2.5 GeV und kleinem fehlenden Impuls.

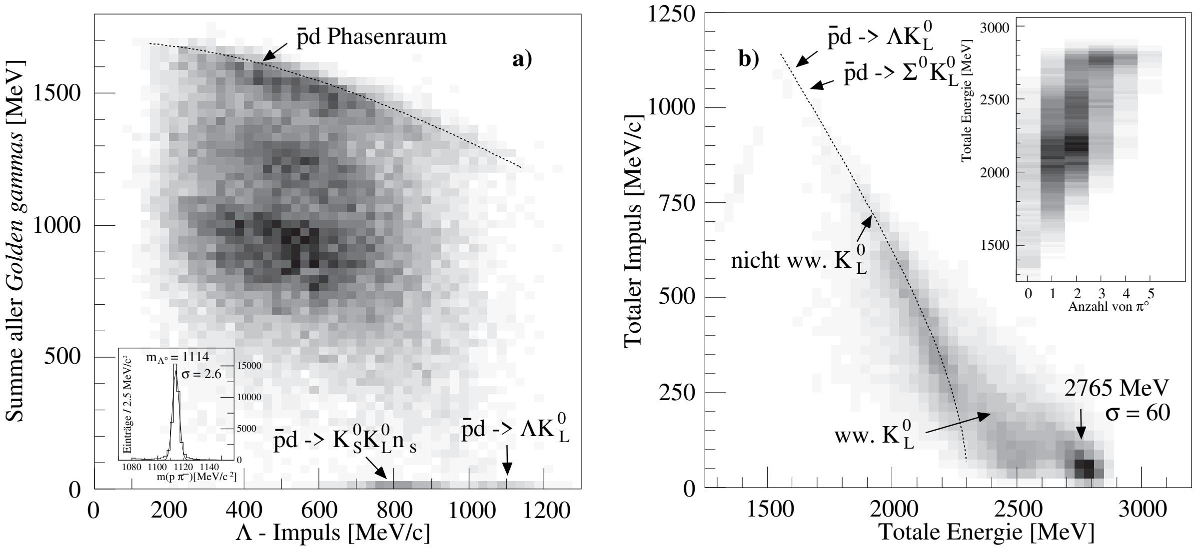


*Abbildung 8.4: In (a) ist analog zu Abb. 8.1 die Summe aller Golden Gammas gegen den Impuls eines $\Lambda$-Hyperons aufgetragen. Die Pontecorvo-Reaktion* $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}$ *mit einem nicht wechselwirkenden* $\mathrm{K}_\mathrm{L}^0$ *ist bereits neben einem* $\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{K}_\mathrm{L}^0\mathrm{n}_\mathrm{s}$*-Untergrund als Zweikörperreaktion zu erkennen. b) gesamter Impuls gegen die gesamte Energie der* $\Lambda$+x$_n$ *-Ereignisse.*

Die Anzahl gefundener $\pi^0$ in $\Lambda$+x$_n$ -Ereignissen (Einsatz in Abb. 8.4 b) lässt Schlüsse über den späteren Untergrund in der Suche nach Pontecorvo-Reaktionen (ohne $\pi^0$ im Endzustand) zu. In dieser Abbildung ist vor allem im Bereich nicht wechselwirkender $\mathrm{K}_\mathrm{L}^0$-Ereignisse (Gesamtenergie unter 2.3 GeV) eine leichte Dominanz von $2\pi^0$ Häufigkeiten zu erkennen, gegenüber denen mit nur einem $\pi^0$. Betrachtet man eine vereinfachte Darstellung der Reaktionen $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Lambda\mathrm{K}^0\pi^0$ und $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Lambda\mathrm{K}^0\pi^0\pi^0$ in einem Quarkliniendiagramm so findet man im letzteren Fall die meisten durchgezogenen Quarklinien.
Ereignisse mit mehreren $\pi^0$ im Endzustand sind als Untergrund für die Suche nach den Pontecorvo-Reaktionen günstig, da diese wesentlich leichter ausselektiert werden können. Aus der Verteilung der $\pi^0$-Häufigkeiten und der $\mathrm{K}_\mathrm{L}^0$-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von etwa 50% lässt sich ein Anteil von maximal 11000 $\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}\pi^0$-Ereignissen in den Daten abschätzen. Diese Zahl wird für eine spätere Untersuchung des Untergrundes für Pontecorvo-Reaktionen mit einem nicht wechselwirkenden $\mathrm{K}_\mathrm{L}^0$ im Endzustand benötigt.

## 8.3 Pontecorvo-Ereignisse

### 8.3.1 $\Lambda K_L^{mis}$-Ereignisse

Zur Suche nach Pontecorvo-Reaktionen $\overline{p}d \rightarrow \Lambda K_L^0$ mit einem nicht wechselwirkenden $K_L^0$ muß ein hochenergetisches $\Lambda$ bei gleichzeitigem Fehlen neutraler Begleitteilchen gefunden werden. Aus den selektierten 493000 2-Spur Ereignissen (Kap. 7.4) werden zunächst Ereignisse nach den folgenden Kriterien ausgewählt:

- Ereignisse mit einem $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ unterhalb der Geraden (I) von Abb. 7.1 werden verworfen (weicher $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt).
- Das Ereignis enthält kein *Golden Gamma*.
- Die invariante Masse $p\pi^-$ der Sekundärvertizes liegt zwischen 1080 und 1150 MeV/c$^2$ ($10\sigma$).

In Abb. 8.5 a) sind diese Ereignisse jeweils mit und ohne den harten $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt dargestellt. Die drastische Reduzierung des $K_S^0$-Untergrundes und eine praktisch vernachlässigbare Schwächung des Signals der Pontecorvo-Ereignisse kann deutlich beobachtet werden.

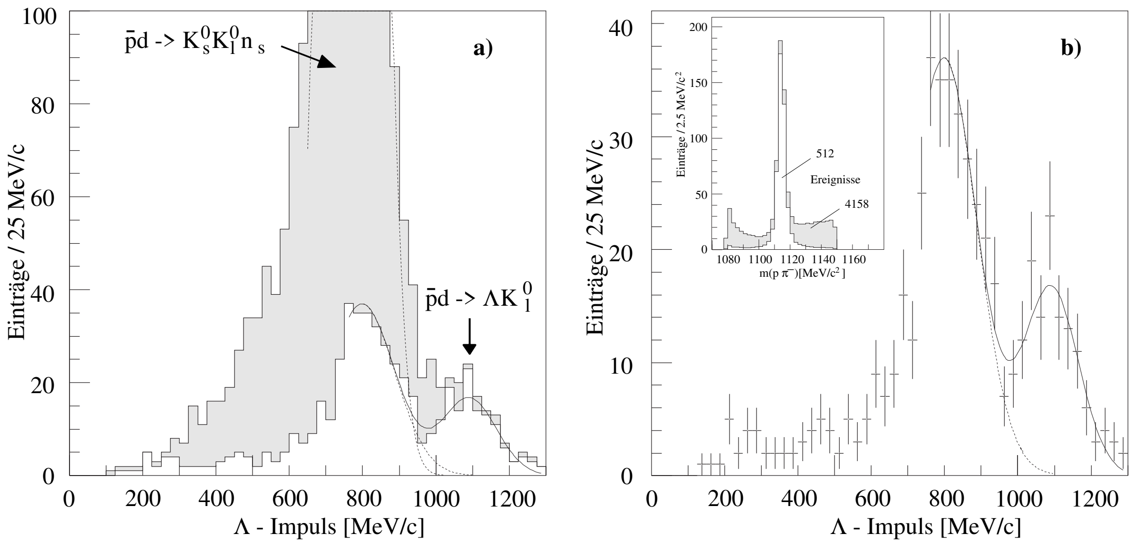


*Abbildung 8.5: a) Impulsverteilung der ausgewählten $\Lambda$-Ereinisse, mit (weiß) und ohne (grau) den harten $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt. Die Impulsverteilung nach dem $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt ist nocheinmal in (b) abgebildet, wobei der $K_S^0K_L^{mis}$-Untergrund zusammen mit dem Pontecorvo-Signal durch zwei Gaussfunktionen angepasst wurde. Als kleiner Einsatz ist in (b) die invariante Masse $p\pi^-$ für die ausgewählten Ereignisse wieder mit (weiß) und ohne (grau) dem $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt dargestellt.*

In Abb. 8.5 b) kann aus der Breite des angepassten Gauss ($\sigma$=75 MeV/c) der $\Lambda K_L^{mis}$-Ereignisse bei etwa 1100 MeV/c die schlechte Auflösung bei den hohen Impulsen und kurzen Spuren beobachtet werden.

Aus der Fläche des Fits liest man eine Anzahl von 125 $\Lambda K_L^{mis}$ -Ereignissen ab. Zählt man direkt die Histogrammeinträge über dem $K_S^0K_L^{mis}n_s$-Untergrund ab, erhält man 131

Ereignisse.

Für eine Unterdrückung des $K_S^0 K_L^{mis} n_s$-Untergrundes wird ein Schnitt auf den Öffnungswinkel des $\Lambda$ gemacht (max. 55°), der in Abb. 8.6 a) illustriert ist (vgl. dazu auch die Verteilungen der Öffnungswinkel in Kap. 6.1.1 und 6.1.3):

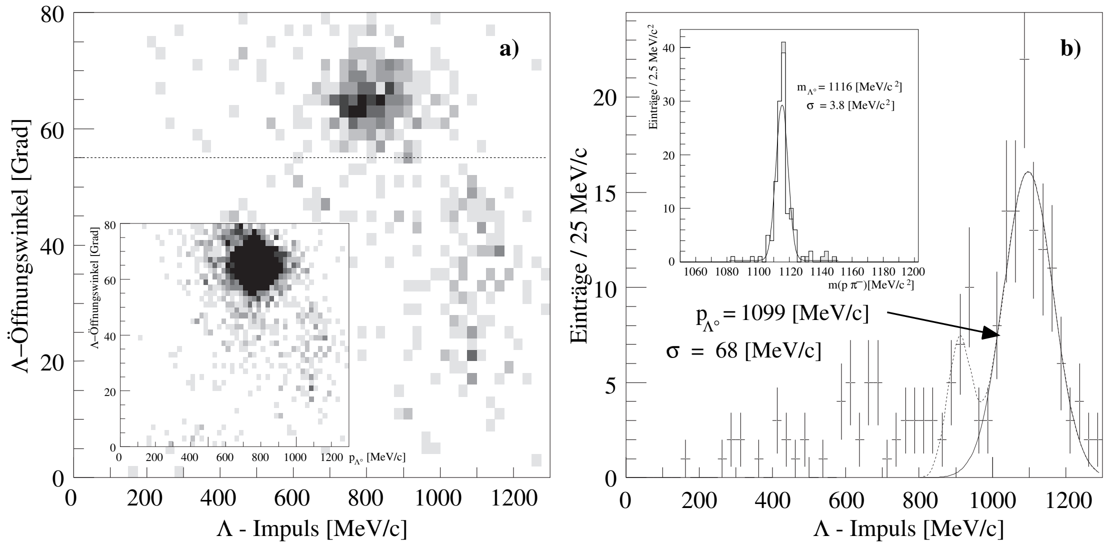


*Abbildung 8.6: a) Vertex-Öffnungswinkel gegen den Teilchenimpuls der ausgewählten Ereignisse mit zusätzlichem* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$*-Schnitt. Als kleiner Einsatz ist die Öffnungswinkel-Verteilung ohne den* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$*-Schnitt in identischer Grauskalierung gezeigt. b) Projektion der Ereignisse von (a) unterhalb der 57°-Linie auf die x-Achse. Als kleiner Einsatz ist die invariante* $\mathrm{p}\pi^-$*-Masse für Ereignisse mit einem Impuls größer als 970* MeV/c *dargestellt.*

In Abb. 8.6 a) ist eine deutliche Abtrennung der Pontecorvo-Reaktionen von den $K_S^0 K_L^0 n_s$-Ereignissen über den Öffnungswinkel des zerfallenden Teilchens zu erkennen. Weiterhin kann durch Vergleich mit dem kleinen Einsatz praktisch keine Beeinflußung der $\Lambda K_L^{mis}$-Ereignisse durch den harten $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt beobachtet werden.
Die Fläche unter dem Fit in Abb. 8.6 b) entspricht 110 Ereignissen mit einem mittleren Impuls von 1099 MeV/c. Die invariante Masse für diese Ereignisse (kleiner Einsatz) zeigt ein praktisch untergrundfreies $\Lambda$ Signal.

Die Bestimmung der Anzahl von $\Lambda K_L^{mis}$-Ereignissen aus den Messergebnissen erfolgt durch Abzählen aus einer zweidimensionalen Auftragung von rekonstruierter $\Lambda$-Masse gegen den gemessenen $\Lambda$-Impuls.

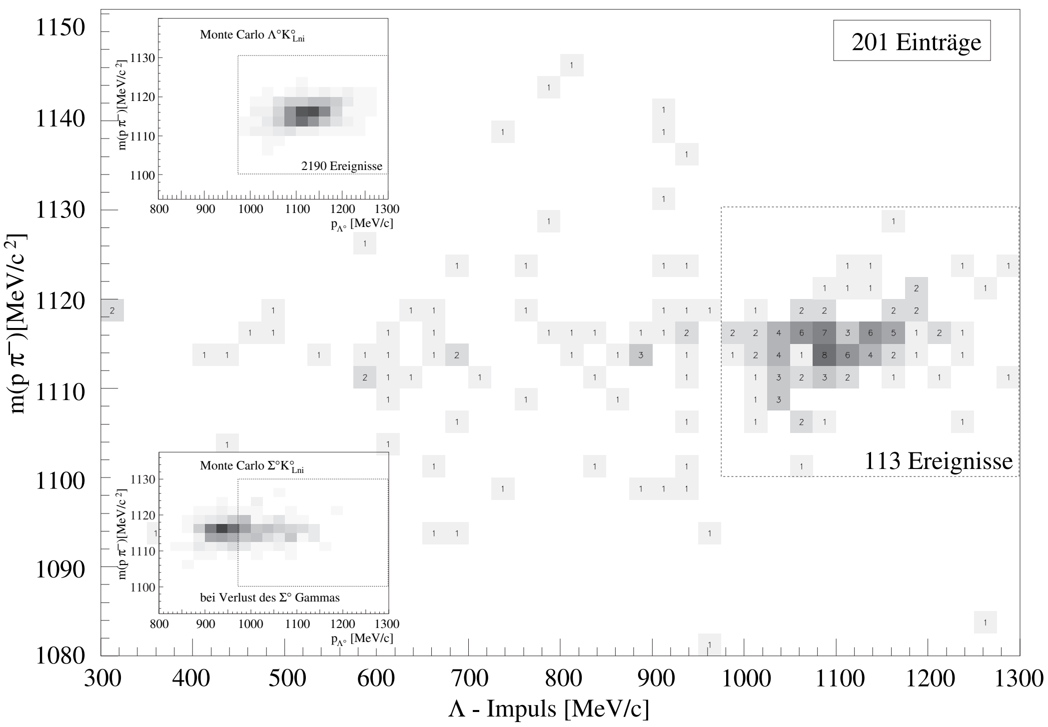


*Abbildung 8.7: Invariante $\mathrm{p}\pi^-$-Masse der Ereignisse aus Abb. 8.6 b), aufgetragen gegen den Impuls des Teilchens. Die Zahlen verdeutlichen die Anzahl von Einträgen im entsprechenden Bin. Der obere Einsatz zeigt die Verteilung von Monte-Carlo $\Lambda\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}$-Ereignissen, der untere die der Monte-Carlo $\Sigma^0\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}$-Ereignisse, jedoch nur wenn das Gamma aus dem $\Sigma^0$-Zerfall nicht rekonstruiert werden konnte.*

Die Anzahl der $\Lambda\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}$-Ereignisse wird in Abb. 8.7 innerhalb des gestrichelt eingezeichneten Kastens zu 113 Ereignissen ausgezählt. Eine Abschätzung von Untergrund in diesen Ereignissen findet in Kap. 8.4.3 statt.

**Die Akzeptanz für $\Lambda\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}$-Ereignisse**

Die Akzeptanz für $\Lambda\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}$ Pontecorvo-Reaktionen wird wie in Kap. 8.1.4 durch die Anzahl rekonstruierter Ereignisse aus den 10000 Monte-Carlo-Daten gewonnen. Man findet nach Anwendung der identischen Schnitte wie für die Daten 2190 Ereignisse, deren Verteilung im oberen kleinen Einsatz von Abb. 8.7 dargestellt ist. Die Akzeptanz für diesen Kanal ist:

$$A_{\Lambda\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}(\Lambda\to\mathrm{p}\pi^-)} = (21.9 \pm 0.5_{stat} \pm 0.6_{sys})\% \tag{8.7}$$

Der systematische Fehler ist aus der Differenz der Auswirkung der Schnitte auf die realen, bzw. Monte-Carlo-Daten bei der Selektion abgeleitet.

## 8.3.2 $\Sigma^0\mathrm{K}_{\mathrm{L}}^{\mathrm{mis}}$+$\mathrm{x}_n$ -Ereignisse

Für eine Rekonstruktion von $\Sigma^0$-Ereignissen werden die Kombinationen der invarianten $\Lambda\gamma$-Massen der Ereignisse von Abb. 8.4 mit allen vorhandenen *Golden Gammas* des Ereignisses gebildet. In Abb. 8.8 werden alle diese Kombinationen eingetragen.

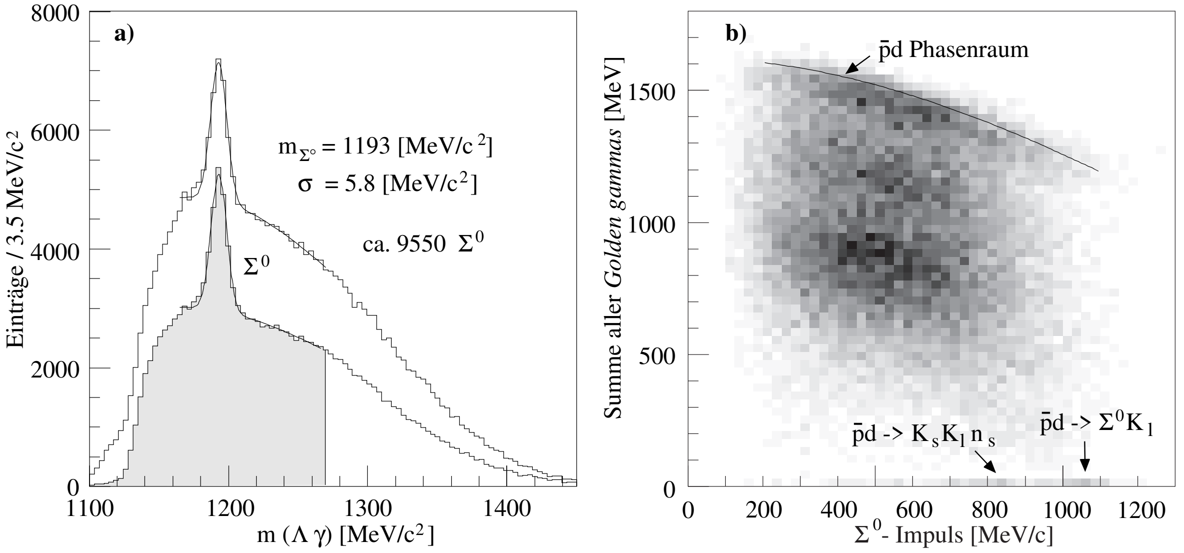


*Abbildung 8.8: a) Invariante Masse aller $\Lambda\gamma$-Kombinationen mit und ohne den harten $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt. Die beste $\Sigma^0$-Kombination aus den Ereignissen, die in der grau eingefärbten Fläche liegen (mit $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt), werden in Histogramm (b) eingetragen. Analog zu Abb.8.4 ist in (b) die Gesamtenergie aller* Golden Gammas *(ohne das $\Sigma^0$-$\gamma$) gegen den Impuls des $\Sigma^0$-Kandidaten aufgetragen.*

In Abb. 8.8 a) sieht man einen prominenten Peak von $\Sigma^0$-Ereignissen bei einer Masse von 1193 MeV/c$^2$. Aus der Fläche des Gaussfits findet man 9550 $\Sigma^0$-Ereignisse. Dies entspricht etwa 25% aller gefundenen $\Lambda$-Ereignisse. In Abb. 8.8 b) kann man bereits die Pontecorvo-Reaktion $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Sigma^0\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}$ bei einem Impuls knapp unter 1100 MeV/c beobachten. Der $\mathrm{K}_\mathrm{S}^0$-Untergrund ist als schwache Anhäufung bei einem Impuls von etwa 800 MeV/c vorhanden.

### 8.3.3 $\Sigma^0\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}$-Ereignisse

Ereignisse aus Pontecorvo-Reaktionen $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Sigma^0\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}$ werden nach folgenden Kriterien gesucht (vgl. Kap. 8.3.1):

- Ereignisse mit einem $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ unterhalb der Geraden (I) von Abb. 7.1 werden verworfen (weicher $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt).
- Das Ereignis enthält genau ein *Golden Gamma*.
- Die invariante $\mathrm{p}\pi^-$ Masse des Sekundärvertizes liegt zwischen 1080 und 1150 MeV/c$^2$ ($10\sigma$).
- Die invariante $\Lambda\gamma$Masse liegt zwischen 1105 und 1275 MeV/c$^2$ ($10\sigma$).

Die Histogramme dieser Ereignisse sind in Abb. 8.9 jeweils wieder ohne und mit dem harten $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Schnitt dargestellt. Man findet 1222, bzw. 309 Ereignisse.

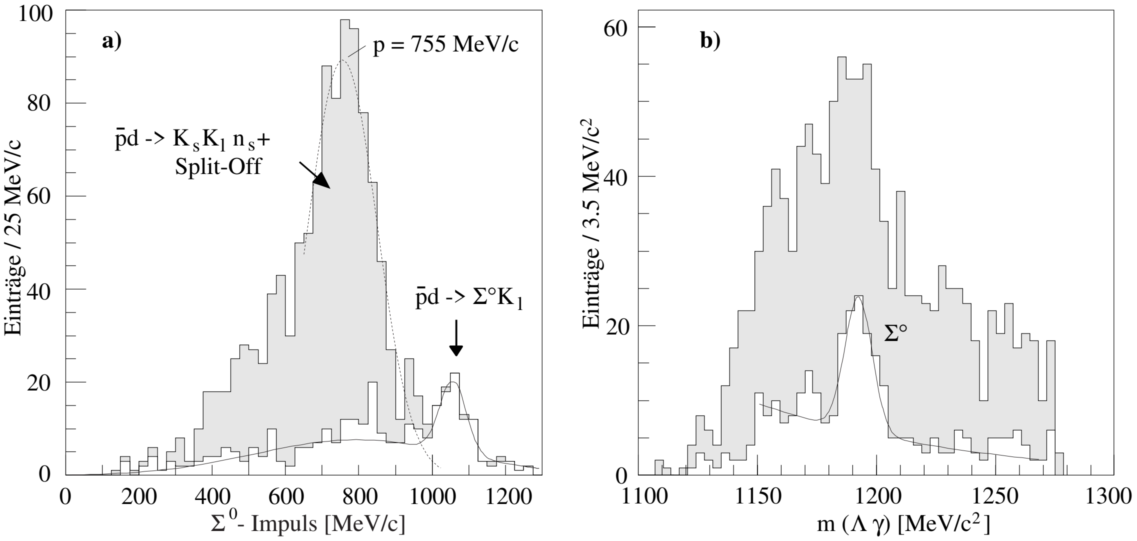


*Abbildung 8.9: a) Impulsspektrum der ausgewählten Ereignisse. Die starke Reduzierung des* $\mathrm{K_S^0}$*-Untergrundes (grau) durch den* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$*-Schnitt ist zu erkennen. b) Invariante* $\Lambda\gamma$*-Masse dieser Ereignisse mit und ohne den* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$*-Schnitt.*

Untergrund von $\mathrm{K_S^0K_L^{mis}n_s}$-Ereignissen erscheint in diesen Daten (graue Einträge in Abb. 8.9 a) weitaus schwächer und ist breiter verteilt, da ein falsches $\Sigma^0$ durch ein unerkanntes *Split off*-Gamma rekonstruiert wird. Weiterer Untergrund wird durch Ereignisse wie $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Lambda\mathrm{K_L^{mis}}\pi^0$ verursacht, wobei mindestens ein Gamma verloren ging. Dies wird in Kap. 8.4.3 näher untersucht. Im Impulsspektrum der $\Sigma^0\mathrm{K_L^{mis}}$-Kandidaten (Abb. 8.9 a) ist ein klarer Peak bei 1060 MeV/c zu erkennen. Im invarianten Massenspektrum (b) findet man bereits 78 $\Sigma^0$ Einträge bei der noch sehr groben Abschätzung des Untergrundes. Für eine Unterdrückung des $\mathrm{K_S^0}$-Untergrundes wird wieder ein Schnitt auf den Öffnungswinkel des $\Lambda$ (max. 60°) unter Berücksichtigung der vorliegenden Impulse durchgeführt:

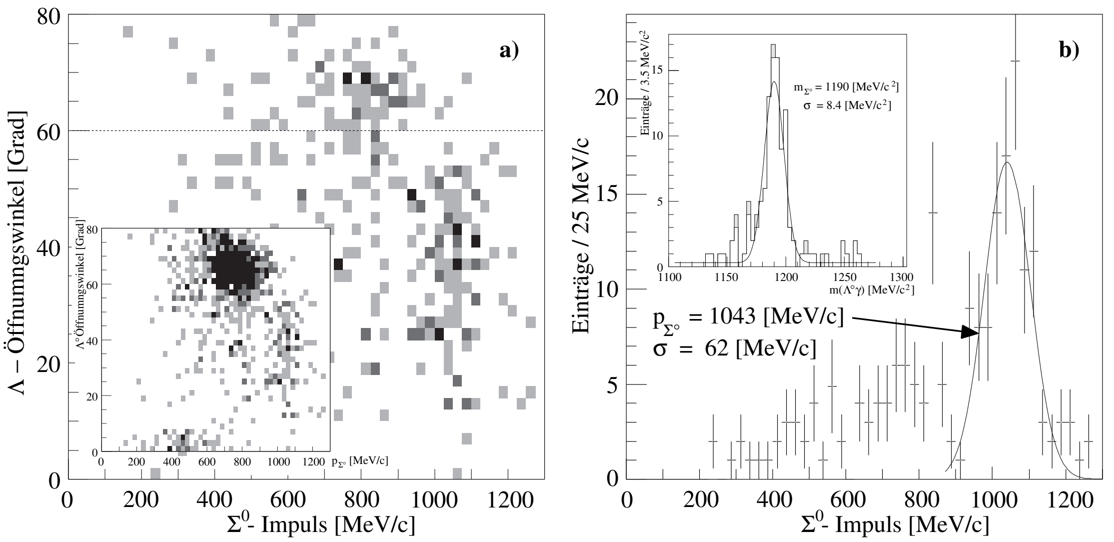


*Abbildung 8.10: a)* $\Lambda$*-Öffnungswinkel aufgetragen gegen den Impuls des* $\Sigma^0$*. b) Projektion der Ereignisse von (a) unterhalb der 60°-Linie auf die x-Achse.*

Der kleine Einsatz in Abb. 8.10 a) zeigt die Öffnungswinkel-Verteilung ohne den d$E$/d$x$-Schnitt in identischer Grauskalierung. Es ist praktisch keine Reduzierung von $\Sigma^0 K_L^{mis}$-Ereignissen festzustellen, sondern nur eine starke Unterdrückung der $K_S^0$-Ereignisse. Wie in Abb. 8.6 a) ist hier eine klare Trennung durch den Wert des Öffnungswinkels von $K_S^0 K_L^{mis} n_s$+*Split off*-Ereignissen und den $\Sigma^0 K_L^{mis}$-Pontecorvo-Reaktionen möglich. Trotz einer starken Reduzierung ist im Vergleich zu Abb. 8.6 b) der Untergrund in diesen Ereignissen etwas größer.
Der Fit des Impulsspektrums von Abb. 8.10 b) liefert 99 $\Sigma^0 K_L^{mis}$-Ereignisse. Aus der invarianten $\Lambda\gamma$-Masse (kleiner Einsatz) für Ereignisse mit einem Impuls größer 950 MeV/c ist ein fast reines $\Sigma^0$-Signal zu erkennen. Die endgültige Bestimmung der Anzahl von $\Sigma^0 K_L^{mis}$-Ereignissen in den Daten erfolgt analog zu den $\Lambda$-Ereignissen durch Auszählen (Abb. 8.11).

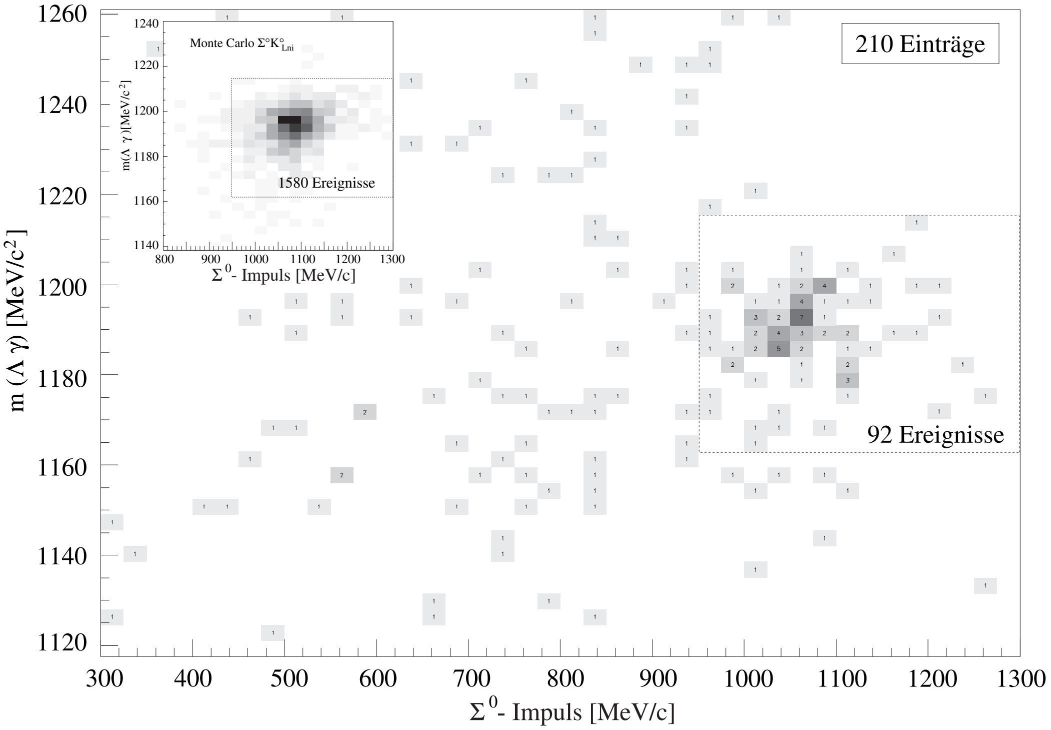


*Abbildung 8.11: Invariante $\Lambda\gamma$-Masse der Ereignisse aus Abb. 8.10 b) aufgetragen gegen den Impuls des $\Sigma^0$. Die Zahlen entsprechen den Einträgen in den Bins. Im kleinen Einsatz ist die Verteilung der Monte-Carlo $\Sigma^0 K_L^{mis}$-Ereignisse gezeigt.*

Die Anzahl der $\Sigma^0 K_L^{mis}$-Ereignisse wird innerhalb des gestrichelt eingezeichneten Kastens zu 92 Ereignissen bestimmt.

### Die Akzeptanz für $\Sigma^0 K_L^{mis}$-Ereignisse

Die Akzeptanz für diese Pontecorvo-Reaktion wird wie beim Endzustand $\Lambda K_L^{mis}$ durch die Anzahl rekonstruierter Ereignisse aus den 10000 Monte-Carlo-Daten bestimmt. Man findet 1580 Ereignisse, die die Schnitte der Datenselektion passieren. Neben der vom Raumwinkel der *JDC* und Radius des *SVX*-Triggers bedingten Rekonstruktionseffizienz (etwa 30% ) erfolgt hier eine Reduzierung durch *Split offs* und vor allem eines nicht detektierten Gammas aus dem $\Sigma^0$-Zerfall. Durch die bevorzugte Ausstrahlung in Vorwärtsrichtung kann dies mit einem Cluster, das von den geladenen Spuren des $\Lambda$-Zerfalls verursacht wurde, zusammenfallen. Dies tritt in etwa 25% aller Fälle der Monte-Carlo-Ereignisse auf. Wie später in Kap. 8.4.3 gezeigt, wird die Häufigkeit für den Verlust des Gammas in der Simulation überschätzt[6]. Aus dem Vergleich der Anzahlen der rekonstruierten $\Lambda\mathrm{K_L^{mis}}$,bzw. $\Sigma^0\mathrm{K_L^{mis}}$-Reaktionen und der Untergrundbetrachtung in den $\Lambda\mathrm{K_L^{mis}}$-Ereignissen kann die Wahrscheinlichkeit für den Verlust des $\Sigma^0$-Gammas in den realen Daten auf einen Maximalwert von 10% abgeschätzt werden (Kap. 8.4.3). Wenn man gleichzeitig mit der Akzeptanz für $\Lambda\mathrm{K_L^{mis}}$-Reaktionen (22%) vergleicht, erhält man für die korrigierte Akzeptanz für $\Sigma^0\mathrm{K_L^{mis}}$-Reaktionen:

$$A_{\Sigma^0\mathrm{K_L^{mis}}(\Sigma^0\to\Lambda\gamma\to\mathrm{p}\pi^-\gamma)} = (19 \pm 0.4_{stat} \pm 1.6_{sys})\% \tag{8.8}$$

Der systemische Fehler wurde auf 8% , etwa der Hälfte des Korrekturfaktors ($\approx$ 15%), geschätzt.

## 8.4 Die Verzweigungsverhältnisse von $\Lambda\mathrm{K_L^0}$ und $\Sigma^0\mathrm{K_L^0}$

Nach einer folgenden Diskussion der $\mathrm{K_L^0}$-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, einer Abschätzung des Untergrundbeitrags, sowie einer damit ermittelten Korrektur der Ereignishäufigkeiten, werden die Verzweigungsverhältnisse der Pontecorvo-Reaktionen durch Vergleich mit dem Kanal $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K_S^0K_L^0n_s}$ bestimmt.

### 8.4.1 $\mathrm{K_L^0}$-Wechselwirkung mit dem CsI-Kalorimeter

Für eine Normierung der Verzweigungsverhältnisse von $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K_L^{mis}}$ und $\Sigma^0\mathrm{K_L^{mis}}$ auf die Reaktion $\bar{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K_S^0K_L^{mis}n_s}$ ist der Unterschied der $\mathrm{K_L^0}$-Wechselwirkungsaahrscheinlichkeit mit dem CsI-Kalorimeter für $\mathrm{K_L^0}$-Impulse von 795 und 1125 MeV/c wichtig. Eine Wechselwirkung ist hier als Erzeugung von mindestens einem *PED* definiert. In früheren Analysen von Crystal-Barrel-Daten wurde die $\mathrm{K_L^0}$-Wechselwirkung mit dem CsI-Kalorimeter nur an $\mathrm{p\bar{p}}$-Annihilationen bis zu einem Maximalimpuls[7] von 795 MeV/c experimentell gemessen. In einer der zuverlässigsten Messung [67] wurde der Quotient $p_1/p_1 + p_0$ bestimmt ($p_i$ steht hier für die Wahrscheinlichkeit, daß das $\mathrm{K_L^0}$ genau i-*PED*s erzeugt). Damit werden $\mathrm{K_L^0}$-Wechselwirkungen mit 2 oder mehr *PED*s ausgeschlossen. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist jedoch klein, da bei einer Wechselwirkung meistens ein zusammenhängender Cluster erzeugt wird, aus dem in einem Großteil der Fälle ($\approx$ 75%) nach der *Split off*-Erkennung nur ein *Golden Gamma* hervorgeht. Durch die Verwendung von $p_1/p_1 + p_0$ entsteht ein systematischer Fehler ($\approx$ -10%) im Vergleich zur totalen Wechselwirkung (vgl. Abb. 8.12).
In einer Untersuchung der Reaktion $\mathrm{p\bar{p}}\to\mathrm{K_S^0K_L^0}$ [66] wurde die $\mathrm{K_L^0}$-Wechselwirkung über einen Impulsbereich von 200 bis 1000 MeV/c durch Vergleich des $\mathrm{K_L^0}$-Wirkungsquerschnitts [68] an verschiedenen Targetmaterialien abgeschätzt und mit der Monte-Carlo-Simulation verglichen. Diskrepanzen entstehen vor allem bei niedrigen

[6] die einer Spur zugeordneten Energieeinträge im CsI-Kalorimeter von $\Sigma^0\mathrm{K_L^{mis}}$ Monte-Carlo-Daten lassen Ereignisse erkennen, wobei das *PED* des $\Sigma^0$-Gammas mit dem Energieeintrag der Spur zusammenfällt

[7] Wegen des kleineren Phasenraums

$K_L^0$-Impulsen unterhalb 300 MeV/c, wo die Simulation eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit deutlich unterschätzt (≈ -30% )[8]. Für $K_L^0$-Impulse über 300 MeV/c ist in [66] ein Konvergieren zu einem impulsunabhängigen Wert zu beobachten. Dies entsteht vor allem durch einen relativ flachen Verlauf des Absorptionsquerschnitts in Materie (über 600 MeV/c). In Abb. 8.12 werden all diese Erkenntnisse in einem Überblick zusammengestellt.

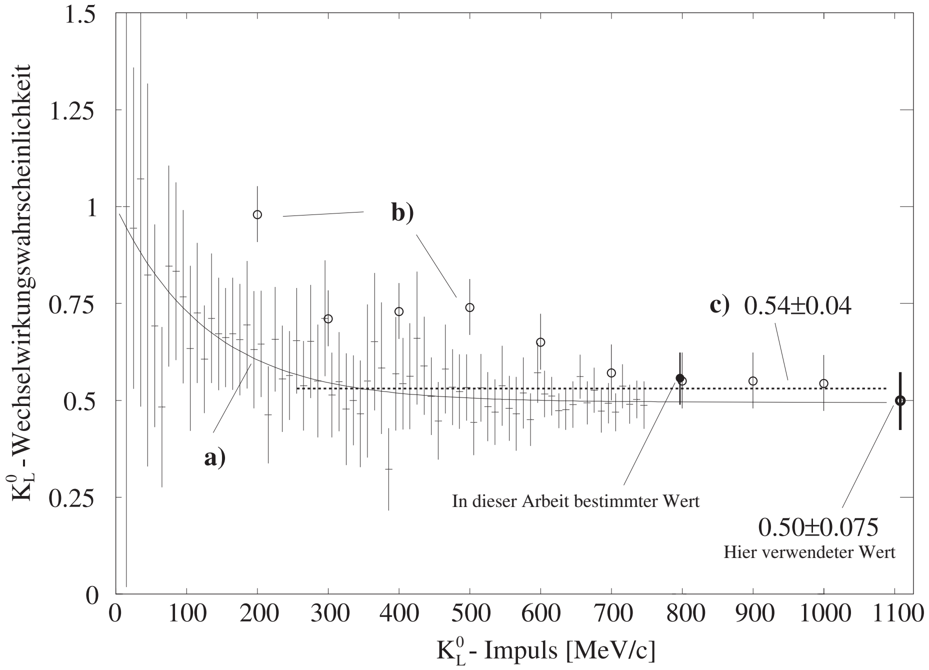


*Abbildung 8.12: a) Impulsabhängige $K_L^0$-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im CsI-Kalorimeter nach der Definition von [67]. Aufgrund der speziellen Auftragung ($p_1/p_1+p_0$) besitzt diese Messung einen systematisch zu kleinen Wert gegenüber einer totalen Wechselwirkung. Die durchgezogene Linie entspricht einem Fit dieses Spektrums mit einer Exponentialfunktion, die zu einem konstanten Wert (0.49) addiert wurde. Als offene Kreise (b) sind die nach [66] abgeschätzten Werte für eine totale Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eingezeichnet, die aus Messungen der $K_L^0$-Absorption an verschiedenen Materialien [68] hervorgehen. c) Gemittelter Wert, der in den aktuellsten Analysen [64] für $K_L^0$-Wechselwirkung bei Impulsen über 250 MeV/c verwendet wird.*

Da die $K_L^0$-Absorptionsquerschnitte in Materie einen leichten Abfall zu Impulsen größer 900 MeV/c zeigen, wird in dieser Arbeit die Wahrscheinlichkeit einer $K_L^0$-Wechselwirkung bei 1100 MeV/c zu $P_{1100}^{int} = 0.5 \pm 0.075$ bestimmt. Der Fehler von 15% wurde geschätzt.

## 8.4.2 Überlebenswahrscheinlichkeiten für $K_L^0$

Die unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten $P_{surv}$ für $K_L^0$ ($p$ = 800 und 1125 MeV/c) auf der etwa 35 cm langen Flugstrecke zum CsI-Kalorimeter zu zerfallen berechnen sich nach (Gl. 8.9) zu 1.5% ,bzw. 1.1% . Sie differieren daher weniger als 0.5% und können hier

[8] die bei niedrigen Impulsen einsetzende $K_L^0$-Wechselwirkung kann auch in diesen Daten beobachtet werden (vgl. Abb. 8.4 b)

vernachlässigt werden.
Die Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen eine Flugstrecke $x_0$ zu überleben, wurde mit folgender Formel abgeschätzt:

$$P_{surv} = e^{-\frac{m x_0}{\tau p}} \tag{8.9}$$

$m$ ist dabei die Masse , $p$ der Impuls und $\tau$ die Lebensdauer des Teilchens.

### 8.4.3 Rekonstruktionseffizienz und Untergrund

#### Die Akzeptanzen für verschiedene Kanäle

Zusammenfassend sind in Tab. 8.1 die Auswirkungen der durchgeführten Schnitte auf die Monte-Carlo-Datensätze (jeweils 10000 Ereignisse) aller hier betrachteten Kanäle mit einem nicht wechselwirkenden $\mathrm{K_L^0}$ im Endzustand zusammengestellt. Die Gruppen in der Tabelle entsprechen jeweils von oben nach unten der Reduzierung der Ereignisse durch den begrenzten Raumwinkel der *JDC*, sekundäre Zerfälle außerhalb des *SVX* und der Endselektion (hauptsächlich unerkannte *Split offs* und Verlust von Gammas).

| Monte-Carlo-Kanal | $\Lambda\mathrm{K_L^{mis}}$ | $\Sigma^0\mathrm{K_L^{mis}}$ | $\mathrm{K_S^0K_L^{mis}}$ | $\Lambda\mathrm{K_L^{mis}}\pi^0$ |
|---|---|---|---|---|
| 2 Spuren + $\sum Q = 0$ | 5451 | 5462 | 6123 | 5560 |
| *JDC* Lage 19 | 3921 | 3867 | 3930 | 3809 |
| 1 Sekundärvertex | 3881 | 3812 | 3909 | 3758 |
| Zerfall außerhalb des *SVX* | 3042 | 2918 | 2745 | 2585 |
| total gefundene $\Lambda$ | 2642 | 2624 | 6 | 2464 |
| total gefundene $\Sigma^0$ | 13 | 1980 | $\leq$1 | 850 |
| total gefundene $\mathrm{K_S^0}$ | 10 | 3 | 2609 | 2 |
| Pontecorvo $\Lambda$ Ereignisse | 2190 | 155 | $\leq$1 | $\leq$1 |
| Pontecorvo $\Sigma^0$ Ereignisse | 8 | 1580 | $\leq$1 | 15 |
| $\mathrm{K_S^0K_L^0}$ Ereignisse | 4 | 1 | 1914 | $\leq$1 |

*Tabelle 8.1: Zusammenfassung der Auswirkung der Selektionsschnitte auf die 2-Spur-Monte-Carlo-Daten in Anzahlen von rekonstruierten Ereignissen*

#### Untergrund-Betrachtungen

Wegen der kleinen Verzweigungsverhältnisse der Pontecorvo-Reaktionen ist eine sorfältige Untersuchung von residentem Untergrund in den selektierten Ereignissen wichtig. Im folgenden wird zunächst dieser Untergrund aus den Monte-Carlo-Daten abgeschätzt. Zur Normierung dieser Rechnung werden die Häufigkeiten der durchsprechenden Kanäle in den Daten verwendet. Gleichzeitig erfolgt eine empirische Abschätzung des Untergrundes aus den Signalverteilungen der Abbildungen 8.7 und 8.11. Beide Methoden werden in den nächsten beiden Abschnitten verglichen und liefern übereinstimmende Ergebnisse.

Durch die relativ schlechte Impulsauflösung war die reine Selektion von sekundärzerfallenden Teilchen mit hohen Impulsen ungenügend. In der Tab. 8.2 wird daher, als Zusatz zu Tab. 8.1, der für den Untergrund in Frage kommende Anteil der verschiedenen Ereignistypen für rekonstruierte Impulse größer als 900 MeV/c zusammengestellt:

| Ereignistyp | N(Λ) | N(Λ) [p≥900 MeV/c] | relative Anzahl |
|---|---|---|---|
| 2-Spur-Daten | 46950 | 3560 | 7.5% |
| $\Lambda K_L^{mis}$-MC | 2642 | 2550 | 96% |
| $\Sigma^0 K_L^{mis}$-MC | 2624 | 2414 | 92% |
| $\Lambda K_L^{mis}\pi^0$-MC | 2464 | 580 | 23% |
| $K_S^0 K_L^{mis}$-MC | 6 | 1 | 17% |

*Tabelle 8.2: Anzahl von rekonstruierten Λ-Ereignissen in den realen und verschiedenen Monte-Carlo-Datenuntergruppen (Ausgangsmenge waren jeweils 10000 Ereignisse). Die relative Anzahl von Ereignissen mit rekonstruierten Impulsen größer 900* MeV/c *wird in der folgenden Abschätzung ihres Untergrundbeitrags verwendet.*

### Die Anzahl von $\Lambda K_L^{mis}$-Ereignissen

Der Untergrund für diesen Endzustand wird in folgende drei Bereiche eingeteilt:

- Missidentifizierte $K_S^0 K_L^0 n_s$-Ereignisse
- $\Lambda K_L^{mis}\pi^0$-Ereignisse mit Verlust beider Gammas
- $\Sigma^0 K_L^{mis}$ Pontecorvo-Reaktionen mit Verlust des $\Sigma^0$-Gammas

Aus der Anzahl von $K_S^0 K_L^{mis} n_s$-Ereignissen in den Daten ($\approx$ 30000) schätzt man aus Tab. 8.1 und 8.2 eine Anzahl von 11 als $\Lambda K_L^{mis}$ mißidentifizierte Ereignisse mit einen Impuls größer 900 MeV/c ab. Solche Ereignisse können aufgrund ihrer falsch rekonstruierten Masse in Abb. 8.7 bei einem Impuls von etwa 940 MeV/c beobachtet werden[9]. Die Dichte dieser Ereignisse fällt jedoch zu größeren Impulsen schnell ab, so daß ihr Beitrag zu Untergrund vernachlässigt werden kann.

In Abb. 8.7 ist ebenfalls eine Häufung von Ereignissen mit einer gut rekonstruierten Λ-Masse und Impulsverteilung bis etwa 400 MeV/c als waagerechtes Band zu erkennen. Diese Ereignisse (ca. 25) stammen vermutlich aus dem $\Lambda K_L^{mis}\pi^0$-Kanal, wobei das $\pi^0$ nicht identifiziert wurde. In den Impulsbereich über 970 MeV/c (Kasten in Abb. 8.7) fallen unter Vergleich mit Tab. 8.2, bzw. 8.1 und der Normierung auf die 11000 $\Lambda K_L^{mis}\pi^0$ -Ereignisse in den Daten (vgl. Kap. 8.2) schätzungsweise 3 Ereignisse, die als realistischer Untergrund von den abgezählten 113 abgezogen werden.

Wie in Tab. 8.1 ersichtlich ist, ist die aus Monte-Carlo ermittelte Wahrscheinlichkeit für den Verlust des Gammas aus einer $\Sigma^0 K_L^{mis}$ Pontecorvo-Reaktion relativ groß ($\approx$ 25%). Gleichzeitig ist hierbei der Anteil von Ereignissen mit Ausstrahlung des Gammas in Vorwärtsrichtung hoch[10], wodurch ein substanzieller Betrag des $\Sigma^0$-Impulses an das Gamma abgegeben wird und die Λ aus dem Zerfall des $\Sigma^0$ sich daher bei einem Impuls um 920 MeV/c anhäufen (vgl. den unteren kleinen Einsatz in Abb. 8.7). Bei der gemessenen Anzahl (vgl. folgenden Abschnitt) von etwa 85 $\Sigma^0 K_L^{mis}$-Ereignissen sollten also etwa 22 Ereignisse in dieser Region liegen, beobachtet werden jedoch maximal 8. Unter Vergleich der Verteilung von Monte-Carlo-$\Sigma^0 K_L^{mis}$-Ereignissen mit Verlust des Gamma (unterer kleiner Einsatz in Abb. 8.7) folgen zwei wichtige Schlüsse:

---

[9] Ursache ist meistens eine zu große Bestimmung des Impulses der positiven Spur, wodurch diese Ereignisse vom d$E$/d$x$- und Öffnungswinkelschnitt nicht verworfen werden.

[10] vgl. Kap. 8.3.2

- Der Untergrund von $\Sigma^0 K_L^{mis}$-Ereignissen in der abgezählten Region von $\Lambda K_L^{mis}$-Ereignissen beträgt maximal 3 Einträge.
- In den $\Sigma^0 K_L^{mis}$ Monte-Carlo-Daten wird die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ($\approx$ 75%) für das Gamma aus dem $\Sigma^0$-Zerfall unterschätzt. Dies bedeutet gleichzeitig eine notwendige Korrektur der Akzeptanz für den Kanal $\overline{p}d \rightarrow \Sigma^0 K_L^{mis}$, die in Kap. 8.3.2 besprochen wurde.

Als Gesamtanzahl von rekonstruierten $\Lambda K_L^{mis}$-Ereignissen erhält man daher:

$$N(\Lambda K_L^{mis}) = 107 \pm 11_{stat} \pm 6_{sys} \tag{8.10}$$

Der systematische Fehler entspricht der Anzahl von Ereignissen, die als Untergrund abgezogen wurden.

### Die Anzahl von $\Sigma^0 K_L^{mis}$-Ereignissen

Als wichtiger Unterschied zu den $\Lambda$-Ereignissen ist der Untergrund hier vor allem durch die falsch rekonstruierte $\Sigma^0$-Masse in den Daten zu erkennen. In der Selektion des Kanals $\overline{p}d \rightarrow \Sigma^0 K_L^{mis}$ wurden Ereignisse innerhalb von $\pm 10\sigma$ um das invariante $\Sigma^0$ Massenfenster zugelassen. Das Durchsprechen der beiden folgenden Reaktionen wird hier betrachtet.

- Missidentifizierte $K_S^0 K_L^{mis} n_s$-Ereignisse, die ein *Golden Gamma* beinhalten, das durch eine $K_L^0$-Wechselwirkung oder einen nicht erkannten *Split off* entstanden ist.
- $\Lambda K_L^{mis} \pi^0$-Ereignisse mit Verlust eines Gammas, wobei die Ereignisse wiederum in das $10\sigma$ Massenfenster des $\Sigma^0$ fallen müssen .

Die Daten enthalten etwa 38000 $K_S^0 K_L^{int} n_s$-Ereignisse. Da die Monte-Carlo-Simulation für eine $K_L^0$-Wechselwirkung unzuverlässig ist, wird die Stärke dieses Untergrundes direkt aus den $K_S^0$+$x_n$ -Ereignissen abgeschätzt. Der wahrscheinlichste Energiedeposit (vgl. Abb. 8.1 a) einer $K_L^0$-Wechselwirkung im CsI-Kalorimeter liegt bei etwa 450 MeV entgegen der Flugrichtung des $K_S^0$. Nur ca. 10% dieser Ereignisse erzeugen ein niederenergetisches Gamma [11], das für die annähernd richtige Rekonstruktion einer $\Sigma^0$-Masse geeignet wäre. Mit der Wahrscheinlichkeit einer gleichzeitigen Fehlinterpretation des $K_S^0$ als ein $\Lambda$ (vgl. Tab. 8.1) berechnet man 8 Ereignisse. Diese streuen um einen Impuls von 800 MeV/c und können in den Daten (Abb. 8.11) beobachtet werden.

Wie Tabelle 8.1 zeigt können von 2400 rekonstruierten $\Lambda K_L^{mis} \pi^0$-Ereignissen etwa 15 die Endselektion erreichen. Davon liegen wiederum etwa 23% im Impulsbereich der hier ausgewählten Ereignisse. Mit der Normierung auf die Gesamtzahl (analog zu oben) von 11000$\Lambda K_L^{mis} \pi^0$-Ereignissen erwartet man etwa 70 Einträge in Abb. 8.11, wobei etwa 16 über 900 MeV/c liegen sollten. Dies kann mit guter Näherung bestätigt werden.

Unter diesen Betrachtungen wird eine Anzahl von insgesamt 9 Untergrundereignissen in der Fläche der ausgezählten $\Sigma^0$ von Abb. 8.11 festgesetzt.

$$N(\Sigma^0 K_L^{mis}) = 83 \pm 10_{stat} \pm 9_{sys} \tag{8.11}$$

[11] vgl. die kinematischen Bedingungen für den Zerfall $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, Abb. 6.3 a).

### 8.4.4 Berechnung der Verzweigungsverhältnisse

**Zusammenfassung der Messwerte**

In Tab. 8.3 sind alle für die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse wichtigen Werte mit den ermittelten Fehlern zusammengestellt.

| | $N(\Lambda K_L^{mis})$ | $A_{\Lambda K_L^{mis}}$ | $N(\Sigma^0 K_L^{mis})$ | $A_{\Sigma^0 K_L^{mis}}$ | $N(K_S^0 K_L^{mis} n_s)$ | $A_{K_S^0 K_L^{mis} n_s}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Wert | 107 | 0.22 | 83 | 0.19 | 29920 | 0.19 |
| $F_{stat}$ | 10% | 2.3% | 11% | 2.5% | 0.6% | 2.3% |
| $F_{sys}$ | 6% | 2.7% | 11% | 8% | 2.1% | 1.6% |

*Tabelle 8.3: Anzahl gefundener Ereignisse für die verschiedenen Kanäle mit den jeweils dafür ermittelten Akzeptanzen. Zusätzlich sind die entsprechenden relativen statistischen ($F_{stat}$), sowie relativen systematischen ($F_{sys}$) Fehler der Werte angegeben.*

Die relativ kleinen systematischen Fehler für die Akzeptanzen wurden aus der unterschiedlichen Auswirkung von Selektionsschnitten auf die Monte-Carlo- und die Real-Daten abgeschätzt. Da die Akzeptanzen im folgenden immer aufeinander bezogen werden, brauchen die Fehler, die aus einer nicht ganz richtigen Beschreibung der Monte-Carlo-Simulation stammen und bei allen Kanälen auftreten, hier nicht berücksichtigt werden[12] und sind demnach im systematischen Fehler nicht enthalten. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit des zusätzlichen Gammas im Kanal $\Sigma^0 K_L^{mis}$ erforderte eine Korrektur (vgl. Diskussion in den vorhergehenden Kapiteln), die den höheren systematischen Fehler für die Akzeptanz dieses Kanals verursacht.

**Die relative Häufigkeit von $\bar{p}d \to \Sigma^0 K_L^0$ / $\bar{p}d \to \Lambda K_L^0$**

Das wichtige relative Verzweigungsverhältnis von $\Sigma^0 K_L^0$ zu $\Lambda K_L^0$ wird aus den oben bestimmten Ereigniszahlen und entsprechenden Akzeptanzen bestimmt.
Die statistischen, sowie systematischen Fehler werden jeweils getrennt durch Fortpflanzung der als unabhängig angenommenen Fehler von Tab. 8.3 berechnet.

$$R_{\Sigma^0\Lambda} = \frac{BR(\bar{p}d \to \Sigma^0 K_L^{mis})}{BR(\bar{p}d \to \Lambda K_L^{mis})} = \frac{N(\Sigma^0 K_L^{mis})}{N(\Lambda K_L^{mis})} \cdot \frac{A_{\Lambda K_L^{mis}}}{A_{\Sigma^0 K_L^{mis}}} = \frac{83}{107}\frac{0.22}{0.19} = 0.90 \pm 0.13_{stat} \pm 0.13_{sys} \tag{8.12}$$

Dies ist eines der wichtigsten Ergebnisse dieser Analyse, da in dieser relativen Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse systematische Fehler aus der Berücksichtigung der $K_L^0$-Wechselwirkung oder der Erkennung von *Split offs* vermieden werden. Eine Diskussion dieser Ergebnisse findet in Kap. 9.3 statt.

[12] hier sind besonders Fehler durch nicht erkannte *Split offs* angesprochen, die erfahrungsweise unterhalb 20% liegen

**Die absoluten Häufigkeiten von $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}^0_\mathrm{L}$ und $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^0\mathrm{K}^0_\mathrm{L}$**

Wie bereits oben erwähnt wird dazu auf die Reaktion $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\mathrm{n}_\mathrm{s}$ normiert. Als zuverlässigste Messung liegt ein Blasenkammerexperiment [65] vor, wobei aus 230 rekonstruierten Ereignissen von $1.1\cdot 10^6$ Annihilationen in flüssigem Deuterium folgendes Verzweigungsverhältnis ermittelt wurde:

$$BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\mathrm{n}_\mathrm{s}) = (3.6\pm 0.4)\cdot 10^{-4} \tag{8.13}$$

Der Fehler von 11% wird als systematischer Fehler bei der Berechnung der absoluten Verzweigungsverhältnisse dieser Pontecorvo-Raktionen verwendet. Für den Kanal $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}^0_\mathrm{L}$ setzt man an:

$$BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}^0_\mathrm{L}) = BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\mathrm{n}_\mathrm{s})\cdot\frac{N(\Lambda\mathrm{K}^\mathrm{mis}_\mathrm{L})}{N(\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\mathrm{K}^\mathrm{mis}_\mathrm{L})}\cdot\frac{0.686\cdot A_{\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\mathrm{K}^\mathrm{mis}_\mathrm{L}}}{0.639\cdot A_{\Lambda\mathrm{K}^\mathrm{mis}_\mathrm{L}}}\cdot C \tag{8.14}$$

Die bereits eingesetzten Zahlen entsprechen den Wahrscheinlichkeiten für den geladenen Zerfall eines $\mathrm{K}^0_\mathrm{S}$ (68.6%) oder $\Lambda$ (63.9%).
Der Faktor $C=\frac{1-P^{int}_{800}}{1-P^{int}_{1100}}=0.92\pm 0.15$ steht für eine Korrektur der $\mathrm{K}^0_\mathrm{L}$-Wechselwirkungen zwischen 800 und 1100 MeV/c. In Kap. 8.4.1 wird die Herkunft der eingesetzten Werte für $P^{int}_{800}$ $(0.54\pm 0.04)$ und $P^{int}_{1100}$ $(0.5\pm 0.075)$ besprochen. Damit erhält man:

$$BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}^0_\mathrm{L}) = (1.1\pm 0.12_{stat}\pm 0.22_{sys})\cdot 10^{-6} \tag{8.15}$$

Da das $\Sigma^0$ zu 100% in $\Lambda\gamma$ zerfällt erhält man durch Einsetzen der entsprechenden Werte für die Reaktion $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^0\mathrm{K}^0_\mathrm{L}$:

$$BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^0\mathrm{K}^0_\mathrm{L}) = (1.0\pm 0.12_{stat}\pm 0.23_{sys})\cdot 10^{-6} \tag{8.16}$$

Der Hauptteil der statistischen Fehler stammt aus der geringen Anzahl der Pontecorvo-Ereignisse. Der systematische Fehler setzt sich hauptsächlich aus dem Fehler (15%) der $\mathrm{K}^0_\mathrm{L}$-Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und der Normierungsreaktion (11%) zusammen.

Eine Diskussion aller Ergebnisse findet sich am Ende der Arbeit in Kap. 9.3 .

# Kapitel 9

# Analyse der 4-Spur-Daten

Wie im vorangehenden Kapitel gezeigt wurde, konnten die Pontecorvo-Reaktionen $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}$ und $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^0\mathrm{K}_\mathrm{L}^\mathrm{mis}$ in den 2-Spur-Daten klar identifiziert und isoliert werden. Die größte Unsicherheit in der Bestimmung der absoluten Verzweigungsverhältnisse besteht in der experimentell nicht bestimmten Wahrscheinlichkeit einer $\mathrm{K}_\mathrm{L}^0$-Wechselwirkung mit dem CsI-Kalorimeter bei den vorliegenden relativ hohen $\mathrm{K}_\mathrm{L}^0$-Impulsen. Diese Unkenntnis führt zu einem systematischen Fehler von 15% .
Die gleichen Reaktionen mit einem geladen zerfallenden $\mathrm{K}_\mathrm{S}^0$ (statt des $\mathrm{K}_\mathrm{L}^0$) im Endzustand sollten dieses Problem umgehen und eine zusätzliche Abgrenzung zu Untergrund ermöglichen, da hier eine volle Rekonstruktion des Endzustandes mit zwei sekundären Vertizes ($\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\to\pi^+\pi^-$ und $\Lambda\to\mathrm{p}\pi^-$) und den exakt entgegengerichteten Impulsen der Teilchen stattfindet. Schwierigkeiten für 4-Spur-Ereignisse liegen jedoch in der relativ kleinen Raumwinkelakzeptanz der *JDC* und einer hohen Wahrscheinlichkeit für einen oder mehrere unerkannte *Split offs*. Weiterhin ist eine Bestimmung des Anreicherungsfaktors für den Trigger $0 \to 4$ aus dem bekannten Verzweigungsverhältnis des topologisch sehr ähnlichen Kanals $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{n}$ nur auf 30% genau möglich ($BR(\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{n}) = (3.6\pm1.0)\cdot10^{-5}$ [65]).

Ausgangspunkt der Suche nach den Pontecorvo-Reaktionen $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{S}^0$ und $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\Sigma^0\mathrm{K}_\mathrm{S}^0$ ist der in Kapitel 7 beschriebene 4-Spur-Datensatz mit 59600 Ereignissen, woraus auch die Reaktionen $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\to\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{n}$ extrahiert werden. Analog zum vorhergehenden Kapitel werden zunächst $\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{K}_\mathrm{S}^0+\mathrm{x}_n$- und $\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{S}^0+\mathrm{x}_n$-Ereignisse selektiert und separat untersucht[1]. Am Anfang der entsprechenden Abschnitte wird jeweils ein kurzer allgemeiner Überblick über diese Teildatensätze gegeben. Aus den $\Lambda\mathrm{K}_\mathrm{S}^0+\mathrm{x}_n$-Ereignissen werden später die Pontecorvo-Reaktionen extrahiert. Durch die aus der 2-Spur-Analyse gewonnenen Erfahrungen für eine Selektion von Pontecorvo-Ereignissen brauchen die Schnitte auf die Daten, die hier größtenteils übernommen werden, nicht mehr in aller Ausführlichkeit besprochen werden.

## 9.1 Die 4-Spur-$\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{K}_\mathrm{S}^0+\mathrm{x}_n$-Ereignisse

Die $\mathrm{K}_\mathrm{S}^0\mathrm{K}_\mathrm{S}^0+\mathrm{x}_n$-Ereignisse werden durch die d$E$/d$x$-Entscheidung (harter d$E$/d$x$-Schnitt, vgl. Kap. 8) und ein $10\sigma$-Fenster um die $\mathrm{K}_\mathrm{S}^0$ Masse ausgewählt. Gamma-Konversionen sind in diesem Unterdatensatz nur zu einem kleinen Prozentsatz vorhanden und brauchen hier nicht über einen Schnitt auf den Öffnungswinkel unterdrückt werden.

[1] $\mathrm{x}_n$ steht hier wieder für eine unbestimmte Anzahl von neutralen Begleitteilchen

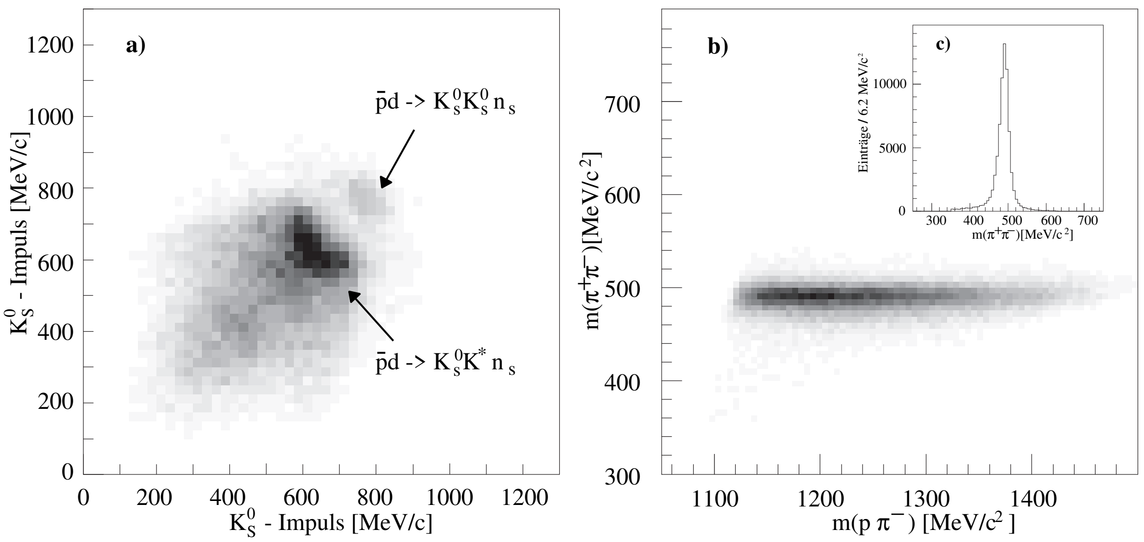


*Abbildung 9.1: a) Impuls eines* $K_S^0$ *gegen den des anderen* $K_S^0$. *Die Reaktion* $\bar{p}d \rightarrow K_S^0K_S^0n$ *ist neben der etwa 10 mal so starken Reaktion* $\bar{p}d \rightarrow K_S^0K^*(892)n_s$ *(*$K^*(892) \rightarrow K_S^0\pi^0$*) zu erkennen. b) Invariante* $p\pi^-$*- gegen* $\pi^+\pi^-$*-Masse für jedes* $K_S^0$ *(zwei Einträge pro Ereignis). c) Projektion von (b) auf die y-Achse.*

Die Reinheit der gefundenen 36100 $K_S^0K_S^0$+$x_n$-Ereignisse ist aus dem Spektrum der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse in Abb. 9.1 b) und c) zu erkennen. Um Untergrund von Ereignissen mit einem $\Lambda$ im Endzustand zu erkennen wurde in Abb. 9.1 b) eine Auftragung der Hypothesen für ein $K_S^0$ gegen die eines $\Lambda$ gewählt. $\Lambda$-Ereignisse sind nicht zu beobachten.

### 9.1.1 $K_S^0K_S^0$n-Ereignisse

Die Annihilation eines Antiprotons mit einem Proton zu $K_S^0K_S^0$ (oder $K_L^0K_L^0$) muß aufgrund der Quantenzahlen des $K_S^0K_S^0$-Systems (J = 0,2,.. P = +1, C = +1) aus der P-Welle erfolgen. In Deuterium kann dies durch Annihilationen aus einem p- oder s-Orbital des Antiproton-Deuteron-Atoms erfolgen (vgl. Kap. 9.1.2). Im letzteren Fall erfolgt die P-Wellen-Annihilation durch die Bewegung der Nukleonen im Deuteronkern, wobei das Neutron stärker am Reaktionsgeschehen beteiligt, und nicht mehr einfacher Zuschauer ist. Neutronen selbst können mit signifikanter Wahrscheinlichkeit nur bei Impulsen von über 400 MeV/c vom CsI-Kalorimeter detektiert werden [13]. Die Wahrscheinlichkeit einer nachweisbaren Wechselwirkung beträgt in diesem Fall etwa 40%, wobei durch den häufig sehr kleinen, nur lokalen, Energiedeposit[2] in den meisten Fällen kein *Golden Gamma* aus einer Neutron-Wechselwirkung rekonstruiert wird.

Die Bestimmung der Anzahl von $K_S^0K_S^0$n-Ereignissen erfolgt aus der Rekonstruktion von zwei geladen zerfallenden $K_S^0$-Mesonen zusammen mit der fehlenden Masse eines Neutrons. Neutrale Einträge im CsI-Kalorimeter werden nur verwendet, um einen Teil des Hauptuntergrundes, $\bar{p}d \rightarrow K_S^0K^*(892)n_s$ ($K^*(892) \rightarrow K_S^0\pi^0$), durch eindeutig rekonstruierte $K^*(892)$-Ereignisse zu unterdrücken. Dadurch wird eine weitgehende Unabhängigkeit von Wechselwirkungen des Neutrons mit dem Kalorimeter, unerkannten *Split offs* der

[2] $E1/E9$ ist in den meisten Fällen größer als 0.96 (vgl. Kap. 7.1)

geladenen Spuren oder großen Impulsüberträgen an das Neutron erzielt.

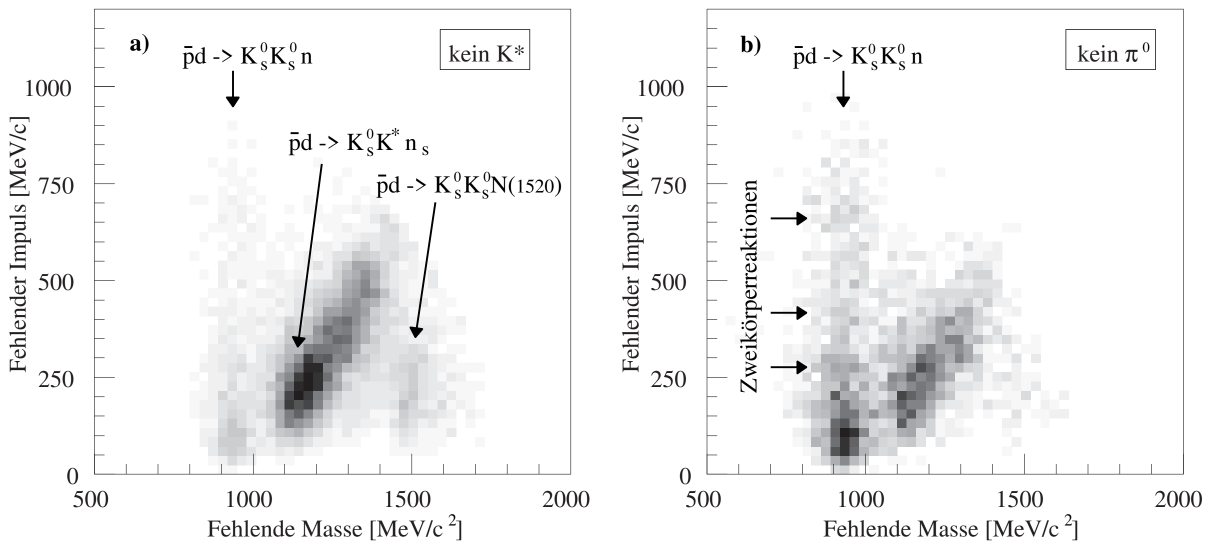


*Abbildung 9.2: In a) ist der fehlende Impuls gegen die fehlende Masse von Ereignissen aufgetragen, in denen kein* $K^*(892)$ *gefunden wurde (20800 Einträge). b) Gleiche Auftragung wie in (a), jedoch unter der Bedingung, daß kein* $\pi^0$ *nachgewiesen wurde (4590 Einträge).*

In Abb. 9.2 a) sind $K_S^0K_S^0$n-Ereignisse bereits als dünne senkrechte Linie bei etwa 940 MeV/c$^2$ fehlender Masse zu erkennen. Um den Hauptuntergrund zu reduzieren, wurden hier nur Ereignisse aufgetragen, in denen kein $K^*(892)$ mit einer invarianten $K_S^0\pi^0$-Masse innerhalb von $4\sigma$ um die $K^*(892)$-Masse rekonstruiert werden konnte.
Bei einer Masse von etwa 1500 MeV/c$^2$ treten Ereignisse des Typs $\bar{p}d \rightarrow K_S^0K_S^0N(1520)$ hervor. Das N(1520) zerfällt anschließend in n$\pi^0$.
Wesentlich deutlicher können die $K_S^0K_S^0$n-Ereignisse in der gleichen Darstellung (Abb. 9.2 b) beobachtet werden, wenn nur Ereignisse ohne $\pi^0$ im Endzustand aufgetragen werden (die invariante $\gamma\gamma$-Masse muß für ein rekonstruiertes $\pi^0$ innerhalb $4\sigma$ der $\pi^0$-Masse liegen). Auf der Neutron-Linie sind Häufungen zu erkennen, die von Zweikörperreaktionen (Pontecorvo-Reaktionen) $\bar{p}d \rightarrow nM$ stammen, wobei M ein Meson ist, das nach $K_S^0K_S^0$ zerfällt. Diese Ereignisse werden in der später gezeigten Verteilung (vgl. Abb. 9.6) der Neutron-Impulse deutlicher dargestellt.
Durch diesen Schnitt tritt bereits eine ungewollte Reduzierung von $K_S^0K_S^0$n-Ereignissen auf (vgl. Abb. 9.3), die durch fehlerkannte $\pi^0$ aus der hohen Anzahl von *Split offs* resultiert.

Nach dieser kurzen Vorbetrachtung wird die Anzahl von $K_S^0K_S^0$n-Ereignissen aus den Verteilungen der fehlenden Masse von $\bar{p}$d-Annihilationen bestimmt, die den Projektionen auf die x-Achse der zweidimensionalen Darstellungen (wie in Abb. 9.2) entsprechen.

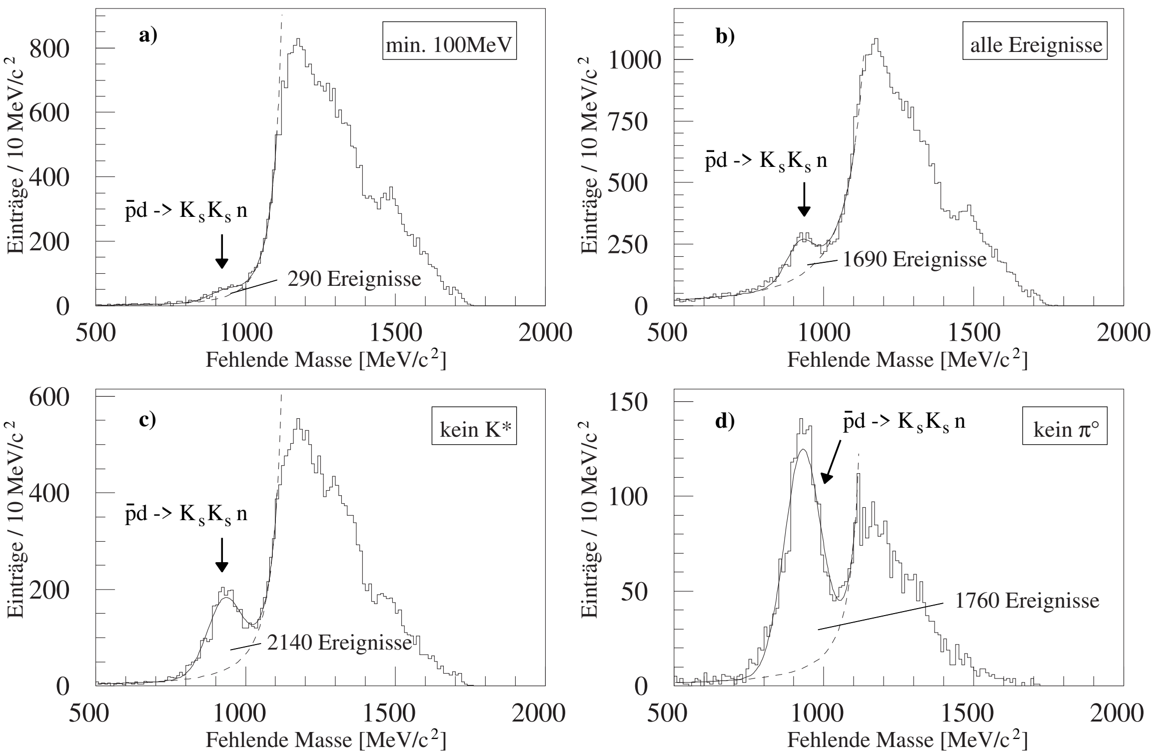


*Abbildung 9.3: Fehlende Masse der* $\mathrm{K^0_SK^0_S}$*+*$\mathrm{x}_n$*-Ereignisse; a) wenn mindestens 100* MeV *im CsI-Kalorimeter deponiert wurde (28700 Einträge); b) aller 36100* $\mathrm{K^0_SK^0_S}$*+*$\mathrm{x}_n$*-Ereignisse; c) wenn kein* $\mathrm{K}^*(892)$ *gefunden wurde (20800 Einträge); d) wenn kein* $\pi^0$ *nachgewiesen wurde (4590 Einträge).*

Für eine Bestimmung der Form des Untergrunds und Reduzierung der Ereignisse durch die Schnitte auf neutrale Einträge werden auf den Datensatz von Abb. 9.1 verschiedene Schnitte angewendet (vgl. Abb. 9.3). Die Anpassungen an die Daten erfolgt durch die Summe aus einer Exponentialfunktion (Beschreibung des Untergrunds) und einer Gaussfunktion. Die gute Beschreibung des Untergrunds durch die Exponentialfunktion ist in Abb. 9.3 a) zu erkennen, wo das Signal von $\mathrm{K^0_SK^0_S}$n-Ereignissen durch die Forderung von neutralen Begleitteilchen (Summe aller *Golden Gamma* > 100 MeV) ausgeblendet wurde. Etwa 290 $\mathrm{K^0_SK^0_S}$n-Ereignisse werden trotzdem vom Fit gefunden, die wegen nicht erkannter *Split offs* in diesem Schnitt nicht verworfen wurden. Aus den beiden Darstellungen von Abb. 9.3 c) und d) wird durch Mittelung die Anzahl von $\mathrm{K^0_SK^0_S}$n-Ereignissen empirisch bestimmt.

$$N(\mathrm{K^0_SK^0_S n}) = 1950 \pm 45_{stat} + 100_{sys} \tag{9.1}$$

Der systematische Fehler wurde aus den Abweichungen der durch die unterschiedlichen Schnitte ermittelten Anzahlen der Ereignissen abgeschätzt.

### Die Akzeptanz für $\mathrm{K^0_SK^0_S}$n-Ereignisse

Die Akzeptanz für diese Ereignisse wird in gleicher Weise wie im vorangehenden Abschnitt aus den Spektren der fehlenden Masse von 10000 $\mathrm{K^0_SK^0_S}$n-Monte-Carlo-Ereignissen ermittelt.

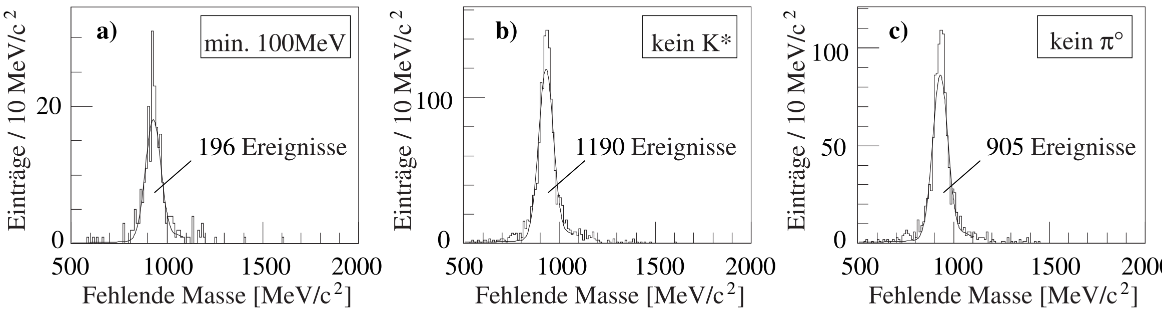


*Abbildung 9.4: Fehlende Masse von* $K^0_SK^0_S$n*-Monte-Carlo-Ereignissen, in gleicher Auftragung wie in Abb. 9.3. Die vom Fit bestimmte Anzahl der Ereignisse ist in den jeweiligen Darstellungen angegeben; a) wenn mindestens 100* MeV *im CsI-Kalorimeter deponiert wurde (245 Einträge); b) wenn kein* $K^*(892)$ *gefunden wurde (1472 Einträge); c) wenn kein* $\pi^0$ *gefunden wurde (1113 Einträge).*

Der optische Vergleich von Abb. 9.4 mit Abb. 9.3 läßt die etwas schlechtere Beschreibung der Verteilungen von Monte-Carlo-Daten mit einem Gaussfit erkennen. Die Anzahl von $K^0_SK^0_S$n-Monte-Carlo-Ereignissen wird aus dem Histogramm von Abb. 9.4 b) durch geeignete Mittelung aus der Gesamtzahl aller Einträge (1472), den Einträgen im Bereich von $\pm 5\sigma$ um die Mitte des Fits (1330) und aus der Fläche des Fits selbst (1190) abgeschätzt. Mit der ermittelten Anzahl von 1330 Ereignissen erhält man für die Akzeptanz:

$$A_{K^0_SK^0_Sn(K^0_S\to\pi^+\pi^-)} = (13.3 \pm 0.4_{stat} \pm 0.7_{sys})\% \qquad (9.2)$$

Der systematische Fehler wurde aus der Varianz der zur Bestimmung der Akzeptanz verwendeten Größen abgeleitet.

**Anreicherung von $K^0_SK^0_S$n-Ereignissen in den Daten**

Aus dem bekannten Verzweigungsverhältnis $BR(\bar{p}d\to K^0_SK^0_Sn) = (3.6\pm1.0)\cdot 10^{-5}$ [65] kann die Anreicherung dieser Ereignisse in den getriggerten Daten abgeschätzt werden. Mit der reinen Rekonstruktionseffizienz[3] der *JDC* für ein doppelt geladen zerfallenes $K^0_SK^0_S$n-Ereignis von 22% (aus den Monte-Carlo-Daten ermittelt) und der Wahrscheinlichkeit der geladenen Zerfälle (47%) würde man aus 6.8 Mio. Minimum-Bias-Ereignissen 25 $K^0_SK^0_S$n-Ereignisse extrahieren. Aus der Anzahl von 1950 $K^0_SK^0_S$n-Ereignissen in den Daten berechnet sich der Anreicherungsfaktor ($EF_{0\to4}$) des Sekundärvertex-Triggers zu:

$$EF_{0\to4}(K^0_SK^0_Sn) = \frac{1950}{25} = 78 \qquad (9.3)$$

## 9.1.2 Die Impulsverteilung des Neutrons

Die Impulsverteilung des *Zuschauer*-Nukleons bei Annihilation eines Antiprotons mit einem der Nukleonen des Deuteriumkerns wurde in [69] für die verschiedenen Anfangszustände[4] aus der Wellenfunktion des Deuteronkernes berechnet. Durch die Bewegung der Nukleonen im Kern ist eine P-Wellen-Annihilation mit einem der Nukleonen aus dem

[3] für alle Zerfälle auch innerhalb des *SVX*

[4] Annihilation aus dem s- oder p-Orbital eines $\bar{p}$-d-Atoms

s-Orbital des $\overline{\mathrm{p}}$-d-Atoms möglich. Aus diesem Grund ist das Verhältnis P- zu S-Wellen-Annihilation in Flüssigdeuterium wesentlich größer als in Flüssigwasserstoff.

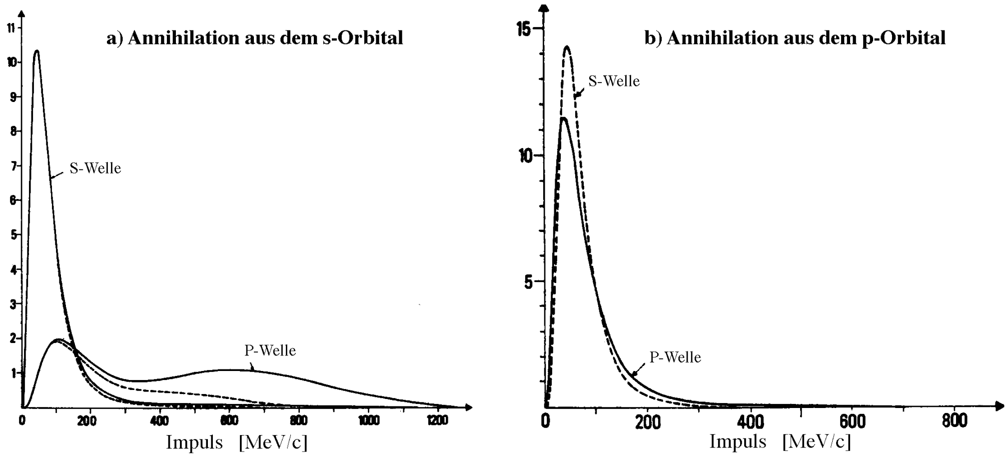


*Abbildung 9.5: In a) sind die berechneten Häufigkeitsverteilungen der Zuschauer-Nukleon-Impulse für S- und P-Wellen-Annihilation aus dem s-Orbital des $\overline{\mathrm{p}}$-d-Atoms nach [69] aufgetragen. Die gestrichelten Linien entsprechen Annihilationen in 5 Pionen. b) zeigt die entsprechenden Impulsverteilungen für Annihilationen aus dem p-Orbital.*

In Abb. 9.5 a) ist für Annihilationen aus der P-Welle ein großer Anteil von relativ hohen Zuschauer-Impulsen zu erkennen, der die charakteristische Form dieser Verteilung bestimmt.

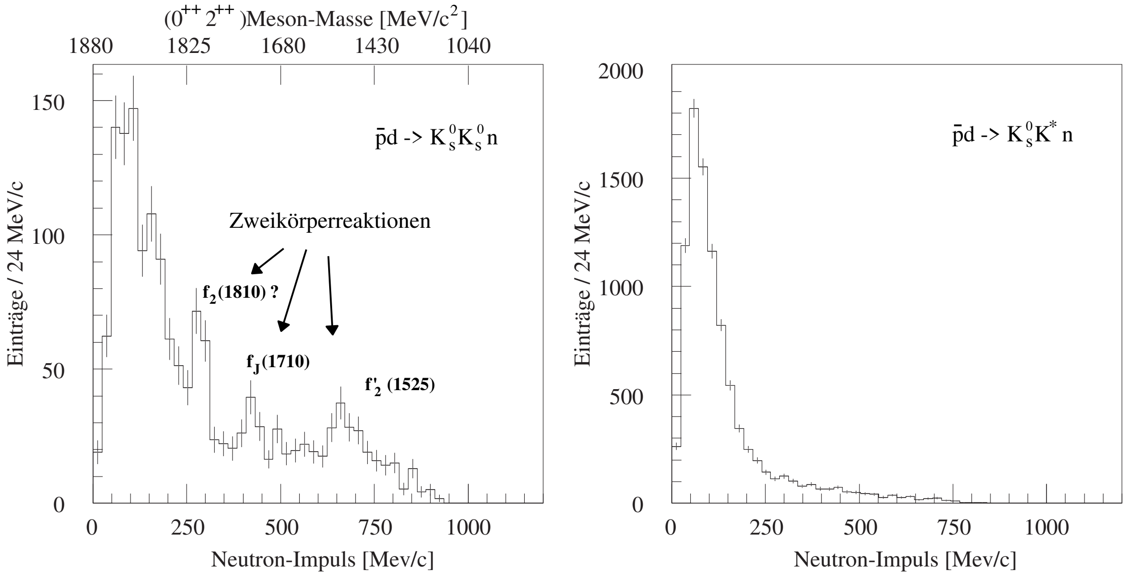


*Abbildung 9.6: a) Impuls-Verteilung der Neutronen aus der Reaktion* $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\mathrm{n}$*. Der statistische Fehler ist durch einen Fehlerbalken dargestellt. Auf der oberen Skala ist die Masse eines Mesons angegeben, das beim entsprechenden Impuls gegen das Neutron zurückstoßen würde. b) Impuls-Verteilung der Neutronen aus der Reaktion* $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\mathrm{K}^0_\mathrm{S}\mathrm{K}^*(892)\mathrm{n}_\mathrm{s}$.

Eine Impulsverteilung des Neutrons bis zu relativ hohen Impulsen kann auch in den vorliegenden Daten beobachtet werden (vgl. Abb. 9.2 b). Für eine untergrundfreie

Darstellung der Neutron-Impulsverteilung wird die Anzahl von $K^0_S K^0_S$n-Ereignissen aus Histogramm 9.2 a) in Impulsabschnitten von jeweils 24 MeV/c durch mehrere Fits bestimmt (analog zu Abb. 9.3).

Die Verteilung der Neutron-Impulse in Abb. 9.6 a) kann durch eine Überlagerung von P-Wellen-Annihilationen des Antiprotons aus einem s- und p-Orbital beschrieben werden (vgl. Abb. 9.5). Die resonanzartigen Strukturen entstehen durch Zweikörperreaktionen (Pontecorvo-Reaktionen) aus der $\overline{p}$d-Annihilation. Das gegen das Neutron rückstoßende Meson zerfällt in $K^0_S K^0_S$ und muß deshalb die Quantenzahlen $0^{++}$, $2^{++}$, usw. besitzen. Zum Vergleich ist die Impulsverteilung von Neutronen aus der Reaktion $\overline{p}d \rightarrow K^0_S K^*(892) n_s$ in Abb. 9.6 b) aufgetragen, die im wesentlichen durch S-Wellen-Annihilationen beschrieben werden kann.
Die Akzeptanz für $K^0_S K^0_S$n-Ereignisse zeigt bis zu einem Neutronen-Impuls von etwa 750 MeV/c einen flachen Verlauf, da die hier auftretenden $K^0_S$-Mesonen relativ hohe Impulse besitzen.

## 9.2 Die 4-Spur-$\Lambda K^0_S$+$x_n$-Ereignisse

Die Selektion von $\Lambda K^0_S$+$x_n$-Ereignissen aus dem 4-Spur-Datensatz erfolgt durch die Auswahl eines $\Lambda$, dessen invariante p$\pi^-$-Masse innerhalb eines 10$\sigma$-Fensters um die $\Lambda$-Masse, zusammen mit einem $K^0_S$, dessen $\pi^+\pi^-$-Masse innerhalb des 10$\sigma$-Fensters um die $K^0_S$-Masse liegt. In Abb. 9.7 a) sind diese Ereignisse (17800) aufgetragen.

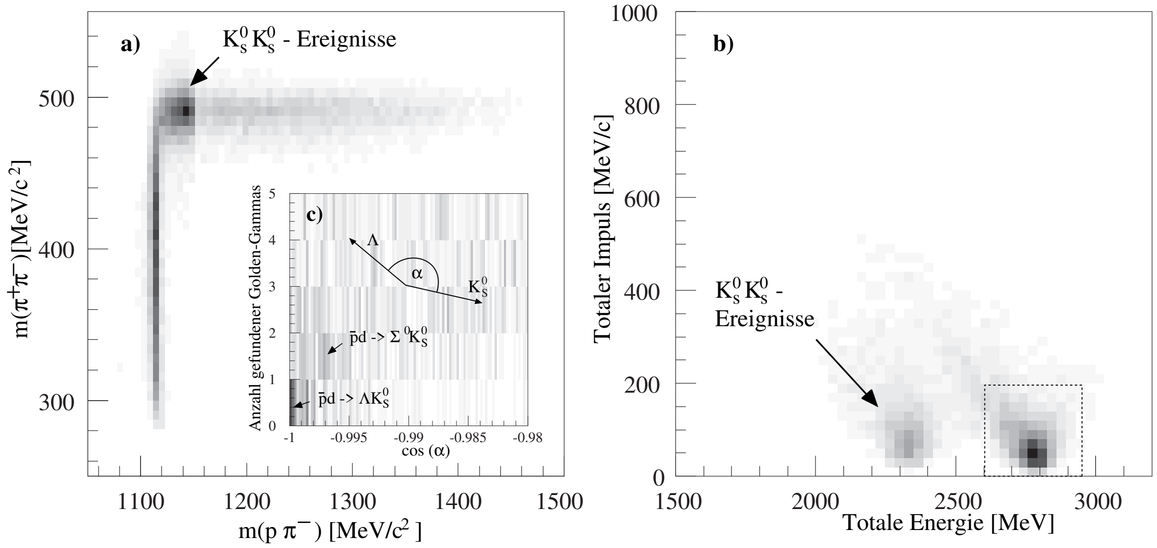


*Abbildung 9.7: a) Invariante $\pi^+\pi^-$- gegen invariante p$\pi^-$-Masse der sekundärzerfallenden Teilchen (2 Einträge pro Ereignis). b) Totaler Impuls gegen die totale Energie der Ereignisse unter der Annahme eines $\Lambda K^0_S$+$x_n$-Ereignisses. c) Anzahl gefundener Golden Gammas für Ereignisse mit Gesamtenergie größer 2550 MeV, aufgetragen gegen den Kosinus des Öffnungswinkels zwischen dem $\Lambda$ und dem $K^0_S$ (11000 Einträge).*

In Abb. 9.7 a) ist wegen dem relativ großen Fensters auf die $\Lambda$-Masse noch ein Untergrund von $K^0_S K^0_S$n-Ereignissen in den Daten zu beobachten. Sie treten jedoch in der Darstellung des gesamten Impulses gegen die gesamte Energie (Abb. 9.7 b) als Einträge bei einer

Energie von etwa 2300 MeV auf und können deshalb leicht von den $\Lambda K_S^0+x_n$-Ereignissen abgetrennt werden. In Abb. 9.7 c) von Ereignissen einer Gesamtenergie größer 2500 MeV, können bereits die Pontecorvo-Reaktionen $\bar{p}d \to \Lambda K_S^0$ und $\bar{p}d \to \Sigma^0 K_S^0$ beobachtet werden. Sie sind als Anhäufungen von Ereignissen mit fast exakt entgegengerichteten Impulsen und keinem oder nur einem zusätzlichen Gamma zu erkennen.

### $\Lambda K_S^0 \pi^0$- und $\Lambda K_S^0 \eta$-Dalitzplots

Mit dem hier vorliegenden Datensatz ist es erstmals möglich, die Dalitzplots von $\bar{p}d \to \Lambda K_S^0 \pi^0$ und $\bar{p}d \to \Lambda K_S^0 \eta$ in relativ hoher Statistik aufzustellen. Eine darin gefundene Resonanz zweier Teilchen bedeutet gleichzeitig die Beobachtung einer Pontecorvo-Reaktion, bei der das resonante Teilchen gegen das dritte Teilchen abstößt.

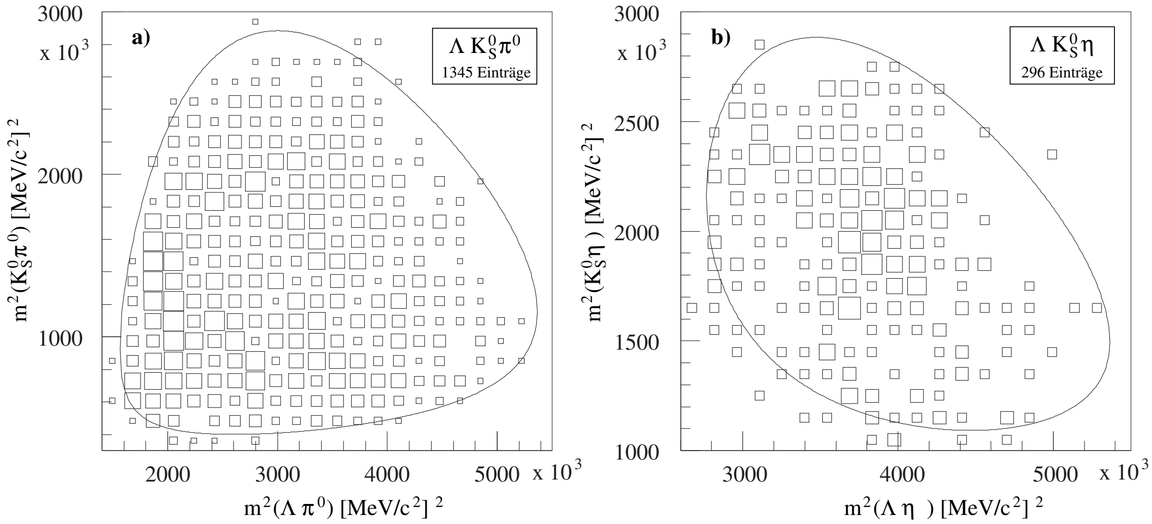


*Abbildung 9.8: Dalitzplots (nicht Akzeptanz-korrigiert) der Reaktionen $\bar{p}d \to \Lambda K_S^0 \pi^0$ und $\bar{p}d \to \Lambda K_S^0 \eta$. Die Phasenraumgrenzen sind als durchgezogene Linien eingezeichnet.*

In Abb. 9.8 a) wurden 1345 Ereignisse eingetragen, die genau ein $\pi^0$ im Endzustand besitzen und innerhalb der Box von Abb. 9.7 b) liegen. Als dominante senkrecht verlaufende Struktur in der linken unteren Ecke kann das $\Sigma^0(1385)$ als $\Lambda\pi^0$-Resonanz erkannt werden. Neben weiteren schwächeren Strukturen, z.B. der waagerecht verlaufenden Linie des $K^*(892)$ (bei $800 \cdot 10^3\,\mathrm{MeV}^2/c^4$), kann eine $\Lambda K^0$-Resonanz als Diagonale in der linken unteren Ecke identifiziert werden. Die Ausdünnungen am rechten und oberen Rand entstehen durch verminderte Akzeptanz des Sekundarvertex-Triggers für $\Lambda$ oder $K_S^0$, die in diesen Regionen kleine Impulse besitzen.
$\Lambda K_S^0 \eta$-Ereignise werden durch ein $5\sigma$-Fenster auf die $\gamma\gamma$-Masse des $\eta$-Mesons (vgl. Abb. 9.11 c) und ihre Lage innerhalb der Box von Abb. 9.7 b) ausgewählt (296 Ereignisse). Der Dalitzplot (Abb. 9.8 b) zeigt auch aufgrund der kleinen Statistik keine sehr deutlichen Strukturen. Die Verwendung eines kinematischen Fits in der Rekonstruktion der Ereignisse könnte die Auflösung verbessern.

### 9.2.1 $\Lambda K_S^0$-Pontecorvo-Reaktionen

Bei der Selektion dieser Pontecorvo-Ereignisse werden ähnliche Schnitte wie für die $K_L^0$-Kanäle (Kap. 8.3) verwendet. Ein Unterschied besteht in weniger starken Schnitten auf *Golden Gamma*s (wegen der hohen *Split off*-Wahrscheinlichkeit) und der Verwendung des Öffnungswinkels zwischen den Flugrichtungen des $\Lambda$ und $K_S^0$.
Folgende Schnitte werden auf den Datensatz (178800 Ereignisse) von Abb. 9.7 a) angewendet:

- Das Ereignis enthält kein $\pi^0$, dessen invariante $\gamma\gamma$-Masse innerhalb eines $2\sigma$ Fensters um die $\pi^0$-Masse liegt.
- Der Öffnungswinkel $\alpha$ zwischen dem $\Lambda$ und dem $K_S^0$ ist größer als 174° ($\cos(\alpha) < -0.994$, vgl. Abb. 9.7 c) .
- Der Öffnungswinkel der Zerfallsprodukte des $\Lambda$ muß kleiner als 55° sein.
- Der Öffnungswinkel der Zerfallsprodukte des $K_S^0$ muß kleiner als 57° sein..

Es verbleiben 253 Ereignisse, die in Abb. 9.9 untersucht werden.

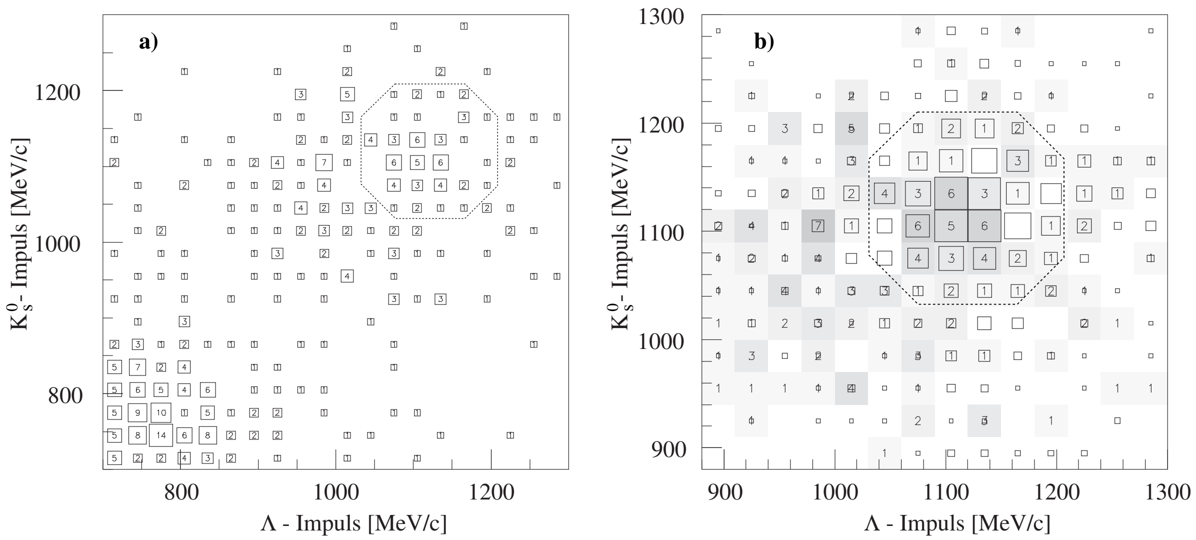


*Abbildung 9.9: In beiden Histogrammen ist der Impuls des $K_S^0$ gegen den des $\Lambda$ aufgetragen. Die Zahlen entsprechen den Einträgen der selektierten 253 Ereignisse. Die gleichen Ereignisse wie in (a) sind in (b) in einer vergrößerten Darstellung und Graustufen aufgetragen. Zusätzlich ist hier die Verteilung von $\Lambda K_S^0$-Monte-Carlo-Ereignissen als Boxen dargestellt.*

In Abb. 9.9 a) kann deutlich eine Anhäufung von Ereignissen bei einem Impuls des $\Lambda$ und des $K_S^0$ von jeweils etwa 1100 MeV/c beobachtet werden. Sie entsteht durch die Pontecorvo-Reaktion $\overline{p}d \rightarrow \Lambda K_S^0$. Die Einträge in der linken unteren Ecke werden von $K_S^0 K_S^0 n$-Ereignissen verursacht und sind vom Signal der Pontecorvo-Reaktionen gut abgetrennt. Die kleine Anhäufung links neben der eingerahmten Zone entspricht Ereignissen aus der Pontecorvo-Reaktion $\overline{p}d \rightarrow \Sigma^0 K_S^0$, die absichtlich nicht von diesen Daten abgetrennt wurden, um keine guten Ereignisse zu verlieren. Durch Vergleich mit der Verteilung der

Monte-Carlo-Daten (Die Boxen in Abb. 9.9 b) kann eine kleine systematische Verschiebung zu kleineren Impulsen in den realen Daten beobachtet werden, die bereits in den 2-Spur-Ereignissen aufgetreten ist.
Die Bestimmung der Anzahl von $\Lambda K^0_S$-Ereignissen erfolgt durch Abzählen der Einträge innerhalb der gestrichelten Linie (66), die in beiden Darstellungen eingezeichnet ist. Eine Anzahl von 7 empirisch bestimmten Ereignissen wird als Untergrund abgezogen und gleichzeitig als systematischer Fehler verwendet.

$$N(\Lambda K^0_S) = 59 \pm 8_{stat} \pm 7_{sys} \tag{9.4}$$

In Abb. 9.11 a) sind die Werte der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse der $K^0_S$ gegen die der invarianten $p\pi^-$-Masse der $\Lambda$ für Ereignisse innerhalb der abgezählten Fläche aufgetragen. Die erwarteten Häufigkeiten bei der $K^0_S$-, bzw. der $\Lambda$-Masse sind zu erkennen und zeigen die Reinheit dieser Ereignisse.

**Die Akzeptanz für $\Lambda K^0_S$-Ereignisse**

Auf gleiche Weise wie für die Daten wird die Anzahl der 10000 $\Lambda K^0_S$-Monte-Carlo-Ereignisse, die innerhalb der gestrichelten Linie von Abb. 9.9 b) liegen, abgezählt (880 Ereignisse). Bei einer Zentrierung der abgezählten Fläche auf das Maximum der Verteilung von $\Lambda K^0_S$-Ereignissen der realen Daten reduziert sich die eingeschlossene Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse um etwa 8% . Dies wird als systematischer Fehler für eine Bestimmung der Akzeptanz verwendet.

$$A_{\Lambda K^0_S(\Lambda \to p\pi^-,\ K^0_S \to \pi^+\pi^-)} = (8.8 \pm 0.3_{stat} \pm 0.7_{sys})\% \tag{9.5}$$

### 9.2.2 $\Sigma^0 K^0_S$-Pontecorvo-Reaktionen

$\Sigma^0$-Hyperonen werden aus der invarianten $\Lambda\gamma$-Masse der Ereignisse mit maximal 3 *Golden Gamma*s von Abb. 9.7 a) rekonstruiert. Bei Vorhandensein mehrerer Gammas wird die beste Kombination verwendet. Folgende Schnitte werden daraufhin auf die 4780 Ereignisse, die im $\pm 10\sigma$-Fenster um die $\Sigma^0$-Masse liegen, durchgeführt:

- Das Ereignis enthält kein $\pi^0$, dessen invariante $\gamma\gamma$-Masse innerhalb eines $(2\sigma)$ Fensters um die $\pi^0$-Masse liegt.

- Der Öffnungswinkel $\alpha$ zwischen dem $\Sigma^0$ und dem $K^0_S$ ist größer als 174° $(\cos(\alpha) < -0.994$.

- Der Öffnungswinkel der Zerfallsprodukte des $\Lambda$ ist kleiner als 60°.

- Der Öffnungswinkel der Zerfallsprodukte des $K^0_S$ ist kleiner als 57°.

Es verbleiben 137 Ereignisse, die in Abb. 9.10 analysiert werden.

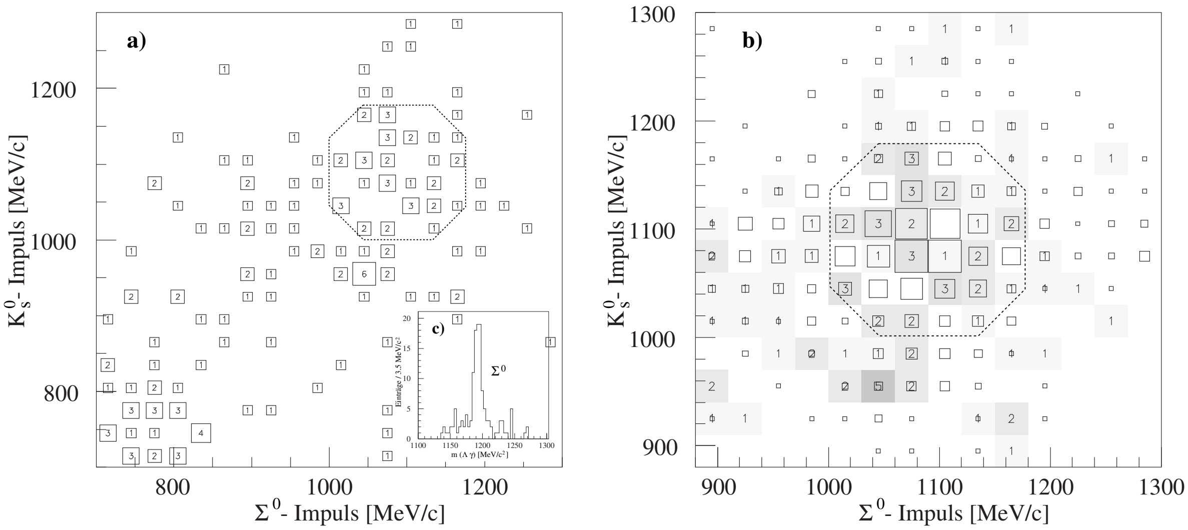


*Abbildung 9.10: Beide Histogramme zeigen die Impulsverteilung des $K^0_S$, aufgetragen gegen die des $\Sigma^0$. Die Zahlen entsprechen jeweils der Anzahl von Einträgen der selektierten 137 Ereignisse. Die gleichen Ereignisse wie in (a) sind in (b) in einer vergrößerten Darstellung und Graustufen mit Zahlen aufgtragen. Zusätzlich ist hier die Verteilung von $\Sigma^0 K^0_S$-Monte-Carlo-Ereignissen als Boxen miteingetragen. c) zeigt die invariante $\Lambda\gamma$-Masse der 137 Ereignisse.*

Eine Anhäufung von Ereignissen bei Impulsen um etwa 1100 MeV/c ist trotz der kleinen Statistik zu beobachten. Eines der Ereignisse innerhalb der gestrichelten Linie ist am Anfang der Arbeit in Abb. 0.1 abgebildet. Darin sind die Einträge der vier geladenen Spuren im CsI-Kalorimeter neben dem freistehenden Gamma aus dem $\Sigma^0$-Zerfall klar zu erkennen. Das $\Lambda$, sowie das $K^0_S$, die eine fast exakt entgegengerichtete Flugrichtungen aufzeigen, sind nach ihrer Entstehung im Target (grau) außerhalb des Vertexdetektors geladen zerfallen und haben dadurch den Trigger ausgelöst.

Die Bestimmung der Anzahl rekonstruierter $\Sigma^0 K^0_S$-Ereignisse erfolgt auf gleiche Weise wie für die Ereignisse $\Lambda K^0_S$. Innerhalb der gestrichelten Umgebung werden 43 Ereignisse abgezählt. Im Vergleich zu den $\Lambda K^0_S$-Reaktionen ist hier der Untergrund geringer und wird zu 5 Ereignissen abgeschätzt und von den ermittelten 43 abgezogen. Gleichzeitig stellt er den systematischen Fehler.

$$N(\Sigma^0 K^0_S) = 39 \pm 6_{stat} \pm 5_{sys} \tag{9.6}$$

In Abb. 9.11 b) ist die invariante $\pi^+\pi^-$-Masse des $K^0_S$ gegen die invariante $\Lambda\gamma$-Masse des $\Sigma^0$ für Ereignisse innerhalb der ausgezählten Fläche dargestellt. Auch hier werden die erwarteten Häufigkeiten bei der $K^0_S$-, bzw. der $\Sigma^0$-Masse beobachtet und zeigen die Reinheit dieser Ereignisse.

### Die Akzeptanz für $\Sigma^0 K^0_S$-Ereignisse

In gleicher Weise wie für den Kanal $\Lambda K^0_S$ wird die Akzeptanz für $\Sigma^0 K^0_S$-Ereignisse bestimmt. Dazu wird die Anzahl der 10000 Monte-Carlo-Ereignisse, die innerhalb der gestrichelten Linie von Abb. 9.10 b) liegen, abgezählt (660 Einträge). Wie bereits in Kap. 8.3.2 diskutiert wurde, wird die Rekonstruktionseffizienz des Gammas aus dem $\Sigma^0$-Zerfall in der Monte-Carlo-Simulation unterschätzt. Für $K_L^{mis}$-Ereignisse wurde eine Korrektur für die Akzeptanz dieser Ereignisse von +15% durchgeführt. Unter Berücksichtigung der hier vorliegenden Einträge geladener Teilchen im CsI-Kalorimeter (4) ist ein Verlust des zusätzlichen Gammas wahrscheinlicher. Unter Vergleich der relativen Akzeptanzen für $\Lambda$ und $\Sigma^0$-Ereignisse in den $K_L^0$-Kanälen wird hier eine Korrektur von +7% durchgeführt, wodurch man folgende Werte erhält:

$$A_{\Sigma^0 K_S^0 (\Sigma^0 \to \Lambda\gamma \to p\pi^-\gamma,\ K_S^0 \to \pi^+\pi^-)} = (7.0\% \pm 0.3_{stat} \pm 0.7_{sys})\% \tag{9.7}$$

Der systematische Fehler ist aus der Korrektur für die Akzeptanz und aus Änderung von Einträgen bei kleinen Verschiebungen der abgezählten Fläche abgeschätzt (analog zu den $\Lambda K_S^0$-Ereignissen).

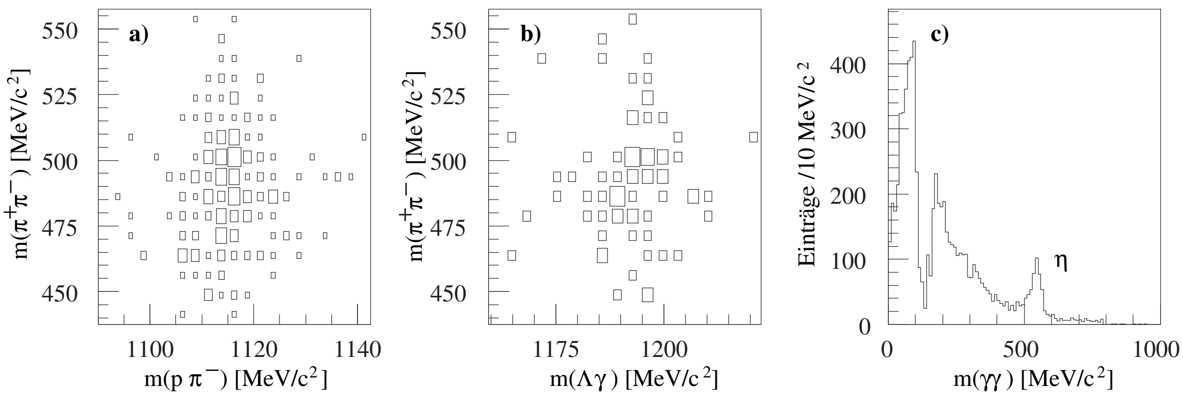


*Abbildung 9.11: a) $\pi^+\pi^-$-Masse des $K_S^0$ gegen die $p\pi^-$-Masse des $\Lambda$ für Ereignisse innerhalb der Box von Abb. 9.9 b). b) $\pi^+\pi^-$-Masse des $K_S^0$ gegen die $\Lambda\gamma$-Masse des $\Sigma^0$ für Ereignisse innerhalb der Box von Abb. 9.10 b). c) Invariante $\gamma\gamma$-Masse von Gammas, die nicht für eine Rekonstruktion eines $\pi^0$ verwendet wurden, aller $\Lambda K_S^0 + x_n$-Ereignisse.*

### 9.2.3 Berechnung der Verzweigungsverhältnisse

Für die Berechnung der absoluten Verzweigungsverhältnisse werden die in den Kap. 9.2.1 und 9.2.2 ermittelten Anzahlen der $\Lambda K_S^0$- und $\Sigma^0 K_S^0$-Ereignisse unter Berücksichtigung ihrer Akzeptanzen auf die Häufigkeit der Reaktion $\bar{p}d \to K_S^0 K_S^0 n$ normiert.

#### Zusammenfassung der Messwerte

In Tab. 9.1 sind die ermittelten Werte für die Ereigniszahlen und Akzeptanzen mit ihren relativen Fehlern zusammengestellt.

| | $N(\Lambda K_S^0)$ | $A_{\Lambda K_S^0}$ | $N(\Sigma^0 K_S^0)$ | $A_{\Sigma^0 K_S^0}$ | $N(K_S^0 K_S^0 n)$ | $A_{K_S^0 K_S^0 n}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Wert | 59 | 0.088 | 39 | 0.07 | 1950 | 0.133 |
| $F_{stat}$ | 13% | 3.5% | 15% | 4.5% | 2.3% | 3.0% |
| $F_{sys}$ | 8% | 8% | 13% | 10% | 5.1% | 5.0% |

*Tabelle 9.1: Zusammenfassung der Ergebnisse der 4-Spur Analyse mit den entsprechenden relativen statistischen ($F_{stat}$) und systematischen ($F_{sys}$) Fehlern.*

### Die relative Häufigkeit von $\overline{p}d \to \Sigma^0 K^0_S$ / $\overline{p}d \to \Lambda K^0_S$

Das relative Verzweigungsverhältnis $R_{\Sigma^0\Lambda}$ dieser Kanäle kann einfach aus den Ereigniszahlen und den entsprechenden Akzeptanzen bestimmt werden:

$$R_{\Sigma^0\Lambda} = \frac{BR(\overline{p}d \to \Sigma^0 K^0_S)}{BR(\overline{p}d \to \Lambda K^0_S)} = \frac{39}{59} \cdot \frac{0.088}{0.07} = 0.83 \pm 0.17_{stat} \pm 0.16_{sys} \tag{9.8}$$

Die statistischen, sowie systematischen Fehler wurden jeweils aus der Fortpflanzung der Fehler aus Tab. 9.1 berechnet.

### Die absoluten Häufigkeiten von $\overline{p}d \to \Lambda K^0_S$ und $\overline{p}d \to \Sigma^0 K^0_S$

Die Berechnung der absoluten Verzweigungsverhältnisse der Pontecorvo-Reaktionen erfolgt , wie bereits erwähnt, durch Normierung auf die Reaktion $\overline{p}d \to K^0_S K^0_S n$. Als zuverlässigste Messung liegt ein Blasenkammerexperiment [65] vor, wobei aus 14 rekonstruierten Ereignissen folgendes Verzweigungsverhältnis ermittelt wurde:

$$BR(\overline{p}d \to K^0_S K^0_S n) = (3.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-5} \tag{9.9}$$

Der Fehler von 28% ist rein statistischer Natur. Er wird im folgenden jedoch als systematischer Fehler bei der Bestimmung der absoluten Verzweigungsverhältnisse verwendet.

Für den Kanal $\overline{p}d \to \Lambda K^0_S$ setzt man z.B. an:

$$BR(\overline{p}d \to \Lambda K^0_S) = BR(\overline{p}d \to K^0_S K^0_S n) \cdot \frac{N(\Lambda K^0_S)}{N(K^0_S K^0_S n)} \cdot \frac{0.686 \cdot A_{K^0_S K^0_S n}}{0.639 \cdot A_{\Lambda K^0_S}} \tag{9.10}$$

Die Akzeptanzen sind mit den entsprechenden Wahrscheinlichkeiten des geladenen Zerfalls eines $K^0_S$ (68.6%) oder $\Lambda$ (63.9%) multipliziert. Man erhält:

$$BR(\overline{p}d \to \Lambda K^0_S) = (1.8 \pm 0.3_{stat} \pm 0.5_{sys}) \cdot 10^{-6} \tag{9.11}$$

Da das $\Sigma^0$ zu 100% in $\Lambda\gamma$ zerfällt, können die entsprechenden Werte für die Reaktion $\overline{p}d \to \Sigma^0 K^0_L$ direkt in Gl. 9.10 eingesetzt werden:

$$BR(\overline{p}d \to \Sigma^0 K^0_S) = (1.5 \pm 0.2_{stat} \pm 0.5_{sys}) \cdot 10^{-6} \tag{9.12}$$

Die statistischen Fehler sind durch die geringen Ereignisanzahlen bestimmt, die systematischen durch Vergleich mit dem Referenzkanal $K^0_S K^0_S n$.

## 9.3 Vergleich der Meßergebnisse und Ausblick

Sowohl in den Endzuständen mit einem nicht wechselwirkenden $K^0_L$ als auch mit einem geladen zerfallenden $K^0_S$ konnten die beiden Pontecorvo-Reaktionen $\overline{p}d \rightarrow \Lambda K^0$ und $\overline{p}d \rightarrow \Sigma^0 K^0$ eindeutig, mit etwa gleich großen Verzweigungsverhältnissen beobachtet werden. Im Einzelnen wurden folgende Verzweigungsverhältnisse bestimmt:

| | | | |
|---|---|---|---|
| 2-Spur-Daten | $BR(\overline{p}d \rightarrow \Lambda K^0_L)$ | = | $(1.1 \pm 0.12_{stat} \pm 0.22_{sys}) \cdot 10^{-6}$ |
| | $BR(\overline{p}d \rightarrow \Sigma^0 K^0_L)$ | = | $(1.0 \pm 0.12_{stat} \pm 0.23_{sys}) \cdot 10^{-6}$ |
| 4-Spur-Daten | $BR(\overline{p}d \rightarrow \Lambda K^0_S)$ | = | $(1.8 \pm 0.3_{stat} \pm 0.6_{sys}) \cdot 10^{-6}$ |
| | $BR(\overline{p}d \rightarrow \Sigma^0 K^0_S)$ | = | $(1.5 \pm 0.2_{stat} \pm 0.5_{sys}) \cdot 10^{-6}$ |

Sie sind innerhalb der Fehler gut vergleichbar. Die systematischen Fehler der 2-Spur-Daten sind von der schlechten Kenntnis der $K^0_L$-Wechselwirkung mit dem CsI-Kalorimeter bei hohen $K^0_L$-Impulsen und ungenauer Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz des Gammas aus dem $\Sigma^0$-Zerfall[5] geprägt. In den 4-Spur-Daten ist der Fehler der Normierungsreaktion für den systematischen Fehler verantwortlich.
Bei der Berechnung der relativen Verzweigungsverhältnisse $R_{\Sigma\Lambda}$ wird jedoch ein Großteil der systematischen Fehler vermieden. Aus dem gewichteten Mittel der in den 2- und 4-Spur-Analysen bestimmten Werte $R_{\Sigma^0\Lambda}$ findet man unter Verwendung von

$$BR(\overline{p}d \rightarrow \Lambda K^0) = 2 \cdot BR(\overline{p}d \rightarrow \Lambda K^0_L) = 2 \cdot BR(\overline{p}d \rightarrow \Lambda K^0_S)\,^6 \text{ und}$$
$$BR(\overline{p}d \rightarrow \Sigma K) \;=\; 3 \cdot BR(\overline{p}d \rightarrow \Sigma^0 K^0) \text{ (Isospininvarianz):}$$

$$R_{\Sigma\Lambda} = \frac{BR(\overline{p}d \rightarrow \Sigma K)}{BR(\overline{p}d \rightarrow \Lambda K)} \;=\; 2.67 \pm 0.42 \tag{9.13}$$

Allein der Nachweis der Reaktion $\overline{p}d \rightarrow \Sigma^0 K^0$ (vgl. Abb. 0.1) schließt bereits eine theoretische Beschreibung von Pontecorvo-Reaktionen mit den hier erwähnten dynamischen Modellen (2-Stufen-Prozesse [2], Austausch von Regge-Polen [3]) aus, da die von ihnen vorhergesagten kleinen Verzweigungsverhältnisse die Beobachtung dieser Ereignisse in der hier betrachteten Datenmenge verbieten würden[7]. Der hier gemessene Wert für $R_{\Sigma\Lambda}$ steht jedoch in guter Übereinstimmung mit dem Wert von 2.9, der mit Hilfe eines Modells des statistischen Zerfalls eines Konglomerats aus den Bestandteilen des Antiprotons und des Deuteronkerns (*Feuerball*) bestimmt wurde [1]. Die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines solchen *Feuerballs*, der nach diesem Modell überhaupt erst die Grundlage für Pontecorvo-Reaktionen schafft, wurde dabei nicht berechnet, sondern empirisch aus Verzweigungsverhältnissen bekannter Reaktionen abgeleitet.

Eine Sonderstellung von Pontecorvo-Reaktionen ($R_{\Sigma^0\Lambda} \approx 1$) lässt der Vergleich mit den inklusiven Häufigkeiten der $\Lambda$- und $\Sigma^0$-Hyperonen in den Endzuständen bei anderen $\overline{p}d$-Annihilationen vermuten, die ebenfalls eine Beteiligung beider Nukleonen

[5] für die Kanäle mit einem $\Sigma^0$ im Endzustand
[6] dies gilt natürlich auch für die Endzustände mit einem $\Sigma^0$
[7] Ein Vergleich der theoretischen Modelle mit einer Zusammenstellung der Vorhersagen kann in Kap. 5 gefunden werden

des Deuteronkerns am Reaktionsgeschehen erfordern. In einer groben Abschätzung findet man z.B. in den 2-Spur-Daten aus der Anzahl rekonstruierter $\Lambda$ (47000) und $\Sigma^0$ (10000) ein Verhälnis $\Sigma^0$+$x_n$ zu $\Lambda$+$x_n$ von etwa[8] 1 zu 4 ($x_n$ ist eine unbestimmte Anzahl neutraler Begleitteilchen).

Die einfache Betrachtung des statistischen Zerfalls eines *Feuerballs* scheint sich jedoch als Leitfaden für eine Abschätzung von Verzweigungsverhältnissen verschiedener Pontecorvo-Reaktionen zu bewähren, auch wenn dadurch keine absoluten Vorhersagen gemacht werden können[9]. Zusätzlich zu den oben genannten wurden in diesen Daten eine Reihe weiterer 2-Körper-Endzustände von $\overline{\mathrm{p}}$d-Annihilationen beobachtet, wie $\Sigma^0(1385)\mathrm{K}^0_\mathrm{S}$, $\Lambda(1405)\mathrm{K}^0_\mathrm{S}$, $\Lambda(1520)\mathrm{K}^0_\mathrm{S}$, n $\mathrm{f}'_2(1525)$, n $\mathrm{f}_J(1710)$, deren Verzweigungsverhältnisse, in einer groben Abschätzung, etwa innerhalb einer Größenordnung übereinstimmen. In den Daten zeichnet sich eindeutig ab, daß Teilchen mit höherem Spin, wie $\Sigma^0(1385)$ oder $\Lambda(1520)$, rein aufgrund des Spinfaktors (2S+1), der das statistische Gewicht der Teilchen mitbestimmt, bevorzugt produziert werden. Diese Tendenz konnte schon für Kanäle mit verschiedenen Mesonen ($\eta$, $\omega$, $\eta'$) im Endzustand beobachtet werden [11]. Hierbei, wie auch in den vorliegenden Daten, ließ sich jedoch gleichzeitig ein Ansteigen des Verzweigungsverhältnisses von Reaktionen mit schweren Teilchen im Endzustand erkennen, was einer Beschreibung des rein statistischen Zerfalls eines *Feuerballs* widerspricht.
Es wäre interessant, durch eine detaillierte Auswertung möglichst vieler 2-Körper-Endzustände, z.B. den oben aufgezählten, die Systematik von Pontecorvo-Reaktionen tiefergreifend zu erforschen.

[8]die Akzeptanz für das $\Sigma^0$ ist geschätzt; aus den 4-Spur-Daten wird dafür ein ähnliches Verhältnis abgeleitet

[9]der Vergleich mit Tabelle 5.1 zeigt, daß die absoluten Verzweigungsverhältnisse der hier untersuchten Reaktionen vom statischen Modell etwa um einen Faktor 3 zu groß vorhergesagt wurden

# Anhang A

# Zeitkonstanten

Die Zusammenhänge zwischen den Zeit- und Frequenzgrössen in Filtern werden hier am Beispiel eines Tiefpasses 1.Ordnung kurz zusammengefasst.

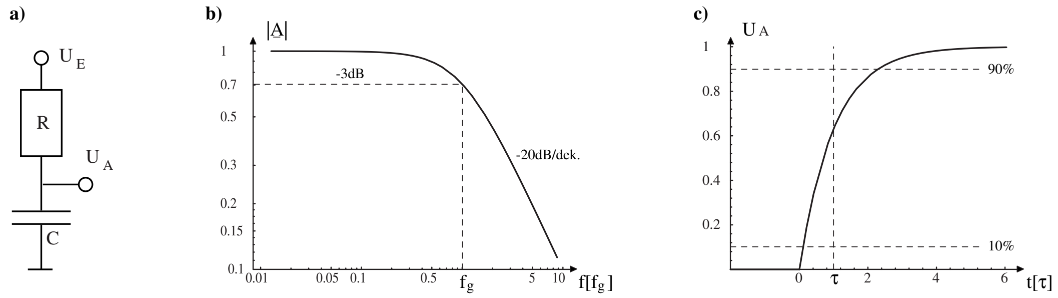


*Abbildung A.1: a) Tiefpass 1.Ordnung, b) Übertragungsfaktor im Frequenzbereich, c) Antwort auf einen Spannungspuls im Zeitbereich*

Die komplexe Spannungsverstärkung $\underline{A}(\underline{s})$, vgl. Abb. A.1 a) ergibt sich aus der Anwendung der komplexen Spannungsteilerformel:

$$\underline{A}(\underline{s}) = \frac{\underline{U}_A(t)}{\underline{U}_E(t)} = \frac{\frac{1}{\underline{s}C}}{R + \frac{1}{\underline{s}C}} = \frac{1}{1 + \underline{s}RC} = \frac{1}{1 + \underline{s}\tau} \tag{A.1}$$

$\underline{U}_A(t)$, $\underline{U}_E(t)$ sind die komplexen Spannungsamplituden am Aus- und Eingang. $\underline{s}$ ist die komplexe Kreisfrequenz $j2\pi f$ und $\tau$ die Zeitkonstante $R \cdot C$. Für die rein reelle Amplitudenverstärkung erhält man:

$$|\underline{A}|(f) = \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau)^2}} \tag{A.2}$$

Die Grenzfrequenz $f_g$ wird als Abfall der Amplitudenverstärkung auf $-3dB$ $(= \sqrt{1/2})$ festgelegt und folgt aus Gl. A.2 zu:

$$f_g = \frac{1}{2\pi\tau} \tag{A.3}$$

Die Anstiegszeit $t_a$ wird als Zeit für einen Übergang der Ausgangsspannung von 10% auf 90% definiert. Mit der Sprungantwort des Tiefpasses $U_A = U_0(1 - e^{\frac{t}{\tau}})$ und Gl. A.3

(vgl. auch Abb. A.1 c) erhält man:

$$t_a = \tau(ln0.9 - ln0.1) \approx 2.2\tau \qquad \text{oder} \qquad t_a \approx \frac{1}{3f_g} \tag{A.4}$$

Diese Beziehungen gelten näherungsweise auch für Tiefpässe höherer Ordnungen was Messungen von Zeitkonstanten an Semigauss-Filtern vereinfacht. Bei Reihenschaltung mehrer Tiefpässe kann oft folgende Formel von Nutzen sein: $t_a \approx \sqrt{\sum_i t_{a_i}^2}$ . Für die Kombination von mehreren Tiefpässen gleicher Zeitkonstante, wie es bei einem Semigauss-Filter der Fall ist, wird jedoch im Kap. 3.7 eine exaktere Formel (Gl. 3.6) hergeleitet.

# Anhang B

# Die Laplacetransformation in der Elektronik

Fourier- und Laplacetransformationen sind eng verwandt. Die Laplacetransformation wird in der Elektronik für eine Zerlegung des zeitlichen Verlaufes einer Spannung in komplexe Frequenzanteile verwendet. Als Besonderheit behandelt die Laplacetransformation Spannungsverläufe für Zeiten $\geq 0$.

Laplacetransformation: $\mathcal{L} : U(t) \rightarrow \underline{A}(\underline{s})$

Rücktransformation: $\mathcal{L}^{-1} : \underline{A}(\underline{s}) \rightarrow U(t)$

Mathematisch kann sie wie folgt berechnet werden [47]:

$$\mathcal{L} : \underline{A}(\underline{s}) = \int_0^\infty e^{-\underline{s}t} U(t) dt \qquad \mathcal{L}^{-1} : U(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{\underline{s}t} \underline{A}(\underline{s}) d\underline{s} \tag{B.1}$$

Die inverserse Transformation liefert aus dem Produkt der Laplacetransformierten eines Stufenpulses ($1/\underline{s}$) mit der Übertragungsfunktion $\underline{H}(\underline{s})$ eines Filters dessen Sprungantwort.
Als einfaches Beispiel erhält man für den Semigaussfilter erster Ordnung[1]:

$$U(t) = \mathcal{L}^{-1}\left(\frac{1}{\underline{s}} \cdot \frac{\tau \underline{s}}{(1 + \tau \underline{s})^2}\right) = \frac{\frac{t}{\tau}}{e^{\frac{t}{\tau}}} \tag{B.2}$$

Die Hin- und Rücktransformationen der Übertragungsfunktionen von $RC$- oder $CR$-Filtern verschiedener Ordnungen sind meistens bekannt und tabelliert. Bei $n$ Filterstufen spricht man auch von $n$ reellen negativen Polen in der Übertragungsfunktion $(1/1 + \underline{s}\tau)^n$, die sich besonders einfach rücktransformieren lassen (vgl. auch [47]).

[1] die Übertragungsfunktion ist hier das Produkt aus einem Tief- und Hochpass gleicher Zeitkonstante, vgl. dazu Anhang A

# Anhang C

# Rauschen eines Serienwiderstandes

Nur in wenigen Arbeiten wird eine Abschätzungen des Rauschens eines Widerstandes in Serie zum Vorverstärker, $ENC_{Rser}$, gegeben. Dies wird hier unter Bezug auf Kap. 3.6.3 und Abb. 3.5 kurz anhand der dort verwendeten Größen nachgeholt.

Der vom Serien-Widerstand erzeugte Rauschstrom beträgt ($\underline{s} = j2\pi f$):

$$\underline{I}_{Rausch}(f) = \frac{\underline{U}_{Rausch}(f)}{\underline{Z}_{Tot}} = \frac{\underline{U}_{Rausch}(f)}{R + \frac{1}{\underline{s}C_T}} \tag{C.1}$$

Mit den üblichen Definition und der Annahme $1/C_T + 1/C_{In} \approx 1/C_T$ erhält man für das Quadrat der spektralen Rauschladung am Vorverstärkereingang:

$$\frac{d(Q^2_{Rser})}{df} = C^2_{In} \cdot |\underline{U}_{In}(f)|^2 = C^2_{In} \cdot |\frac{\underline{I}_{Rausch}(f)}{sC_{In}}|^2 = C^2_T \cdot |\frac{\underline{U}_{Rausch}(f)}{1 + sRC_T}|^2 \tag{C.2}$$

Wenn[1] die Zeitkonstante $RC_T$ für den betrachteten Frequenzbereich klein genug ist, wird $|\frac{1}{1+sRC_T}|$ ungefähr gleich 1. In diesem Fall (vgl. Gl. C.2) erhält man am Verstärkereingang eine spektrale Verteilung für die Rauschladung, wie sie der Widerstand als Spannung erzeugt (weißes Rauschen). Mit der totalen Lastkapazität und der in Kapitel 3.7.4 beschriebenen Integration über den Frequenzbereich ergibt sich die effektive Rauschladung zu:

$$ENC_{Rser} = C_T \cdot \frac{e}{\mathrm{q_e}} \sqrt{\frac{kTR}{2\tau}} = 0.773 \cdot C_T \sqrt{\frac{R}{\tau}} \tag{C.3}$$

Bei Raumtemperatur und Angabe von $\tau_p$ in $\mu$s, $R$ in $\Omega$ und $C_T$ in $pF$ gilt der rechte Term der Formel.

[1] vergleiche Diskussion am Ende von Kap. 3.6.3

# Literaturverzeichnis


[1] J. Cugnon, J. Vandermeulen: Antiproton and antilambda annihilation on several nucleons.
Phys. Rev. C, 39, 1,**1989**, 181.

[2] I. Kondratyuk, M. Sapozhnikov: Pontecorvo reactions of two body antiproton annihilation in deuterium.
Phys. Lett. B, 220, 3,**1989**, 333.

[3] A. Kaidalov: A new approach to Pontecorvo reactions.
Sov. J. Nucl. Phys., 53(5), **1991**, 872.

[4] O. Chamberlain et al.: Observation of antiprotons.
Phys. Rev. 100, **1955**, 947.

[5] G. Feldmann: Antiproton production.
Phys. Rev. 95, **1954**, 1697.

[6] B. Pontecorvo: One-meson and zero-meson annihilation of antinucleons.
Sov. Phys. JETP 3, **1956**, 966.

[7] R. Bizzari: Tree body interaction in $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}$ annihilations at rest.
Lett. al nuovo Cimento 2, **1969**, 431.

[8] G.A. Smith: Proc. of the worhshop on the elem. struct. of matter.
Ed.: Richard J.M., Les Houches, France, Springer **1988**, 197.

[9] J. Riedlberger et al.: Antiproton annihilations at rest in nitrogen and deuterium gas.
Phys. Rev. C 40, **1989**, 2717.

[10] V.G. Ableev et al.: New measurement of the Pontecorvo reaction $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\pi^-\mathrm{p}$ with the Obelix spectrometer.
Nucl. Phys. A 562, 617, **1993**.

[11] C. Amsler et al.: First observation of Pontecorvo reactions with a recoiling neutron.
Z. Phys. A 351, 325, **1995**.

[12] C. Amsler et al.: Antiproton annihilation at rest in liquid deuterium.
Phys. At. Nucl., Vol. 59, No.8, 1415, **1996**.

[13] C. Amsler et al.: First observation of nucleon resonances in antiproton annihilation in liquid deuterium.
Phys. Lett. B 352, **1995**, 187.

[14] A. Bertin et al.: Strangeness production in $\overline{\mathrm{p}}$d Pontecorvo-reactions at rest.
Phys. At. Nucl., Vol. 59, No.8, 1455, **1996**.

[15] E. Aker et al.: The Crystal Barrel spectrometer at *LEAR*.
NIM A 321, **1992**, 69.

[16] U. Gastaldi, R. Klapisch: The *LEAR* project and physics with low energy antiprotons.
CERN-EP/81-06, **1981**.

[17] S. van der Meer: The beam guide, a device for the transport of charged particles.
CERN 62-16, **1962**.
vgl. auch : S. van der Meer: The magnetic horn, a directive device for charged particles and its use in an enhanced neutrino beam: CERN 61-7, **1961**.

[18] S. van der Meer: Stochastic damping of betatron oscillations in the ISR.
CERN, ISR-Po, 72-31, **1972**.

[19] G.I. Budker et al.: Experimental studies of electron cooling.
Part. Acc. 7, 197, **1976**.

[20] R.L. Gluckstern: Uncertainties in track momentum and direction due to multiple scattering and measurement errors.
NIM 24, **1963**, 381.

[21] M. Doser, W. Dünnweber, R. Landua: Proposal for a CB vertex detector.
Cern Doc. **SPSLC** 93-23/M 522, **1993**.

[22] O. Toker et al.: *VIKING*, a CMOS low noise monolitic 128 channel frontend for Si-strip readout.
NIM A 340, **1994**, 572.

[23] J.M. McKenzie: Developement of the semiconductor radiation detector.
NIM 162, **1979**, 49.

[24] G.T. Ewan, The solid ionisation chamber.
NIM 162, **1979**, 75.

[25] J. Straver et al.: One micron spatial resolution with silicon strip detectors.
Cern Doc., **PPE**, 94-26, **1994**.

[26] U. Fano: Ionisation yield of radiation; fluctuaions on the number of ions.
Phys. Rev., 72, 26, **1947**.

[27] L. Landau:
J. Phys. (USSR) 8, 201, **1944**.

[28] F. Pauli: Instrumentation in high energy physics.
World scientific press, Singapore, **1992**.

[29] W.R. Leo: Techniques for nuclear and particle physics experiment.
S. 117,229. Springer Verlag, Berlin, 2.Auflage.

[30] K.H. Lauterjung et al.:
NIM 22, **1963**, 117.

[31] E. Norbeck, R.R. Carlson:
National Academy of Science -NCR, Publ. 1184, **1964**, 42.

[32] W.K. Hofker et al.:
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23, 1 **1966**, 208.

[33] J. Kemmer:
NIM 169 **1980**, 449.

[34] E. Belau, R. Klanner, G. Lutz, P. Weilhammer, J. Kemmer: Charge collection in silicon strip detektors:
NIM 214 **1983**, 253.

[35] P. Weilhammer: Double-sided Si strip sensors for LEP vertex detectors.
NIM A 342, **1994**, 1.

[36] C. Regenfus: Single sided $\mu$-strip detector with backplane readout for fast trigger applications.
NIM A 386, **1997**, 60.

[37] T. Walker: NMOS readout elektronic for strip-detectors.
NIM A 260, **1987**, 124.

[38] W. Butler et al.: CMOS CAMEX low noise monolithic multiplexing readout electronics.
NIM A 262, **1988**.

[39] E. Beuville : CMOS AMPLEX Chip.
NIM **1990**, 157.

[40] E. Nygård et al.: CMOS low noise amplifier for microstrip readout.
NIM A 301, **1991**, 506.

[41] Review of Particle Physics.
Phys. Rev. D, Particles and Fields, **1996** Vol. 54, No. 1.

[42] W.S. Wawilow und K.I. Brizyn: Über die Quantenausbeute der Photoionisation in Silizium.
J. exp.theoret. Physik **34 1958** 1354. (S. 521 für Ge)

[43] Wawilow, W.S. und Brizyn, K.I. : Über die spektrale und Temperaturabhängigkeit der Quantenausbeute in Silizium.
Festkörperphysik, (Fis. twerd. tela) **1**, **1959**, 1629.

[44] Private Kommunikation mit P. Weilhammer.

[45] P.W. Nicholson: Nuclear Electronics.
Verlag J. Wiley & Sons Ltd., London New York Sydney Toronto **1974**.

[46] Semiconductor Databook, Vol. 3, Num. 3, InterFET Corporation, Garland, TX.

[47] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew: Taschenbuch der Mathematik. 23. Auflage (Seite 635)
Verlag Harry Deutsch, Thun; Frankfurt/Main.

[48] Z.Y. Chang, W. Sansen: Noise Optimisation of CMOS Analog Readout Frontends for Microstrip and Pixel Detectors.
Proc. 2nd Int. Workshop on Silicon Pixel Detectors for Particles and X-Rays,**1990**, Belgium.

[49] E. Nygård et al.: CMOS low noise amplifier for microstrip readout. NIM A 301, **1991**, 506.

[50] C. Enz: MOS-Transistor modelling in low current and low voltage analog circuit design and simulation.
Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne, Electronics Laboratory, ELB-Ecublens, CH-1015 Lausanne.

[51] R. Müller, W. Heywang: Rauschen.
Reihe Halbleiter-Elektronik, s. Seite 66 ff. 2. Auflage, Springer-Verlag Berlin usw.

[52] V. Radeka: Low noise techniques in detectors.
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 38, **1988**, 233.

[53] M. Doser, C. Regenfus et al.: The Crystal-Barrel-Si-Vertex-Detector.
eingereicht zu NIM.

[54] E. Schäfer: Pontecorvo-Reaktionen in $\overline{p}$d-Vernichtung in Ruhe.
Dissertation, J. Gutenberg-Universität Mainz, **1993**

[55] T. Regge:
Nuovo Cimento, 14, **1959**, 951.

[56] T. Regge:
Nuovo Cimento, 18, **1960**, 947.

[57] E. Fermi: High energy nuclear events.
Progress of theo. Phys., 5, 4, **1950**, 570.

[58] J. Cugnon, J. Vandermeulen: Possibility of unusual antiproton annihilation on nuclei.
Phys. Lett. B, 146, 1,**1984**, 16.

[59] J. Rafelski:
Phys. Lett. B, 91, **1980**, 281.

[60] J. Rafelski, B. Müller:
Phys. Rev. Lett. 48, **1982**, 1066.

[61] I. Kondratyuk, C. Guaraldo: Pontecorvo reactions of two body annihilations $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}$ and $\overline{\mathrm{p}}\,\mathrm{He}^3$ and multiquarkstates in deuterium and $\mathrm{He}^3$.
Phys. Lett. B, 256, 1, **1991**, 6.

[62] R. Bossingham: Monte-Carlo-Software CBGEANT.
CB-Note 169 **1990**

[63] GEANT 3.21, Detector description and simulation tool.
CERN programm library long write up W 5013 **1994**

[64] A. Abele et al. (Crystal-Barrel-Collaboration): $\mathrm{p}\overline{\mathrm{p}}$ annihilation at rest into $\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\mathrm{K}^\pm\pi^\mp$.
to be published in Phys. Lett. **B**, **1997**.

[65] R. Bizzari et al.: Comparison of the reaction $\mathrm{p}\overline{\mathrm{p}}\rightarrow\mathrm{K}^0\overline{\mathrm{K}^0}$ at rest in hydrogen and deuterium.
Nucl. Phys. B 96, **1974**, 307.

[66] O. Cramer: Protonium-Vernichtung in $\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\mathrm{K}^0_\mathrm{S}$.
Diplomarbeit an der L-M-Universität München, 1993.

[67] S. von Dombrowsky, Proton-antiproton annihilation at rest into $\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\mathrm{K}^0_\mathrm{L}\pi^0$.
Dissertation, Universität Zürich, **1996**.

[68] H. Fesefeldt, GHEISHA, Simulation of hadronic showers, physics and applications.
PITHA (Aachen), 85-02, **1985**.

[69] R. Bizzari et al.: Angular momentum states in $\overline{\mathrm{p}}$-N annihilations at rest in Deuterium.
Nucl. Phys. B 96, **1974**, 298.

[70] S. Ahmad et al.: Physics with antiprotons at *LEAR* in the ACOL Era.
Herausgegeben von U. Gastaldi et al. (Editions Frontières, Gif sur Yvette, **1986**, 353.

## Danksagung

Zuerst möchte ich den Mitgliedern der Crystal-Barrel-Kollaboration und der *LEAR*-Betreibergruppe meinen Dank ausdrücken. Ohne ihre Arbeit, den Aufbau und Betrieb des Detektors und die zuverlässige Bereitstellung von Antiprotonen, wäre diese Arbeit unmöglich gewesen.
Herrn Prof. Dr. Martin Faessler möchte ich für die Chance danken, am CERN zu forschen und arbeiten.
Meinem Doktorvater, Herrn Priv. Doz. Dr. Wolfgang Dünnweber danke ich für seine aufmunternde Gesprächsbereitschaft und konstruktiven Fragen.
Substanzielle Unterstützung zu Beginn dieser Arbeit erhielt ich von meinen Freund Ibne Orhan Toker und der Gruppe von Peter Weilhammer. Ohne sie wäre der schnelle Aufbau des Silizium-Vertex-Detektors in der kurzen Zeit niemals möglich gewesen.
Zuletzt und besonders danke ich Herrn Prof. Dr. Claude Amsler für den Rückhalt und Antrieb, den er mir nach dem Ende meiner Münchner Zeit gegeben hat.

**Curriculum Vitae**

| | |
|---|---|
| Name: | Christian Regenfus |
| Geburtstag: | 30. Dezember 1963 |
| Geburtsort: | Erlangen |
| Staatsangehöhrigkeit: | deutsch |
| Familienstand: | ledig |

Schulausbildung:

| | |
|---|---|
| 1969 - 1973 | Geberleschule, München |
| 1973 - 1983 | Wilhelm-Hausenstein-Gymnasium, München |
| 15. Mai 1983 | Abitur |

Universitätsausbildung:

| | |
|---|---|
| November 1983 | Beginn des Studiums der Physik an der Ludwigs-Maximilians-Universität (LMU) in München. Nebenfächer: Astronomie, Elektronik, medizinische Optik. |
| Sommer 1988 | Austausch mit der Universität La Sapienza in Rom. |
| Sommer 1989 | Sommerschule am CERN. |
| Herbst 1989 | Beginn einer Diplomarbeit am Walter-Meissner-Institut (WMI) für Tieftemperaturphysik in Garching. Thema: *Messungen an Halbleitern zur Entwicklung neuartiger Teilchendetektoren über den Nachweis induzierter Phononen.* |
| Februar 1991 | Diplomprüfung. |
| März 1991 - Mai 93 | Weitere befristete Forschungsarbeiten am WMI mit gleichzeitiger Betreuung von Praktikas an der LMU. Diese Zeit wurde durch einen 18 monatigen Aufenthalt in den USA für eine Photographenausbildung unterbrochen. |
| September 1993 | Abordnung ans CERN im Rahmen des Crystal-Barrel-Experiments der Münchner Gruppe. |
| Januar 1994 | Arbeitsbeginn als wiss. Mitarbeiter der Fakultät für Physik an der LMU mit Gelegenheit zur Promotion. Titel der Doktorarbeit: *Aufbau eines Si-$\mu$-Streifendetektors für einen Trigger auf offene Strangeness und Suche nach den seltenen Pontecorvo-Reaktionen* $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Lambda\mathrm{K}^0$, *bzw.* $\overline{\mathrm{p}}\mathrm{d}\rightarrow\Sigma^0\mathrm{K}^0$. |
| August 1997 | Arbeitsbeginn für die Arbeitsgruppe der Universität Zürich am CERN unter Leitung von Prof. Amsler im Rahmen von CMS und ATHENA. |

Fremdsprachen: Englisch, Italienisch, Spanisch, Französisch.