Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Dirk Meier
aus Düsseldorf
Februar 1995

Aufbau des Wechselwirkungszählers für den Trigger im E781/*SELEX*-Experiment

Die Diplomarbeit wurde von Dirk Meier ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik
Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. Kay C. Königsmann

Aufbau des Wechselwirkungszählers für den Trigger im E781/*SELEX*-Experiment

```
...so the woods are full of
charmed baryons, most of which
no doubt will forever remain
undiscovered [PDG].
```

Inhaltsverzeichnis

0 Vorwort **3**

1 Baryonen im Quarkmodell **4**

2 Das *SELEX* Experiment **8**
2.1 Warum ein Fixed-Target Experiment? . . . 8
2.2 Die physikalischen Themen von *SELEX* . . . 8
2.3 Aufbau des Experiments . . . 10
2.4 Der Trigger . . . 13
2.5 Aufgabenstellung für den Wechselwirkungszähler im Trigger . . . 15

3 Prinzip zur Bestimmung der Ladungsradien von Baryonen **16**
3.1 Wirkungsquerschnitte elastischer Streuung . . . 16
3.2 Rate elastischer Σe-Streuung . . . 20
3.3 Gesamtrate an Kernprozessen im Target . . . 21
3.4 Vergleich der Kernprozesse mit elastischer Streuung . . . 22
3.5 Prinzip zur Bestimmung der Ladungsradien . . . 22

4 Überlegungen zum Bau des Wechselwirkungszählers **24**
4.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie . . . 24
4.1.1 Energieverlust von Teilchen in Materie . . . 24
4.1.2 Der Energieverlust ist landauverteilt . . . 29
4.2 Idee und Simulation zur Unterdrückung der Landaufluktuationen . . . 31
4.3 Vielfachstreuung im Szintillator . . . 33
4.4 Szintillationsprozeß . . . 35
4.5 Lichtleitung im Szintillator und optische Kopplung . . . 38
4.6 Photomultiplier im Wechselwirkungszähler . . . 42

5 Aufbau des Wechselwirkungszählers **47**
5.1 Mechanischer Aufbau . . . 47
5.1.1 Fertigung und Handhabung des optischen Teils . . . 47
5.1.2 Betrachtungen zum mechanischen Design . . . 48
5.2 Elektronik im Wechselwirkungszähler . . . 51
5.2.1 Schaltung zur Durchführung eines Pulshöhenvergleichs . . . 51
5.2.2 Beschreibung des Trigger-Moduls . . . 52
5.2.3 Zeitverhalten des Trigger-Moduls . . . 54
5.2.4 Warum *ECL*? . . . 55

6 Untersuchungen am Durchgangszähler **59**
6.1 Verfahren zur Bestimmung der Detektoreffizienz . . . 59
6.2 Aufbau am Teststrahl . . . 60
6.3 Durchgangszähler im Teststrahl . . . 61
6.4 Messung mit kosmischer Höhenstrahlung an Szintillatoren . . . 63
6.5 Einfluß des Lichtleiters auf die Detektoreffizienz . . . 67

7 Untersuchungen zum Größenvergleich **69**
7.1 Untersuchung des Trigger-Moduls . . . 69
7.1.1 Qualitative Tests am Trigger-Modul . . . 69
7.1.2 Setzen der Diskriminatorschwellen . . . 70
7.1.3 Fehlentscheidungen des Moduls beim Größenvergleich . . . 70

7.1.4 Korrelation zwischen Pulshöhe und Ladungsintegral 70
7.1.5 Bestimmung der Eichkurve zwischen Diskriminatorschwelle und Ladungsintegral 72
7.1.6 Schwankungen der Energie bei konstanter Pulshöhe 74
7.1.7 Untersuchung der Pulshöhenentscheidung 75
7.2 Eichkurve des Diskriminators C207 77
7.3 Optimierung der Energieschwellen 78
7.4 Setzen der optimalen Diskriminatorschwellen 83

8 Der Wechselwirkungszähler im SELEX-Experiment 85
8.1 Einbau in der Targetregion 85
8.2 Halterung in der Targetregion 85

9 Zusammenfasssung 89

A Bezugsquellen 92

B Pulshöhenvergleich in *NIM*-Logik 92

C Frontplatte und Pinbelegung des Trigger-Moduls 93

Verzeichnis der Abbildungen 95

Verzeichnis der Tabellen 95

Literatur 97

0 Vorwort

In der vorliegenden Arbeit wird der Wechselwirkungszähler im Trigger des E781/SELEX Experiments beschrieben.
SELEX ist ein Fixed-Target Hyperonenstrahl Experiment am Fermi National Laboratory. Der Wechselwirkungszähler ist als Bestandteil des dort zu installierenden Charm-Triggers vorgesehen. Neben der Suche nach Charm-Ereignissen sollen in diesem Experiment auch Ladungsradien von Baryonen vermessen werden. Der Wechselwirkungszähler kann dabei hilfreich sein.
Im Wechselwirkungszähler werden Szintillatoren und Photomultiplier eingesetzt. Mit Hilfe von Diskriminatoren kann auf Spurmultiplizitäten von Charm- und elastischen Streuereignissen wenige Zentimeter hinter dem Target getriggert werden. Neben der für SELEX spezifischen Mechanik des Wechselwirkungszählers wird in dieser Arbeit der Aufbau einer Trigger-Logik beschrieben, die einen Pulshöhenvergleich zwischen zwei Photomultipliersignalen durchführen kann und auf die kleinere Signalhöhe triggert. Mit dieser Technik gelingt es, Fehlentscheidungen aufgrund von Landaufluktuationen der im Szintillator deponierten Energie zu reduzieren. Die Reduktion ist nur dann effektiv, wenn die Triggerschwellen für die Multiplizitäten geeignet gesetzt werden. Auf der Grundlage einer Monte-Carlo Simulation wird ein Verfahren vorgestellt und Anhaltspunkte gegeben, mit denen die Schwellen bestimmt werden können.
Der Wechselwirkungszähler konnte in einem Teststrahl am CERN und mit kosmischer Strahlung getestet werden. Dabei wurde das Verhalten der Trigger-Logik untersucht und die Quantenausbeute der Durchgangszähler ermittelt.

1 Baryonen im Quarkmodell

Im SELEX-Experiment werden schwere Baryonen untersucht. Baryonen sind Teilchen mit Struktur. Sie können im Quarkmodell beschrieben werden. Der physikalische Rahmen zur Beschreibung von Elementarteilchen im allgemeinen und von Baryonen im speziellen soll hier vorgestellt werden.

Leptonische Punktteilchen In der Natur beobachtet man Elektronen, Myonen und Taus. Sie zählen zur Gruppe der Leptonen[1]. Elektronen e bilden die Atomhülle der Elemente. Es ist dagegen ungwöhnlich, Myonen μ in der Atomhülle anzutreffen, obgleich dies möglich ist. Vielmehr erscheinen Myonen zum Beispiel als Produkt der kosmischen Höhenstrahlung. Die Myonen stellt man sich als schwere Elektronen vor. Im täglichen Leben findet man kaum Taus τ. Sie können aber in Experimenten erzeugt und beobachtet werden. Die genannten Leptonen besitzen ihre Neutrinopartner ν_e, ν_μ und ν_τ, die ebenfalls zu den Leptonen zählen. Neutrinos werden zum Beispiel in großer Zahl von der Sonne ausgesandt und können auf der Erde beobachtet werden. Leptonische Punktteilchen tragen als Quantenzahlen den halbzahligen magnetischen Spin, ihre ganzzahlige elektrische Ladung und die Leptonenzahl ± 1. Neutrinos sind elektrisch neutral. Die e, τ und μ besitzen Ruhemassen ungleich null, wohingegen die Frage, ob die Neutrinos eine Ruhemasse besitzen, noch ungekärt ist.

Teilchen mit Struktur - Mesonen und Baryonen Neutronen und Protonen bilden den Atomkern und werden daher als Nukleonen bezeichnet. In Streuexperimenten [HOF] zwischen Elektronen und Nukleonen konnte nachgewiesen werden, daß Nukleonen ausgedehnte Ladungsverteilung und darüberhinaus eine innere Struktur besitzen. Viele andere Teilchen, die schon von der Höhenstrahlung bekannt sind, wie Pionen π, Kaonen K, Lambdas Λ, zeigen Struktur. Pionen und Kaonen werden als Mesonen, die mittelschweren Teilchen, bezeichnet. Das Λ und die Teilchen Σ, Ξ und Ω bezeichnet man als Hyperon (Teilchen mit Strangeness), in Abgrenzung zu den Nukleonen. Die Nukleonen und Hyperonen zusammen bilden die Gruppe der Baryonen. Die Klassifizierung ergab sich historisch zunächst nach der Ruhemasse der Teilchen, findet jedoch eine tiefere Bedeutung im weiter unten vorgestellten Quarkmodell. Die Klassifizierung der leptonischen Punktteilchen und Teilchen mit Struktur ist in Tab.1.1 dargestellt.

Punktteilchen	Leptonen	(e^-,ν_e),(μ^-,ν_μ),(τ^-,ν_τ)
ausgedehnte Teilchen	Mesonen	π,K,η,...
	Baryonen	Nukleonen: p,n
		Hyperonen: Λ,Σ,Ξ,Ω,...

Tab. 1.1: Beispiele von leptonischen Punktteilchen und Teilchen mit Struktur.

Die Baryonen und Mesonen werden auch als Hadronen bezeichnet. Dadurch werden sie von den Leptonen abgegrenzt. Die Hadronen werden durch die Quantenzahlen Isospin I, Strangeness S, Charm C, Bottom B und Top T charakterisiert. Außerdem werden Baryonen und Mesonen durch die Baryonenquantenzahl unterschieden. Baryonen tragen Baryonenquantenzahl 1, die Mesonen 0. Baryonen und Mesonen lassen sich durch die Angabe der Quantenzahlen in Multiplets anordnen. So bilden zum Beispiel Neutron und Proton ein Isospin Duplett.

Hadronische Punktteilchen - die Quarks Es wird eine Vielzahl weiterer Mesonen und Baryonen beobachtet. Alle diese Teilchen lassen sich im Quark-Modell (Standardmodell) klassifizieren. Die Quarks werden durch ihre elektrische Ladung, ihr magnetisches Spinmoment,

[1] *Lepton* 'leichtes, schwaches Teilchen'.

die Quantenzahlen Flavor und Color charakterisiert[2]. Quarks tragen drittelzahlige Elementarladung und ihr magnetisches Spinmoment ist halbzahlig. Die Quantenzahl Flavor unterscheidet 6 Quarktypen up, down, strange, charm, bottom und top, die wiederum in drei Familien (d, u), (s, c) und (b, t) unterteilt werden. Quarks tragen nach dem Anfangsbuchstaben ihres Namen die genannten hadronischen Quantenzahlen S, C, B und T deren Werte aus Tab.1.2 hervorgehen. Die Flavor up und down werden analog durch den starken Isospin I unterschieden.

	Quark-Flavor					
Bezeichnung	**u**p	**d**own	**s**trange	**c**harm	**b**ottom	**t**op
el. Ladung	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
Isospin I_3	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
S	0	0	-1	0	0	0
C	0	0	0	1	0	0
B	0	0	0	0	-1	0
T	0	0	0	0	0	1

Tab. 1.2: Die Quarks mit ihren Quantenzahlen S, C, B, T und der starken Isospinkomponente I_3. Die elektrische Ladung Q ist drittelzahlig.

Jedem dieser Quarks wird zusätzlich eine von 3 Color-Quantenzahlen r, g, b zugewiesen. Die genauen Massen der Quarks sind auf $\pm 10\%$ bekannt, sie wachsen vom up-Quark bei ≈ 5 MeV/c^2 bis ≈ 174 GeV/c^2 für das top-Quark. Die Quarks werden als Punktteilchen betrachtet.

Austauschteilchenteilchen - Gluonen, Photonen, $W^{\pm}$ und Z Zwischen den fundamentalen Punktteilchen, den Quarks und Leptonen wirken Kräfte, die durch Austauschteilchen vermittelt werden. Die Austauschteilchen wechselwirken mit den fundamentalen Punktteilchen. Alle bekannten Austauschteilchen tragen ganzzahligen Spin. Die Leptonen können Photonen oder die $W^{\pm}$ und Z Bosonen austauschen. Diese Wechselwirkung wird als elektroschwach bezeichnet und in der Quantenelektrodynamik beschrieben. Die elektroschwache Wechselwirkung kann die elektrische Ladung und im speziellen die schwache Wechselwirkung die hadronischen Quantenzahlen I,S,C,B und T der wechselwirkenden Teilchen ändern. Die Leptonenzahl bleibt dagegen erhalten. Quarks tauschen zusätzlich Gluonen untereinander aus (starke Wechselwirkung). Die Wechselwirkung über Gluonenaustausch wird in der Quantenchromodynamik beschrieben. Sie läßt die hadronischen Quantenzahlen unverändert.

Gluonen und Quarks als Konstituenten strukturierter Teilchen Baryonen und Mesonen werden durch Gluonen und Quarks aufgebaut. Ein Meson stellt man sich als gebundenen Quark-Antiquarkzustand $|q\bar{q}\rangle$ vor. Die bisher bekannten Baryonen werden durch Dreiquarkzustände $|qqq\rangle$ beschrieben. Dabei werden jeweils die Konstituentenquarks angegeben. Die Konstuentenquarks werden so gewählt, daß sich die Quantenzahlen der strukturierten Teilchen aus den Quantenzahlen der Konstituenten ergeben. Bisher wurden keine freien Quarks beobachtet. Vielmehr sind die Quarks im Baryon oder Meson eingeschlossen. Wenn versucht wird, ein Quarkpaar voneinander zu trennen, entstehen aus den bindenden Gluonen neue Quarkpärchen. Dieser Effekt ist einzigartig für die starke Wechselwirkung.

Baryonenresonanzen Die gebundenen Zustände der Konstituentenquarks in Baryonen werden durch Drehimpulsquantenzahlen charakterisiert. Die Drehimpulsquantenzahl setzt sich aus dem Spin der Konstituentenquarks und deren Bahndrehimpulsen zusammen. Ein Baryon befindet

[2]engl.: *flavor* Geschmack, *color* Farbe. Flavor und Color kann man sich wie die elektrische Ladung als eine Eigenschaft der Quarks vorstellen.

sich im Grundzustand, wenn sein Gesamtdrehimpuls gleich der Vektorsumme der Konstituentenquarks ist. Im Grundzustand ist der Gesamtdrehimpuls eines Baryons dann $\frac{1}{2}$. Dann stehen die Spins zweier Konstituentenquarks antiparallel und ergeben null. Für den Fall, daß alle drei Spins parallel stehen, ergibt sich der Gesamtspin $\frac{3}{2}$. Das Baryon ist dann in einem angeregten Zustand. In Abb.1.1 werden die zum Teil bestätigten Baryonenzustände für den Gesamtdrehimpuls $\frac{1}{2}$ und $\frac{3}{2}$ im Multiplet a) beziehungsweise b) dargestellt. Die Position eines Baryons innerhalb einer Ebene im Multiplet wird durch eine Komponente des starken Isospins und der Strangeness S definiert. Baryonen, die allein mit u, d, s-Quarkinhalt beschrieben werden, finden dann in der jeweils untersten Ebene einer Multipletanordnung Platz. Die Teilchen mit zusätzlichem Charm C befinden sich in höheren Ebenen. In der ersten Ebene tragen die Baryonen ein Charm Quark und daher die Charm Quantenzahl 1. In der zweiten entsprechend $C = 2$ u.s.w.. Baryonen mit der Quantenzahl Bottom oder Top sind in dieser Darstellung nicht angegeben.

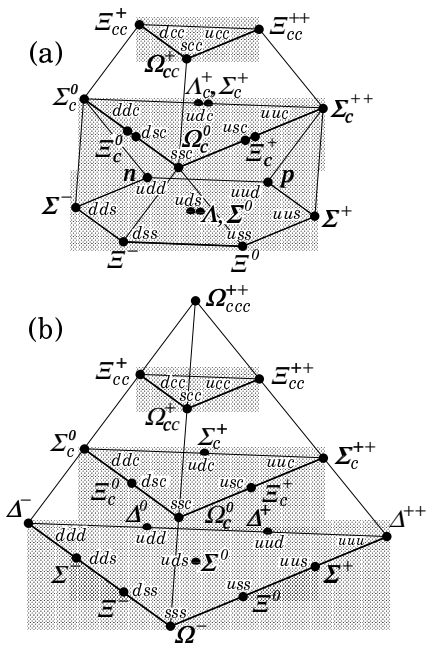


Abb. 1.1: Darstellung von Baryonen im Multiplet. In a) werden die Grundzustände mit Spin $\frac{1}{2}$ in b) die Resonanzen mit Spin $\frac{3}{2}$ dargestellt. Die Quarkinhalte u, d, s und c eines jeden Baryons sind angegeben.

Baryonenzerfälle Das Proton ist stabil. Alle anderen Baryonen zerfallen mit einer für sie charakteristischen mittleren Lebensdauer τ. Es gibt verschiedene Arten von Baryonenzerfällen.

- **Semileptonische Zerfälle** Die hadronische Quantenzahl ändert sich bei der schwachen Wechselwirkung durch die Emission eines W-Bosons. Es ist dann möglich, daß Leptonen und ein weiteres Baryon entstehen. Ein solcher Übergang wird als semileptonischer Zerfall bezeichnet. Der β-Zerfall des Neutron ist ein Beispiel für einen semileptonischen Zerfall.

- **Nicht leptonische Zerfälle** Es ist auch möglich, daß durch die Emission des W-Bosons neue Quarks entstehen. Ein solcher Zerfall heißt nicht leptonisch. Der Zerfall eines Λ_s in ein Neutron und ungeladenes Pion ist ein Beispiel für einen solchen Zerfall.

- **Zerfall einer Resonanz** Eine Resonanz kann sich unter Emission eine Photons oder eines Pions abregen. Ein Beispiel für die pionische Abregung ist der Übergang $\Xi^{*-} \rightarrow \Xi^0\pi^-$.

Die Lebensdauern von Baryonen mit Strange, Charm und Bottom sind in Tab.1.3 aufgeführt. Gezeigt werden Baryonengrundzustände mit charakteristischen Zerfallskanälen. Baryonen mit Charm zeigen charakteristische mittlere Lebensdauern von 10 ps. Baryonen mit Strange leben dagegen um den Faktor 1000 länger. Man erkennt außerdem, daß die Baryonen mit Strange um 1.3 GeV leichter sind als die mit Charm. Wesentlich ist, daß nur wenige der Charm-Baryonen ausreichend untersucht sind. Daraus ergeben sich die Ziele für *SELEX*.

Baryon Name	Quark-inhalt	Status	τ [10^{-13} s]	$c\tau$ [μm]	m [MeV/c^2]	typische Zerfallskanäle
Λ_b^0	udb	***	$10.7^{+1.9}_{-1.6}$	321.0	5641 ± 50	$J/\Psi(1s)\Lambda_s$ $pD^0\pi^-$ $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-\pi-$ $\Lambda_s^0 K^0 2\pi^+ 2\pi^-$
Λ_c^+	udc	****	$1.91^{+0.15}_{-0.12}$	57.3	2284.9 ± 0.6	$\Lambda_s^0 X$ $\Sigma_s^\pm X$
Σ_c^{++}	uuc	****	?	?	2452.7 ± 0.7	$\Lambda_c^+\pi^+$
Σ_c^+	udc	****	?	?	2452.9 ± 3.1	$\Lambda_c^+\pi^0$
Σ_c^0	ddc	****	?	?	2452.5 ± 0.8	$\Lambda_c^+\pi^-$
Ξ_c^+	usc	***	$3.0^{+1.0}_{-0.6}$	89.0	2466.4 ± 2.1	$\Lambda_s^0 K^-\pi^+\pi^+$ $\Sigma_s^+ K^-\pi^+$ $\Sigma_s^0 K^-\pi^+\pi^+$ $\Sigma_s^- \Xi_s^- \pi^+\pi^+$
Ξ_c^0	dsc	***	$0.82^{+0.59}_{-0.30}$	24.6	2472.7 ± 1.7	$\Xi_s^-\pi^+$ $\Xi_s^-\pi^+\pi^+\pi^-$ $pK^-\bar{K}^*(892)^0$
Ω_c^0	ssc	*	?	?	2740 ± 20	$\Xi_s^- K^-\pi^+\pi^+$ $\Omega_s^-\pi^+\pi^+\pi^-$
Λ_s^0	uds	****	2632 ± 20	$78.9 \cdot 10^3$	1115.63 ± 0.05	$p\pi^-$, $n\pi^0$, ...
Σ_s^-	dds	****	1479 ± 11	$44.3 \cdot 10^3$	1197.43 ± 0.06	$n\pi^-$, ...
Σ_s^0	uds	****	$(7.4 \pm 0.7) \cdot 10^{-7}$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	1192.55 ± 0.1	$\Lambda_s^0\gamma$, ...
Σ_s^+	dds	****	799 ± 4	$23.9 \cdot 10^3$	1189.37 ± 0.07	$p\pi^0$, $n\pi^+$ ...
Ξ_s^-	dss	****	1639 ± 15	$49.1 \cdot 10^3$	1321.32 ± 0.13	$\Lambda_s^0\pi^-$, ...
Ξ_s^0	uss	****	2900 ± 90	$86.9 \cdot 10^3$	1314.9 ± 0.6	$\Lambda_s^0\pi^0$, ...
Ω_s^-	sss	****	822 ± 12	$24.6 \cdot 10^3$	1672.43 ± 0.32	$\Lambda_s^0 K^-$, $\Xi_s^0\pi^-$, ...

Tab. 1.3: Massen m, Lebenszeiten τ und charakteristische Zerfallskanäle von Baryonen mit Bottom-, Charm- und Strange-Quarkinhalt. Sie sind in Beobachtungen unterschiedlich abgesichert. Baryonenzustände, die die Kennzeichnung '*' tragen, sind gering, solche mit '****' dagegen gut gesichert [PDG].

2 Das *SELEX* Experiment

SELEX[3]*ist die Bezeichnung für ein Spektrometer, mit dem Charmphysik betrieben werden kann. Das bedeutet, daß im Experiment Baryonen und Mesonen mit Charm-Inhalt erzeugt und ihre Eigenschaften untersucht werden können. Das SELEX-Experiment wird gegenwärtig am FNAL*[4]*aufgebaut. Es ist geplant, im Frühjahr 1996 mit der Datennahme zu beginnen.*
Im folgenden Abschnitt werden wesentliche Ziele von SELEX angegeben. Danach werden die Komponenten des Experiments beschrieben.

2.1 Warum ein Fixed-Target Experiment?

Das *SELEX*-Experiment ist ein Fixed-Target Experiment. Fixed-Target Experimente zeichnen sich im Gegensatz zu Colliderexperimenten durch ein im Laborsystem feststehendes Target[5] aus. Im Collider[6] treffen dagegen die beiden auf Kreisbahnen laufenden Teilchensorten im Wechselwirkungspunkt aufeinander. Im Collider erzielt man erheblich höhere Schwerpunktsenergien als in Fixed-Target Experimenten, wohingegen in Fixed-Target Experimenten die Ausbeute an verwertbaren Wechselwirkungen mit Charm höher ist. Das liegt an den einfacheren Triggerbedingungen für Charm-Ereignisse in Fixed-Target Experimenten. Die Untersuchungen von Charm-Baryonen lassen sich mit hoher Statistik daher nur in einem Fixed-Target Experiment verwirklichen.

2.2 Die physikalischen Themen von *SELEX*

Zerfallskanäle Schwere Baryonen, im speziellen Charm-Baryonen, zerfallen in leichtere Hadronen und zum Teil Leptonen. Der Zerfall in eine bestimmte Kombination von Teilchen wird als Zerfallskanal bezeichnet. Bei *SELEX* sollen mögliche Zerfallskanäle von Charm-Baryonen untersucht werden. Die Impulse der Tochterteilchen werden vermessen. Für sie muß eine Massenhypothese aufgestellt werden. Dann kann auf die Ruhemasse des Baryons geschlossen werden. Von besonderem Interesse sind die bisher in geringer Zahl beobachteten Baryonen Σ_c^{++}, Σ_c^{+}, Σ_c^{0}, Ξ_c^{0} und das schwach bestätigte Ω_c^{0}. Im Experiment hofft man, diese Zustände mit hoher Statistik nachzuweisen.

Verzweigungsverhältnisse In nicht-leptonischen Zerfällen von Baryonen können sich die Quantenzahlen I,S,C ändern. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Übergang reduziert sich um den 'Cabbibo Faktor'[7]. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit wird mit cabbiborotierten Quarkmischzuständen beschrieben. Dadurch wird die Tatsache berücksichtigt, daß gewisse Flavor-ändernde Zerfälle in der Natur bevorzugt und andere unterdrückt stattfinden. Die Zerfallskanäle erscheinen dann mit unterschiedlichen Häufigkeiten. Die Relationen der Wahrscheinlichkeiten zueinander ergeben Verzweigungsverhältnisse. Die Verzweigungsverhältnisse der Kanäle sollen bestimmt werden.

Lebensdauer Die mittlere Lebensdauer von wenigen in Tab.1.3 aufgeführten Charm-Baryonen ist bekannt. Es ist ein Ziel von *SELEX*, die Lebensdauer möglichst vieler Charm-Baryonen im Multiplet zu bestimmen. Die Lebensdauer von Resonanzen kann ebenfalls bestimmt werden. Bei

[3] Abk.: **S**egmented **L**arge $\mathbf{x}_F$ Spectrometer
[4] Abk.: **F**ermi **N**ational **A**ccelerator
[5] engl.: *target* Schießscheibe, Ziel
[6] engl.: *to collide* zusammenstoßen
[7] Zum Beispiel enthält die Wahrscheinlichkeitsamplitude des Übergangs vom Quark $d \to u$ den Faktor $\cos^2 \Theta_C$ und der Übergang $s \to u$ den Faktor $\sin^2 \Theta_C$ mit dem Cabbibowinkel Θ_C.

ihnen ist häufig nicht bekannt, ob sie radiativ oder unter π^0 Emission zerfallen.

Produktionsmechanismus Die Charm-Baryonen werden im Experiment erzeugt. Dazu werden Σ_s^- ,p oder π^- mit einer Energie von 650GeV/c auf ein Target geschossen. Man stellt fest, daß Charm- oder auch Bottom-Baryonen produziert werden und das Target verlassen. Der Produktionsvorgang kann durch das Auftreten von Gluon-Bremsstrahlung erklärt werden. Wie bereits erwähnt, bilden die Gluonen sogleich Quark-Antiquarkpaare, wobei auch Charm-Quarks entstehen. Es ist dann möglich, daß Charm-Baryonen entstehen. Der Produktionsmechanismus ist allerdings nicht genau verstanden. Es ist daher Ziel von SELEX, den Produktionsmechanismus von Charm-Baryonen zu studieren und insbesondere die korrelierte Produktion von $c\bar{c}$-Paaren in Abhängigkeit von x_F zu untersuchen.
x_F bezeichnet die Feynmanvariable. Im Schwerpunktsystem (CM) der Zerfallsprodukte kann ein einzelnes masseloses Teilchen den maximalen Impuls $\sqrt{s}/2$ davontragen, wobei s die Schwerpunktsenergie aller Teilchen ist. Der Impuls $\vec{p}$ eines Teilchen im Schwerpunktsystem aller Teilchen hat den longitudinalen Anteil $p_\parallel = \vec{p} \cdot \vec{e}_z$ in Strahlrichtung $\vec{e}_z$. Die Größe, die den longitudinalen Impuls in Einheiten des maximalen Impulses angibt ist die Feynmanvariable [NAC]:

$$x_F = \left.\frac{2p_\parallel}{\sqrt{s}}\right|_{CM} \tag{2.1}$$

Man konnte bisher die bevorzugte Produktion solcher Baryonenzustände beobachten, die mit den Strahlteilchen möglichst viele Konstituentenquarks gemeinsam haben. Man stellte fest, daß die Zahlenverhältnisse verschiedener produzierter Baryonen zueinander von x_F abhängen. Dabei stellt sich die Frage, ob dafür ein physikalischer Grund vorliegt, oder ob unzureichende Detektorakzeptanz über den Bereich von x_F=0 bis $x_\mathrm{F} \rightarrow 1$ verantwortlich ist. Dazu wird der Produktionswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von x_F gemessen. Die Feynmanvariable taucht im Namen von *SELEX* '**Se**gmented **L**arge $\mathbf{x}_\mathrm{F}$ Spectrometer' auf. Durch diese Bezeichnung wird auf die geplante Spektrometerakzeptanz für $x_\mathrm{F} = 0$ bis eins hingewiesen.

Der Produktionsmechanismus hängt sowohl von den Strahlteilchen als auch der Atommasse der Elemente im Target ab. Daher soll die Produktion in Abhängigkeit von der Atommasse und den Strahlteilchen untersucht werden. Dazu werden fünf verschiedene Targetschichten verwendet, die sich in Abständen von genau 10 mm im Strahl befinden.

mögliche Strahlteilchen				auf das Target aus den Elementen					Produktions-wirkungquerschnitt				
Σ_s^-	p	n	π^-	^{184}W	^{108}Ag	^{64}Cu	^{28}Si	^{12}C	?	?	?	?	?

Tab. 2.1: Strahlteilchen und Targetmaterialien. Die Produktionsquerschitte sind unbekannt.

In Tab.2.1 werden die bei *SELEX* möglichen Strahlteilchen und die verwendeten Targetschichten gezeigt. Die genauen Produktionsquerschnitte und der Mechanismus, der die Abhängigkeit von x_F beschreiben, sind gegenwärtig unbekannt.

Exotische Mehr-Quark Zustände Man vermutet exotische Mehr-Quark Zustände. Sie würden nicht in die bestehenden Baryonen- oder Mesonenmultiplets passen, wären jedoch keine verbotenen Zustände. In Theorien werden mögliche Mehr-Quarkzustände beschrieben, von denen im Experiment insbesondere nach dem exotischen Dimeson $U^\pm \rightarrow \Lambda^0 \bar{p} \pi^+ \pi^\pm$ [MAT] und dem Pentaquark $|uud\bar{c}s\rangle$ oder $|udd\bar{c}s\rangle$ [H708] gesucht werden soll. Für beide existieren modellabhängige Voraussagen über Wirkungsquerschnitte und Zerfallskanäle.

Baryonen mit Bottom Baryonen mit Bottom-Inhalt sind in geringer Zahl zu erwarten. Davon

können einige Zerfallskanäle untersucht werden. Es gibt allerdings andere Experimente, die diese Zerfälle mit höherer Statistik durchführen können (z.B. am LHC[8]).

Primakoffproduktion Die Wechselwirkung geladener Teilchen im Coulombfeld der Targetkerne kann zur Produktion von Mesonen führen [H671]. Diese Erscheinung wird Primakoff-Effekt genannt. In der Theorie wird die Wechselwirkung durch einen Ein-Photonenaustausch beschrieben. Die Primakoffproduktion von Mesonen und deren Eigenschaften sollen studiert werden. Dabei ist es notwendig, einen speziellen Trigger aufzubauen, um Primakoffereignisse zu selektieren.

Ladungradien von Baryonen Man konnte die mittleren quadratischen Ladungsradien von Protonen, Neutronen, Pionen und Kaonen in Experimenten bestimmen [POV]. Sie ergeben sich über die Messung der elektromagnetischen Formfaktoren bei elastischer Streuung. Zur Bestimmung der Ladungsradien von Protonen und Neutronen wurden Elektronen im Laborsystem auf ein Target geschossen [HOF]. Um die Ladungsradien von π und K zu bestimmen, 'kehrte man Kinematik' um: Man streute beide Teilchen an Hüllenelektronen im Target [AME]. Bei *SELEX* können die mittleren quadratischen Ladungsradien von Σ_s^- und eventuell Ω_s^-, Ξ_s^- auf letztere Art bestimmt werden [H574]. Der Ladungsradius kann Aufschluß über die Ladungsverteilung zwischen den Konstituentenquarks geben. Außerdem hängt der Ladungsradius mit den Massen der Konstituentenquarks zusammen.

Die wichtigsten Ziele von *SELEX* wurden benannt. Es bleibt zu klären, wie und mit welchem experimentellen Aufbau diese Ziele erreicht werden können.

2.3 Aufbau des Experiments

Das SELEX-Experiment ist im Prinzip ein Spektrometer. In einem Spektrometer werden Impulse und, bei bekannter Ruhemasse, die Geschwindigkeiten von Teilchen bestimmt. Die Energie von Photonen und Neutronen wird in Kalorimetern gemessen. Sind Impuls und Energie der Zerfallsprodukte bekannt kann auf die Ruhemasse des Mutterteilchens geschlossen werden. Welche Detektoren diese Aufgabe durchführeren, wird nun beschrieben [H599]. Insbesondere wird auf den Trigger und den Wechselwirkungszähler eingegangen.

Abb.2.1 zeigt eine Übersicht über das Spektrometer mit den Detektoren.

Teilchenstrahl Dem Tevatron Beschleuniger des *FNAL* wird ein Protonen-Teilchenstrahl entnommen. Das Tevatron ist ein Ringbeschleuniger mit einen Umfang von 6.28 km. Er liefert Protonen mit Impulsen bis zu 800 GeV/c, die einmal in der Minute für ein Zeitintervall von 20 Sekunden extrahiert werden können. In einem ersten Target, das noch nicht zum eigentlichen Experiment zählt, werden Hadronen erzeugt. π^- und Σ_s^- werden mit Hilfe von Dipolmagneten und einem Impuls von 650 GeV/c herausgefiltert. Nach Austritt aus dem Strahlkanal müssen die π^- und Σ_s^- noch 3.75 m bis zum Produktionstarget zurücklegen. Auf diesem Weg weitet sich der Strahl auf ungefähr 8.9 mm in horizontaler und 14.1 mm in vertikaler Richtung am Ort des Produktionstargets auf. Die Strahlintensität ist im Zentrum maximal und fällt innerhalb eines Winkelintervalls von ± 1 mrad auf Null ab. Um einen Teilchenfluß von maximal $2 \cdot 10^6$/s auf das Produktionstarget zu richten, werden $1.6 \cdot 10^{10}$ Protonen/s vom Beschleuniger für die Zeit von einem Spill[9] benötigt. Am Produktionstarget erwartet man sowohl für Σ_s^- als auch für π^- Teilchenraten von 10^6/s. Das Verhältnis beider Teilchensorten zueinander läßt sich in Abhängigkeit vom Impuls wählen.

Target Charm-Baryonen werden im Target produziert. Es ist aus fünf 1 mm dicken Schichten

[8] Abk.: *LHC* **L**arge **H**adron **C**ollider
[9] engl.: *to spill* ausschütten

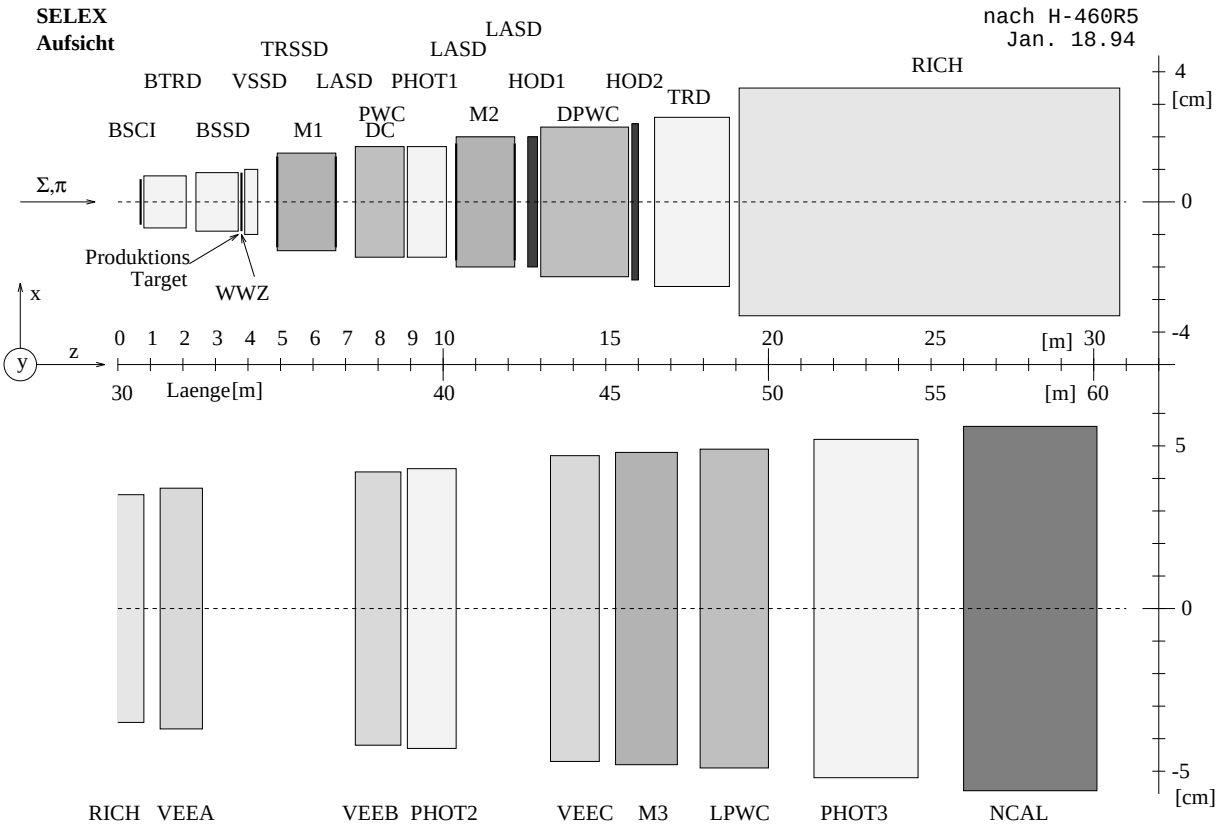


Abb. 2.1: Aufsicht auf das *SELEX* Experiment: Die einzelnen Detektorkomponenten sind eingezeichnet und mit den im Experiment gängigen Bezeichnungen versehen [H460]. Der Aufbau hat in Strahlrichtung eine Länge von ungefähr 60 m. Nicht gezeigt ist die leichte Krümmung des Strahls aufgrund der Ablenkung in den Magneten. Die eingezeichnete Ausdehnung eines jeden Detektors in x-Richtung gibt die horizontale Strahlaufweitung an dieser Stelle an. Die Ausdehnung in z-Richtung gibt den tatsächlich vorgesehenen Raum für den jeweiligen Detektor an.

im Abstand 10 mm aufgebaut. Die Schichten bestehen aus den Elementen Wolfram, Silber, Kupfer, Silzium und Kohlenstoff. Die gesamte Wechselwirkungslänge des Targets wird 5% betragen. Zum einen ist man bestrebt, die Wechselwirkungslänge zu erhöhen, um mehr Wechselwirkungen mit Material zu erzielen, zum anderen darf das Material nicht zu dick sein, weil dann die Zahl sekundärer Wechselwirkungen im Target zunimmt. Um den Zerfallsvertex zu rekonstruieren, muß der Zerfall außerhalb einer Targetschicht stattfinden. Die Verteilung auf fünf gut separierte Schichten ermöglicht also eine genauere Spurrekonstruktion. Nach Tab.1.3 liegen die zu erwartenden mittleren Lebenszeiten τ von Charm-Baryonen bei $2 \cdot 10^{-13}$ s. Im Laborsystem erhält man daher die Lebensdauer $t = \gamma\tau \approx 0.05$ ns, wobei ein charakteristischer Dilatationsfaktor $\gamma = E/(mc^2) \approx 150$ angenommen wird. Es ergibt sich dann eine mittlere Flugstrecke für Charm-Baryonen in der Größenordnung von ≈ 1 cm.

Siliziumstreifendetektoren Der Produktionsort im Target wird als primärer Vertex bezeichnet. Den Zerfallspunkt des Charm-Baryons bezeichnet man als sekundären Vertex. Primärer und sekundärer Vertex werden mit zwanzig Ebenen einseitiger Siliziumstreifendetektoren VSSD rekonstruiert. Das leicht n dotierte Siliziumsubstrat dieser Detektoren hat eine Fläche von 5×5 cm^2 und eine Dicke von 300 μm. Die Fläche ist einseitig entlang von 256 parallelen Streifen im Ab-

stand von 25 μm mit einem Akzeptor Element p^+ dotiert. Einseitige Siliziumdetektoren sind auf ihrer Rückseite verstärkt n dotiert und dünn mit Aluminium bedampft. Der Durchflug eines geladenen Teilchens bewirkt die Bildung von Elektron-Loch Paaren im Substrat. Bei angelegter Spannung zwischen Streifen und Al-Beschichtung fließt ein Strom. Jeder zweite Streifen wird von einem SVX-Chip[10] ausgelesen [VOR]. Ein einzelner Kanal dieses ICs[11] besteht aus einer Folge von Operationsverstärkern, Kapazitäten und Schalttransistoren. In dieser Schaltung wird eine Ladungsintegration durchgeführt. Die integrierten Werte eines jeden Kanals werden über ADCs[12] ausgelesen. Es ist dann möglich festzustellen, ob ein Teilchen den Detektor kreuzte und auch wieviel Ladung einen Streifen erreichten. Die Auswertung der analogen Ladungsinformation kann die Auflösung verbessern [ZIZ]. Die Auflösung der VSSD bei Auswertung der Analoginformation liegt bei ≈ 5 μm [MTW]. Um den Ort zu rekonstruieren, werden die Detektoren um die Strahlachse mit einem Winkel gegeneinander verdreht installiert.
Vor dem Target werden acht den Strahl definierende Silizium Streifendetektoren BSSD installiert. Sie werden benötigt, um die Strahlteilchenposition zu detektieren. Sie arbeiten nach dem gleichen Prinzip wie die VSSD.
Am Eingang des Magneten M1 befinden sich vier Siliziumvertexdetektoren in einer Fläche. Sie bilden einen Mosaicdetektor TRSSD. Am Ausgang von M1 und an beiden Seiten von M2 werden in mehreren Ebenen ebenfalls Vertexdetektoren LASD installiert. Zum Teil werden dort doppelseitige Detektoren verwendet. Bei ihnen ist die Rückseite senkrecht zur Vorderseite in Streifen mit einem Donator dotiert [MAS]. Sie unterstützen die Ortsbestimmung für Teilchen mit hohen Impulsen in Strahlnähe.

Pixel-Detektoren Bemerkenswert ist der geplante Einsatz zweier Pixel-Detektoren PIXL auf Siliziumbasis unmittelbar hinter dem Target: Ein Feld von 256×256 sensitiven Zellen von je 30 μm^2 Fläche. Jede Zelle ist frei adressierbar und meldet im Falle eines Treffers ihre Information an die auslesende Elektronik. Diese Information kann zur Offline Analyse[13] des Sekundärvertex eingesetzt werden. Die Pixel-Struktur stellt hohe Anforderungen an die Geschwindigkeit der Ausleseelektronik.

Wechselwirkungszähler Zwischen den Pixel-Detektoren und den VSSD wird der Wechselwirkungszähler installiert (siehe Abschnitt 2.5 und zur Installation Abschnitt 8.1). Er besteht aus zwei hintereinander angeordneten Szintillatoren. Seine Aufgabe ist es, den Durchflug geladener Teilchen zu signalisieren. In Abhängigkeit von der Anzahl geladener Teilchen, die die Szintillatoren kreuzen wird entschieden, ob das Ereignis akzeptiert wird oder verworfen werden muß.

Spektrometermagnete Der erste Spektrometermagnet M1 befindet sich in 1.08 m Entfernung vom Target. Geladene Teilchen werden in ihnen auf einer Länge von 1.83 m im 1.35 T starken Magnetfeld abgelenkt. Im Laborsystem erhalten sie einen horizontalen Transversalimpuls von $|\vec{p}_t| = 0.68$ GeV/c. Im Magneten M2, mit 1.54 T in gleicher Richtung, erhalten sie einen Transversalimpuls von $|\vec{p}_t| = 0.85$ GeV/c. Das Magnetfeld von M3 hat nahezu die gleiche Stärke. Aus der Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld und dem Durchstoßpunkt im Detektor hinter den Magneten wird der Impuls der Teilchen ermittelt.

Proportionaldrahtkammern und Driftkammern Hinter dem Spektrometermagneten M1 befinden sich Proportionaldrahtkammern PWC und Driftkammern DC. Sie dienen zur Spurrekonstruktion. Wenige Zentimeter in Strahlnähe ist die Teilchenrate zu hoch für diese Kammern. Daher werden in dieser Region die erwähnten LASD eingesetzt. Drei Driftkammern VEE sind im Abstand von je vier Metern hintereinander vor dem dritten Magneten aufgebaut. In dieser Region zerfallen die Λ_s^0 in p oder n und π. Die Spuren der Zerfallsprodukte werden in VEEA bis

[10] Abk.: *SVX* **S**ilicon **V**ertex
[11] Abk.: *IC* **I**ntegrated **C**ircuit
[12] Abk.: *ADC* **A**nalog **D**igital **C**onverter
[13] engl.: *offline* hier 'nicht in Echtzeit'

VEEC nachgewiesen. Wenn sie den Magneten M3 durchqueren ist es möglich ihren Impuls mit der Proportionalkammer hinter dem Magneten zu bestimmen.

Photonenkalorimeter Auf halbem Weg zwischen den ersten beiden Spektrometermagneten wird eines von insgesamt drei Photonenkalorimetern aufgebaut. Sie bestehen aus Bleiglas, welches einen hohen Wirkungsquerschnitt für elektromagnetische Strahlung besitzt. Mit den Photonenkalorimetern ist es möglich, die Energie von γ-Quanten aus radiativen Zerfällen oder π^0-Zerstrahlung zu messen.

Čerenkovdetektoren Zur Teilchenidentifikation werden Übergangsstrahlungszähler BTRD, TRD und ein Ringabbildender Čerenkovdetektor RICH genutzt.
Im BTRD wird festgestellt, ob das durchfliegende Strahlteilchen ein π^- oder ein Σ_s^- ist. Im TRD, kurz vor dem RICH, werden Elektronen aus semileptonischen Zerfällen identifiziert. Ein Übergangsstrahlungszähler besteht aus vielen dünnen Kunststoffschichten, zwischen denen sich Xenon Gas befindet. Ein geladenes Teilchen, das die Schichten durchfliegt, polarisiert seine Umgebung. Beim Übergang von der Kunststoffschicht in das Gas wechselt die Polarisation. Bei diesem Umordungsprozess werden Teile der Felder als Übergangsstrahlung 'abgeschüttelt' [JDJ]. Die pro Grenzfläche emittierte Photonenenergie ist dem Lorentzfaktor $\gamma = E/(mc^2)$ des geladenen Teilchens mit der Energie E und Masse m proportional. Bei unterschiedlichem γ von π und Σ ist daher die emittierte Übergangsstrahlung verschieden. Sie kann das Xenon ionisieren. In Drahtkammern wird die Ionisation detektiert. Zwischen zwei Teilchensorten wird dadurch unterschieden, daß beide eine unterschiedliche Zahl an Ladungsträgern im Gas erzeugen. Der Unterschied kann im Energiespektrum beobachtet werden. Zwischen den Spektren wird eine Diskriminatorschwelle gesetzt, sodaß schnell auf den Teilchendurchflug getriggert werden kann.

Im RICH können π, K und p identifiziert werden und im Impulsbereich von 40 GeV/c bis 480 GeV/c unterschieden werden. Bei *SELEX* hat der RICH zylindrische Form mit einem Durchmesser von 2.6 m und einer Länge von 10.8 m. Sein Inneres ist mit Neon gefüllt. Teilchen treten in der unteren Hälfte der Stirnseite in den RICH ein und erzeugen im Innern entlang ihrer Bahn Čerenkovlicht. Das Čerenkovlicht wird in Strahlrichtung unter dem Čerenkovwinkel emittiert. Der Kosinus dieses Winkels ist umgekehrt proportional zur Geschwindigkeit des Teilchens. Das Licht fällt auf gekrümmte Spiegel am Zylinderende und wird zur oberen Hälfte der Stirnseite zurückreflektiert. Dort befindet sich ein Feld mit 2848 Photomultipliern. Die Photonen erscheinen auf dem Feld als Punkte, die zu einem Ring gehören. Der Ringdurchmesser zeigt den Čerenkovwinkel an. Der Ringmittelpunkt kann aus dem Durchstoßpunkt des Teilchens in den RICH bestimmt werden. Dann werden Teilchenhypothesen mit einem hypothetischen Ringdurchmesser aufgestellt. Die Hypothese, die die höchste Übereinstimmung mit den gemessenen Punkten auf dem Ring hat, wird akzeptiert.

Neutronenkalorimeter Am Ende des Aufbaus steht das Neutronenkalorimeter NCAL. Es besteht aus wechselnden Schichten Blei und Szintillatormaterial, die zellenförmig angeordnet sind. Darin kann die Energie von Neutronen bestimmt werden. Schwere Teilchen sind an dieser Stelle bereits zerfallen und geladene in den Magneten abgelenkt. Das NCAL ist notwendig, um die verbleibenden Neutronen aus den Zerfällen von Strange-Baryonen nachzuweisen.

2.4 Der Trigger

Im Experiment werden nur solche Ereignisse aufgezeichnet, die nach den physikalischen Themen (Abschnitt 2.2) von Interesse sind. Die Entscheidung, ob ein Ereignis aufgezeichnet werden soll oder nicht wird im Trigger getroffen. Bei SELEX besteht der Trigger[14]*aus vier Stufen [H643],[H676]. Sie werden im folgenden beschrieben.*

[14] engl.: *trigger* Auslöser, (Gewehr-)Abzug

'Nullte' Triggerstufe Im Experiment muß festgestellt werden, wann Strahlereignisse eintreffen und eine Wechselwirkung im Target vorliegt. Zu diesem Zweck befinden sich in der Targetregion, vor dem BTRD, Plastikszintillatoren im Strahl. Sie signalisieren den Durchgang eines Strahlteilchens Σ_s^- oder π^-. Ihre Information wird mit dem Spillsignal des Tevatron und Pulsgeneratoren verknüpft. Die Pulsersignale erzeugen 'künstliche Ereignisse' und werden zur Kalibration benötigt. Mit Hilfe des Wechselwirkungszählers hinter dem Target wird eine Wechselwirkung im Target detektiert. Bei einer Wechselwirkungslänge des Targets von 5% und einer Strahlintensität von $2 \cdot 10^6$/s verbleiben maximal $100 \cdot 10^3$ physikalische Ereignisse, die diese Stufe passieren.

Hadronische Wechselwirkungen produzieren im Mittel 15 Teilchenspuren innerhalb eines in Strahlrichtung geöffneten Winkels von 150mrad. Nicht-Charm Ereignisse besitzen weniger als fünf Spuren hinter dem Magneten M2 und in nur 10% erscheinen mehr als drei positiv geladene Spuren. Diese Informationen werden genutzt, um die beiden folgenden Stufen des Hardware-Triggers 1 und 2 zu realisieren. Dadurch kann die Ereignisflut aller Wechselwirkungen im Target um den Faktor 8 bis 10 reduziert werden.

Erste Triggerstufe Die Signale des BTRD, der Hodoskope HOD1 und HOD2 und der 'nullten Stufe' werden in PLUs und MLUs[15] zusammengeführt. Die Hodoskope befinden sich hinter den Magneten M1 und M2. Sie bestehen aus vertikalen Szintillatorstreifen. Die Aufgabe der ersten Triggerstufe ist es, die folgenden Ereignisse anzuzeigen und zwischen ihnen zu differenzieren:

- **Charm-Ereignisse** Ein Charm-Ereignis wird durch drei geladene Spuren hinter dem Target im Wechselwirkungszähler und in den Hodoskopen definiert.

- **Primakoff-Ereignisse** Ein negatives Teilchen im Wechselwirkungszähler und in den Hodoskopen definiert ein Primakoff-Ereignis.

- **Ereignisse aus elastischer Streuung** Zur Messung der Ladungsradien wird auf zwei negative Teilchen im Wechselwirkungszähler und in den Hodoskopen getriggert.

Ereignisse mit M geladenen Spuren werden als Multiplizität M bezeichnet. Die Multiplizitätsentscheidung wird von den Hodoskopen und dem Wechselwirkungszähler der Stufe null getroffen. Insofern ist die Grenze zwischen der nullten und ersten Stufe fließend.

Zweite Triggerstufe Die Triggersignale der ersten Stufe werden mit den Signalen der VEE-Detektoren, Photonenkalorimetern und des TRD verknüpft und bilden die zweite Entscheidungsstufe im Trigger. In dieser Stufe werden über den TRD Bedingungen an die Zerfallsart und und über die VEE Impulsbedingungen an Zerfallsprodukte gestellt.

Dritte Triggerstufe - Software-Trigger Der Zerfallsort eines Charm-Baryons wenige Zentimeter hinter dem Target, wird in einer Spurrekonstruktion der Zerfallsprodukte ermittelt. In der Triggerstufe wird die Spurrekonstruktion online[16] durchgeführt und fließt sofort in die Triggerentscheidung ein. Die Spuren werden dabei von den PWC und DC durch den Magneten M1 und die VSSD hindurch bis zum sekundären Vertex rekonstruiert. Der sekundäre Vertex soll innerhalb einer transversalen Unsicherheit von 30 μm liegen. Mit Hilfe dieses Filters wird die Zahl der Ereignisse um den Faktor 40 reduziert. Die Verwendung eines Software-Triggers ist eine Neuerung gegenüber bisherigen Fixed-Target Experimenten.

[15] Abk.: *PLU* **P**rogrammable **L**ogic **U**nit und *MLU* **M**emory **L**ook up **U**nit
[16] engl.: *online* in Echtzeit

2.5 Aufgabenstellung für den Wechselwirkungszähler im Trigger

Der Wechselwirkungszähler hat zwei Aufgaben. Zum einen soll er dem Experiment mitteilen, wann ein Charm-Ereignis vorliegt. Zum anderen soll er Ereignisse anzeigen, in denen ein Strahlteilchen an einem Hüllenelektron gestreut wird, und beide das Target verlassen. Solche Ereignisse haben die Multiplizität zwei.
In jedem Fall ist es wichtig, Ereignisse der Multiplizität eins auszusondern. Sie erscheinen dann, wenn überhaupt keine Wechselwirkung im Target stattfindet. Nach den Überlegungen aus Abschnitt 3.4 können Spuren der Multiplizität eins in 80% aller Strahlereignisse erwartet werden. Es wird sich zeigen, daß sie einen starken Untergrund besonders für elastische Streuereignisse bilden.

Daher ergibt sich die folgende Aufgabendefinition für den Wechselwirkungszähler:

1. Triggern auf Charm-Ereignisse der Multiplizitäten $M \geq 3$
2. Triggern auf elastische Baryon-Elektron Streuung der Multiplizität $M = 2$

Im Abschnitt 4.1.1 wird beschrieben, daß geladene Teilchen, wenn sie Szintillatormaterial durchqueren, darin Energie deponieren. In 4.4 wird dann gezeigt, daß sich Plastikszintillatoren anbieten, um die in ihnen deponierte Energie zu detektieren. Ein Ereignis der Multiplizität M deponiert im Szintillator den M-fachen Energiebetrag eines einzelnen Teilchens. Es müssen daher Energieschwellen E_i gesetzt werden, um auf die Multiplizität M_i zu triggern. Nach der Messung die in Abschnitt 7.1.5 ausgewertet wird, kann man vermuten, daß die deponierte Energie der Signalamplitude des Photomultipliers proportional ist. Daher werden Diskriminatoren eingesetzt, die die Signale der Photomultiplier nach Pulshöhen diskriminieren. Die Diskriminatorschwellen werden geeignet gewählt, so daß auf die Pulshöhe der Multiplizität $M \geq 3$ und $M = 2$ getriggert werden kann. Der Bestimmung geeigneter Diskriminatorschwellen ist der Abschnitt 7.3 gewidmet.

3 Prinzip zur Bestimmung der Ladungsradien von Baryonen

Unter den Zielen von SELEX wurde die Bestimmung von Ladungsradien genannt. Der Aufbau des Wechselwirkungszählers wird unter anderem durch die Messung der Ladungradien von Baryonen motiviert. Die Messung der Ladungsradiien kann mit der höchsten Statistik an Σ_s^- Baryonen vorgenommen werden, da sie in großer Zahl als Strahlteilchen zur Verfügung stehen. Die Messung kann mit Hilfe von elastischer Streuung der Baryonen an den Hüllenelektronen im Target durchgeführt werden. Daher wird im folgenden beschrieben, wie der Wirkungsquerschnitt elastischer Streuung beschrieben werden kann, und wie er mit den Ladungsradien zusammenhängt. Es wird die Teilchenrate elastischer Streuereignisse abgeschätzt und in Beziehung zur Rate hadronischer Wechselwirkungen im Target gesetzt. Aus der geringen Rate elastischer Streuereignisse ergibt sich dann die Notwendigkeit, diese mit möglichst hoher Effizienz zu selektieren. Dabei kann der Wechselwirkungszähler hilfreich sein.

3.1 Wirkungsquerschnitte elastischer Streuung

Wenn zwei Teilchen $i = 1, 2$ mit Impulsen $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ und Spins s_i aufeinander geschossen werden, kann Streuung beider Teilchen aneinander stattfinden. Die Viererimpulse werden auf beide Partner neu verteilt und die gestreuten Teilchen i' erscheinen mit den Impulsen $p_i' = (E_i', \vec{p}_i{}')$ und Spins s_i'.

Es muß zwischen elastischer und inelastischer Streuung unterschieden werden. Bei elastischer Streuung wird keine Energie zur Anregung innerer Freiheitsgrade der Streuteilchen aufgewendet. Hier soll allein elastische Streuung elektrisch geladener Teilchen betrachtet werden.

Der Streuvorgang stellt sich anschaulich im Feynmandiagramm Abb.3.1 dar. Es zeigt einlaufende und auslaufende Teilchen mit ihren Austauschteilchen in einer Raum-Zeit Ebene. In erster Näherung wird der Austausch eines einzelnen Photons betrachtet, dessen Impulsquadrat $q^2 \equiv t = (p_i' - p_i)^2$ ist. Ziel ist es nun einen Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit der Streuung in Abhängigkeit der ein- und auslaufenden Viererimpulse von Teilchen 1 und 2 anzugeben.

Die 'Bewegung' der Wellenfunktion Ψ eines punktförmigen Fermions mit Impuls p und Masse m im elektromagnetischen Feld A wird durch die Dirac-Gleichung beschrieben.

$$(\not{p} - ie\not{A} - m)\,\Psi = 0 \tag{3.1}$$

Das Vektorpotential A in minimaler Impulskopplung kann als Störung des freien Teilchens aufgefaßt werden. Es repräsentiert das Photonenfeld des Streuteilchens. Die Dirac-Gleichung besitzt die formale Lösung[17]:

$$\Psi(x) = \Psi_{-\infty}(x) + e\int d^4y G(x-y)\,\not{A}(y)\,\Psi(y) \tag{3.2}$$

Unter dem Integral steht der Dirac-Propagator G, die Fouriertransformierte der inversen homogenen Dirac-Gleichung[18].

Die Bewegung des vermittelnden Photons wird durch eine Wellengleichung in Lorentzeichung beschrieben, deren Lösung für die Fouriertransformierte ($\sim$) angegeben ist. Sie enthält als Störterm den Wahrscheinlichkeitsstrom $j_{(2)}$ von Teilchen 2.

$$\Box A = j_{(2)} \quad \Leftrightarrow \quad \tilde{A} = -\frac{1}{q^2}\tilde{j}_{(2)} \tag{3.3}$$

[17] Eine allgemeine Lösung wird in [KÄL] beschrieben; zur anschaulichen Deutung [BJD]

[18] Die Lage des komplexen Integrationsweges führt auf die retardierte (Teilchen) oder avancierte (Antiteilchen) Lösung der Dirac Gleichung.

Das Problem reduziert sich auf die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, mit der eine Streuung von Teilchen 1 im Photonenfeld stattfinden kann. Die Wahrscheinlichkeit ist nach Interpretation der Quantenmechanik das Quadrat der Amplitude S für den Übergang vom Zustand Ψ in einen Endzustand Ψ_{end}.

$$S = -i \int d^4x \bar{\Psi}_{\text{end}} \not{A} \Psi \tag{3.4}$$

Für Ψ_{end} kann hier die auslaufende ebene Welle von Teilchen 1 und für Ψ die Lösung 3.2 der Dirac-Gleichung eingesetzt werden. Wenn man Selbstwechselwirkungen ausschließen möchte, so beschränkt man sich auf den ersten Term, die Wellenfunktion $\Psi_{-\infty}$ lange vor der Streuung. Damit sind alle Größen zur Berechnung von 3.4 gegeben.
Die Integration über alle Raum-Zeit Punkte x kann ausgeführt werden und es verbleibt der Ausdruck:

$$S = -i\,(2\pi)^4\,\delta^4\,(p_1' + p_2' - p_1 - p_2)\,N_1' N_2' N_1 N_2 \cdot G \tag{3.5}$$

G bezeichnet die invariante Amplitude, welche die Wahrscheinlichkeitsströme von Teilchen 1, dem Photon und Teilchen 2 vereinigt. Sie hängt noch von den Spins s_i,s_i' ab, was als Index vermerkt wird. Die physikalischen Zusammenhänge sind in der invarianten Amplitude verborgen! Für die Wechselwirkung zwischen zwei Fermionen hat die invariante Amplitude die Form

$$G_{s',s} = e\bar{u}\,(p_1', s_1')\,\gamma_\mu u\,(p_1, s_1)\left(\frac{-g^{\mu\nu}}{q^2}\right) e\bar{v}\,(p_2', s_2')\,\Gamma_\nu v\,(p_2, s_2) \tag{3.6}$$

Darin erkennt man in der Mitte den Photonenpropagator, sowie links und rechts die Wahrscheinlichkeitsströme der Fermionen. Der rechte Strom ist bereits für die Verallgemeinerung auf ein ausgedehntes Fermion vorbereitet. Für den Fall, daß allein eine Punktstreuung nach Abb. 3.1 beschrieben werden soll, verbleibt $\Gamma_\nu = \gamma_\nu$. In 3.6 werden die γ und Γ Matrizen mit dem metrischen Tensor g kontrahiert. Die δ-Funktion in der Wahrscheinlichkeitsamplitude S beschreibt die Viererimpulserhaltung. Die Faktoren N sind Normierungen der Wellenfunktionen.

Im Experiment läßt sich die Häufigkeit eines Streuereignisses in Abhängigkeit vom Winkel messen. Diese Größe heißt Wirkungsquerschnitt σ. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ ist die Wahrscheinlichkeit, mit der Teilchen 1 gestreut wird bezogen auf den Fluß f einlaufender Teilchen 1 und 2 pro Raumvolumen V, versehen mit den skalierten Phasenraumvolumina $\frac{V\,d^3p_i'}{(2\pi)^3\,2E_i'}$ für die Endzustände. Der differentielle Wirkungsquerschnitt schreibt sich in der kompakten Form [AUH]:

$$d\sigma = \frac{|G|^2}{4f} d\mathrm{Lips}\,(\mathrm{s}, \mathrm{p}_1', \mathrm{p}_2') \tag{3.7}$$

Wobei das Lorentz Invariante Phasenraum Element dLips gegeben ist durch:

$$d\mathrm{Lips}\,(\mathrm{s}, \mathrm{p}_1', \mathrm{p}_2') = \int \frac{1}{(4\pi)^2} \delta^4\,(p_1' + p_2' - p_1 - p_2)\,\frac{d^3p_1'}{E_1'}\frac{d^3p_2'}{E_2'} \tag{3.8}$$

mit der Schwerpunktsenergie s

$$s = (p_1 + p_2)^2 \tag{3.9}$$

und dem Fluß f einlaufender Teilchen

$$\begin{aligned} 4f^2 &= 4\,(p_1 \cdot p_2)^2 - 4m_1^2 m_2^2 \\ &= (s - m_1^2 - m_2^2)^2 - 4m_1^2 m_2^2. \end{aligned} \tag{3.10}$$

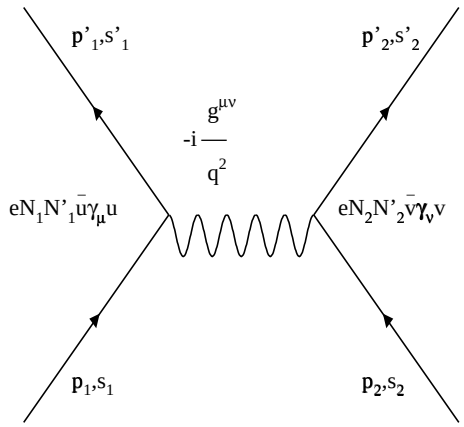


Abb. 3.1: Streuung zweier *punkförmiger* Fermionen 1,2 im Feynman-Diagramm. Es wird ein Photon mit Impuls q ausgetauscht. Die Streuteilchen besitzen Impulse p_i und Spins s_i. Ihre Wahrscheinlichkeitsströme für den Übergang sind am Vertex vermerkt.

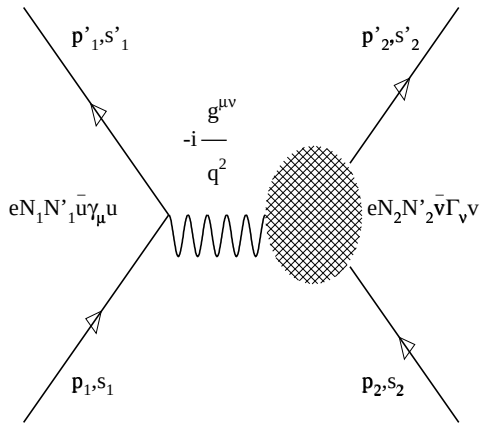


Abb. 3.2: Streuung eines punkförmigen Fermions an einem *ausgedehnten* Fermion. Die Streuung wird wie in Abb.3.1 durch einen Ein-Photonen-Austausch beschrieben. Die Art der Ankopplung am rechten Vertex ist nicht bekannt und wird durch eine Blase gekennzeichnet.

Es ist nützlich, die Schwerpunktsenergie zusätzlich mit der Energie $E_2^{(\text{in } 1)}$ von Teilchen 2 im Bezugssystem von Teilchen 1 anzugeben:

$$s = m_1^2 + m_2^2 + 2E_2^{(\text{in } 1)} m_1 \tag{3.11}$$

In der Regel wird über die Spinzustände der ein- und auslaufenden Teilchen gemittelt. Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt 3.7 zu erhalten, muß daher noch über die Spinindizes summiert werden.

Mottscher Wirkungsquerschnitt In einer ersten Berechnung des Wirkungsquerschnitts kann das Vektorpotential des Photonenfeldes als statisches Coulombpotential $A = \left(\frac{-Ze}{4\pi|\vec{x}|}, \vec{0}\right)$ einer Punktladung angenommen werden. Diese Aussage bedeutet, daß der Rückstoß von Teilchen 2 vernachlässigt wird, was legitim ist, wenn $m_2 \gg m_1$ ist. Mit diesen Einschränkungen ergibt sich der als Mottscher Wirkungsquerschnitt bekannte Ausdruck [KÄL]:

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\text{Mott}} = \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\left(1 + \frac{m_2^2 t + 4m_1^2 m_2^2}{4f^2}\right) \tag{3.12}$$

Der Mottwirkungsquerschnitt enthält die Massen in asymmetrischer Weise. Das ist aufgrund der Voraussetzung einleuchtend. Es sei bemerkt, daß die elektromagnetische Feinstrukturkonstante α quadratisch auftaucht. Zum einen signalisiert sie, daß es sich um eine Photonkopplung handelt, zum anderen, daß nur ein Photon in der Beschreibung berücksichtig wurde.

Wirkungsquerschnitt zweier Punktteilchen Bei hohen Impulsüberträgen oder Massen

m_1, m_2 von gleicher Größenordnung darf der Rückstoß von Teilchen 1 nicht mehr vernachlässigt werden. Daher wird der Wirkungsquerschnitt erneut ermittelt, mit der Forderung, beide Teilchen in gleicher Weise zu berücksichtgen. In lorentz-invarianter Form erscheint dieser Wirkungsquerschnitt wie der Mott-Wirkungsquerschnitt:

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\text{Punkt an Punkt}} = \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\left(1 + \frac{st + 4m_1^2 m_2^2}{4f^2} + \frac{t^2}{8f^2}\right) \tag{3.13}$$

Er ist allerdings um einen Rückstoßterm ergänzt. Außerdem beachte man, daß m_2^2 durch s ersetzt wurde!

Es zeigte sich, daß Streuung punktförmiger Fermionen an Spin-$\frac{1}{2}$ Baryonen nicht durch den Mott-Wirkungsquerschnitt beschrieben werden kann, obwohl deren Rückstoß bei kleinen Impulsüberträgen durchaus vernachlässigbar ist [HOF]. Man nimmt daher an, daß Baryonen keine Punktteilchen sind. Die Annahme eines einfachen Punktvertex ist dann ungeeignet. Die Unkenntnis über den Vertex und die Ankopplung des Photons an dieser Stelle wird im Feynmandiagramm Abb.3.2 durch eine Blase gekennzeichnet.

Dem streuenden Teilchen soll nun eine Ladungsdichte ϱ zugewiesen werden. Sie modelliert die ausgedehnte Form des Baryons. Um den Einfluß der Ladungsdichte auf den Wirkungsquerschnitt zu erkennen, wird zunächst erneut davon ausgegangen, daß das Streuzentrum, das Baryon, keinen Rückstoß erfährt. Es kann daher eine statische Ladungsverteilung angesetzt werden. Die Ladungsverteilung erzeugt ein elektrisches Feld A:

$$\left(A^0, \vec{A}\right) = \left(-\frac{e}{4\pi}\int d^3x' \frac{\varrho\left(\vec{x}'\right)}{\left|\vec{x} - \vec{x}'\right|}, \vec{0}\right) \quad \text{mit} \quad \varrho = -\frac{1}{e}\triangle A^0 \tag{3.14}$$

Einsetzen in 3.4 ergibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Erweiterung zum Mottschen Wirkungsquerschnitt:

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\text{Mott mit Form}} = \left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\text{Mott}} \cdot \left|F\left(\vec{q}\right)\right|^2 \tag{3.15}$$

Die einzige Ergänzung ist das Betragsquadrat einer als Ladungsformfaktor bezeichneten Größe, die allein vom Raum-Impuls-Übertrag $\vec{q}$ abhängt. Der Ladungsformfaktor ist die Fouriertransformierte der Ladungsverteilung im Baryon:

$$F\left(\vec{q}\right) = \int d^3x \; \varrho\left(\vec{x}\right) e^{-\vec{q}\cdot\vec{x}} \tag{3.16}$$

Daher gibt die Messung von F Hinweise auf die Ladungsverteilung im Baryon.

Mit diesem Wissen läßt sich für kugelsymmetrische Baryonen der mittlere quadratische Ladungsradius $\langle r^2 \rangle$ bestimmen. Er ist gegeben als der Erwartungswert von r^2 bezüglich der Ladungsverteilung ϱ im Raum:

$$\langle r^2 \rangle = 4\pi \int_0^\infty r^2 \cdot \varrho r^2 dr \tag{3.17}$$

Für kleine Werte $\vec{q}\cdot\vec{x}$ darf F als eine endliche Summe geschrieben werden. Der mittlere quadratische Ladungsradius erscheint bei kugelsymmetrischer Ladungsverteilung dann als Summand in der Reihenentwicklung von F:

$$F\left(\vec{q}\right) = 1 - \frac{1}{6}\vec{q}^2 \langle r^2 \rangle + \mathcal{O}\left(\vec{q}^4\right) \tag{3.18}$$

Wird F über $\vec{q}^2$ graphisch dargestellt, so erhält man den mittleren quadratischen Ladungsradius als Steigung bei kleinen $\vec{q}^2$.

Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt Bei vergleichbaren Massen darf der Rückstoß des Baryons nicht mehr vernachlässigt werden. Die Ausdehnung des Baryons soll weiterhin berücksichtigt werden. Die Annahme einer statischen Ladungsverteilung wird dann falsch. Mit einem allgemeinen kovarianten Ansatz für den Wahrscheinlichkeitsstrom des Baryons wie er in 3.6 bereits angedeutet ist, werden die Formfaktoren F_1 und F_2 in Γ_ν eingeführt. Es ergibt sich der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt in der vom Bezugssystem unabhängigen Darstellung [KÄL][19]:

$$\begin{aligned} \left.\frac{d\sigma}{dt}\right|_{\text{Rosenbluth}} &= \frac{4\pi\alpha^2}{t^2}\left[\left(1+\frac{st+4m_1^2m_2^2}{4f^2}\right)A+\frac{t^2}{8f^2}B\right] \\ A &= F_1^2-\frac{t}{4m_2^2}\mu^2F_2^2 \\ B &= \left(F_1+\mu F_2\right)^2 \end{aligned} \tag{3.19}$$

Darin setzen sich A und B aus den Formfaktoren F_1 und F_2 zusammen. Man beachte wiederum die bestechende Ähnlichkeit zwischen dem Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt und der Punkt an Punkt Streuung. In Analogie der Schritte vom einfachen Mottwirkungsquerschnitt zu dem mit Formfaktor, tauchen im Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt ebenfalls Formfaktoren auf, die allein die Kinematik ergänzen. Beide Formfaktoren hängen bei elastischer Streuung nur von t ab. Der Faktor μ zeigt an, daß es einen störenden Einfluß durch Gluonen bei der Kopplung der magnetischen Momente gibt.

3.2 Rate elastischer Σe-Streuung

Ein elastisches Streuereignis gibt sich durch zwei geladene Spuren, dem aus dem Target fliegenden Baryon und dem Elektron zu erkennen. Es stellt sich die Frage, wie viele elastische Streuereignisse $\dot{N}_{\text{el}}(\Sigma\text{e})$ pro Zeit von Σ_s^- an Elektronen im Target zu erwarten sind. Unter der Annahme, daß die streuenden Elektronen im Target als freies Gas beschrieben werden können, ergibt sich die Rate elastischer Ereignisse $\dot{N}_{\text{el}}(\Sigma\text{e})$ als Produkt aus der Anzahl der Streuzentren pro Fläche entlang der Bahn des Σ_s^-, dem totalen Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung $\sigma_{\text{el}}(\Sigma\text{e})$ und der Teilchenrate des Strahls $\dot{N}(\Sigma) \approx 10^6$ /s für Σ_s^- Teilchen zu

$$\dot{N}_{\text{el}}(\Sigma\ \text{e}) = \sigma_{\text{el}}(\Sigma\text{e})\, Z \cdot \frac{N_{\text{A}}\varrho_{\text{M}}d}{A} \cdot \dot{N}(\Sigma)\,. \tag{3.20}$$

Darin bezeichnen ϱ_{M} die Massendichte des Targets und d dessen Dicke. N_{A} ist die Avogadro Konstante, Z die Ordnungszahl und A die atomare Masse in g /mol.

Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(\Sigma\text{e})$ wird durch Integration des differentiellen Rosenbluth-Wirkungsquerschnitts 3.19 gewonnen. Die Integrationsgrenzen werden durch den minimal meßbaren Impulsübertrag t_{min} und den kinematisch maximal möglichen Impulsübertrag t_{max} gegeben. Der minimale Impulsübertrag ergibt sich über den minimalen Impuls $\vec{p}_{\text{min}} \approx 15$ GeV/c [RUS1], den ein Teilchen haben muß, um hinter dem Magneten M1 detektiert zu werden. Daher ergibt sich für das Elektron mit Masse m_1 der minimale Impulsübertrag auf ein Elektron

[19] In dem Buch von Källén wird der Wirkungsquerschnitt für $m_1 = 0$ angegeben. Der verallgemeinernde Schritt zur hier gezeigten Form ist ableitbar.

$t_{\min} = -\left(|\vec{p}_{\min}|c - m_1c^2\right)^2 - \vec{p}_{\min}^{\,2} = 0.015$ GeV/c. Für den maximal möglichen Impulsübertrag gilt:

$$t_{\max} = \frac{4f^2}{s} \tag{3.21}$$

Mit dem Impuls der Strahlteilchen von ungefähr 650 GeV/c ergibt sich die quadratische Schwerpunktsenergie $s = 2.103$ GeV^2 und $f = 0.332$ GeV$^2/c^2$. Dabei wurden die Massen für $m_2 = \text{Masse}(\Sigma_s^-) = 1197.45$ MeV/c^2 und die Elektronenmasse m_2 in 3.9 und 3.10 eingesetzt. Nach 3.21 kann daher ein maximaler Impuls von $t_{\max} = 0.210$ GeV$^2/c^2$ übertragen werden.

Für eine Abschätzung des Wirkungsquerschnitts wird $\mu = 0$ angenommen. Das hat den Vorteil, daß der magnetische Formfaktor F_2 in der Rosenbluthformel verschwindet. Für die Abschätzung von F_1 wird auf den bekannten Wert des Protonenladungsradius $\langle r^2\rangle = 7.4$ mb zurückgegriffen [BOR]. Für Σ_s^- sollte der mittlere quadratische Radius allerdings kleiner sein, da es schwerer ist. Diese Tatsache wird hier vernachlässigt. Die Integration von 3.19 führt auf einen Ausdruck für den totalen Wirkungsquerschnitt elastischer Baryon Elektronstreuung:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{el}}(\Sigma\,\text{e}) &= 4\pi\alpha^2\Big[\frac{1}{t_{\min}} - \frac{1}{t_{\max}} - \left(\frac{1}{t_{\max}} - \frac{\langle r^2\rangle}{3}\right)\ln\frac{t_{\max}}{t_{\min}} \\ &\quad + (t_{\max} - t_{\min})\left(\frac{1}{8f^2} - \frac{\langle r^2\rangle}{3t_{\max}}\right) - \frac{\langle r^2\rangle}{48f^2}\left(t_{\max}^2 - t_{\max}^2\right)\Big]\end{aligned} \tag{3.22}$$

Dabei wurde $1 + m_1^2m_2^2f^{-2} \approx 1$ verwendet, da die Elektronenmasse vergleichsweise klein ist. Einsetzen[20] liefert die Abschätzung[21]

$$\sigma_{\text{el}}(\Sigma\,\text{e}) \approx 13.5\ \mu\text{b}.$$

Nach 3.20 wird daraus die Rate elastischer Σ e-Streuung berechnet und mit der Gesamtrate hadronischer Wechselwirkungen verglichen.

3.3 Gesamtrate an Kernprozessen im Target

Die Strahlteilchen sind Hadronen und können daher stark mit den Nukleonen im Target wechselwirken. Eine Abschätzung soll zeigen, wieviele Strahlteilchen $\dot{N}_{\text{tot}}(\Sigma\,\text{Kern})$ insgesamt im Target stark wechselwirken. Die Rate ergibt sich analog zu 3.20:

$$\dot{N}_{\text{tot}}(\Sigma\,\text{Kern}) = \sigma_{\text{tot}}(\Sigma\,\text{Kern})\cdot\frac{N_{\text{A}}\varrho_{\text{M}}d}{A}\cdot\dot{N}(\Sigma) \tag{3.23}$$

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}(\Sigma\,\text{Nukleon})$ zwischen Σ_s^- und Nukleon wird von dem zwischen Proton und Nukleon abgeleitet. Dabei berücksichtigt man, daß das Σ_s^- ein Strange Quark enthält, indem der bekannte Wirkungsquerschnitt von Protonen mit Nukleonen mit dem Faktor 3/4 multipliziert wird. Dieser Wert ergibt sich aus einem Vergleich der $\text{K}_s p$ und πp Streuung [KOP]. Nun kann der Wirkungsquerschnitt zwischen Σ_s^- und Kern angegeben werden:

$$\sigma_{\text{tot}}(\Sigma\,\text{Kern}) \sim \frac{3}{4}\sigma_{\text{tot}}(p\,\text{Nukleon})\,A \tag{3.24}$$

[20] man beachte, daß $t_{\max}^{-1}$, $t_{\min}^{-1}$ und f^{-1} in 3.22 die Dimension einer Fläche besitzen. Multiplikation dieser Größen mit $\hbar^2 = 0.389$ GeVc^{-2}mb erlaubt, ihre Werte in der Dimension GeV/c^2 einzusetzen. Dann erhält man den Wirkungsquerschnitt in mb.

[21] mit einem minimalen Teilchenimpuls $\vec{p}_{\min} \approx 30$GeV/$c$ ergibt sich $t_{\min} = 0.03$GeV$^2/c^2$. Dann hat der Wirkungsquerschnitt den Wert $\sigma_{\text{el}}(\Sigma\text{e}) = 5.2\mu b$. Man sieht daran, daß der Wirkungsquerschnitt sensitiv auf die minimal notwendigen Elektronenimpuls ist.

Target Element	Dichte ϱ_{M} [gcm^{-3}]	$\dot{N}_{\mathrm{el}}$ (Σ e) elastisch [s^{-1}]	$\dot{N}_{\mathrm{tot}}$ (Σ Kern) gesamt [s^{-1}]	$\dot{N}_{\mathrm{tot}}$ (π^- Kern) gesamt [s^{-1}]
$^{184}\mathrm{W}_{74}$	19.3	6.2	$35 \cdot 10^3$	$31.4 \cdot 10^3$
$^{108}\mathrm{Ag}_{47}$	10.5	3.6	$19 \cdot 10^3$	$17.1 \cdot 10^3$
$^{64}\mathrm{Cu}_{29}$	8.93	3.2	$16 \cdot 10^3$	$14.5 \cdot 10^3$
$^{28}\mathrm{Si}_{14}$	2.34	0.9	$4 \cdot 10^3$	$3.8 \cdot 10^3$
$^{12}\mathrm{C}_{6}$	2.22	0.9	$4 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^3$
$\sum_{\mathrm{Targets}}$		14.8	$78 \cdot 10^3$	$70 \cdot 10^3$

Tab. 3.1: Wechselwirkungsraten für elastische $\Sigma_s^- \mathrm{e}^-$ Streuung und Kernwechselwirkung der Strahlteilchen Σ_s^- und π^- mit dem Target.

A ist in dieser Beziehung die dimensionslose Nukleonenzahl. Für σ_{tot} (p Nukleon) wird der totale Wirkungsquerschnitt aus [PDG] zu 40 mb abgelesen.

Der Strahl besteht zur Hälfte auch aus π^-. Sie wechselwirken ebenfalls stark mit dem Target. Ihre Wechselwirkungsrate ergibt sich zu:

$$\dot{N}_{\mathrm{tot}}\,(\pi^- \text{ Kern}) = \sigma_{\mathrm{tot}}\,(\pi^- \text{ Nukleon})\, A \cdot \frac{N_{\mathrm{A}} \varrho_{\mathrm{M}} d}{A} \cdot \dot{N}\,(\pi^-) \tag{3.25}$$

3.4 Vergleich der Kernprozesse mit elastischer Streuung

Mit den gegebenen Wirkungsquerschnitten ergeben sich die Streuraten in Abhängigkeit der fünf Targetmaterialien. Die Resultate sind in Tab.3.1 angegeben. Darin kann man ablesen, daß die Kernwechselwirkung von Strahlteilchen mit dem Target insgesamt eine Wahrscheinlichkeit von 16% hat. Dagegen liegt die Wahrscheinlichkeit für eine prinzipiell nachweisbare elastische Σ_s^- e$^-$ Streuung bei $1.5 \cdot 10^{-3}$ %. Die Wahrscheinlichkeit für elastische Ω_s^- und Ξ_s^- Streuung an den Elektronen ist noch viel geringer [FUN].

3.5 Prinzip zur Bestimmung der Ladungsradien

Die elektromagetischen Ladungsradien $\langle r_{\mathrm{E}}^2 \rangle$ und $\langle r_{\mathrm{M}}^2 \rangle$ für den 'elektrostatischen' und den 'magnetischen' Beitrag lassen sich über die Formfaktoren F_1 und F_2 bei kleinen Impulsüberträgen t bestimmen. Vergleicht man den Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt mit dem der Punkt an Punkt Streuung 3.13 und bildet den Quotienten, ergibt sich:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Rosenbluth}}}{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{Punkt\ an\ Punkt}}} = A(t) \tag{3.26}$$

Dabei wird verwendet, daß $\mathcal{O}\,(t^2/(8f^2)) = 10^{-3}$ und daher in der Rosenbluthformel drei Größenordnungen unter dem Term mit A liegt. Die Radien $\langle r_{\mathrm{E}}^2 \rangle$ und $\langle r_{\mathrm{M}}^2 \rangle$ sind in F_1 und F_2 enthalten, so wie es in 3.16 beschrieben wurde. Sie werden für kleine t aus einem Fit an die Funktion $A\,(t)$ bestimmt. Allerdings kann man nicht Werte t unterhalb t_{min} erreichen. Hier wird deutlich, daß man bei der Messung der Ladungsradien an einem möglichst niedrigen t_{min} interessiert ist.

Folgende Punkte sollen am Ende dieses Abschnitts festgehalten werden:

- Ladungsradien können über die Messung der Formfaktoren ermittelt werden.

- Die Formfaktoren von Baryonen können durch elastische Streuung an Hüllenelektronen gemessen werden.
- Die Rate elastischer Streuereignisse liegt bei *SELEX* in der Größenordnung von 14 Ereignissen pro Sekunde im Vergleich zu $140 \cdot 10^3$/s hadronischen Wechselwirkungen des Strahls mit dem Target und $2 \cdot 10^6$/s Strahlereignissen überhaupt.

Als Konsequenz aus der geringen Anzahl elastischer Streuereignisse wird geschlossen, daß ein geeignetes Verfahren gefunden werden muß, um sie sie möglichst effizient zu selektieren.

4 Überlegungen zum Bau des Wechselwirkungszählers

Im Abschnitt 2.4 wurde beschrieben, daß sich der Wechselwirkungszähler zwischen Target und Vertexdetektoren befindet. Hier werden zum Aufbau notwendige Informationen gegeben.

4.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Wie bereits erwähnt, werden im Wechselwirkungszähler Szintillatoren verwendet. In einem Szintillator werden geladene Teilchen über ihre elektromagnetische Wechselwirkung und die dabei im Material deponierte Energie nachgewiesen. Es ist daher notwendig, die theoretische Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung von Teilchen mit Materie, insbesondere ihre Energieverluste darin, zu beleuchten.

4.1.1 Energieverlust von Teilchen in Materie

Energieverlust schwerer Teilchen Teilchen der Ladung z und Masse M, die mit der Geschwindigkeit v in Materie eindringen, verlieren durch Stöße mit Hüllenelektronen Energie. Entlang einer infinitesimalen Wegstrecke dx verliert ein einzelnes Teilchen im Mittel die Energie $-d\bar{E}_{\text{verl}}$, welche durch die Bethe-Bloch Beziehung gegeben ist [PDG]:

$$-d\bar{E}_{\text{verl}} = k\varrho\frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}dx\left(\ln\left(\frac{2mc^2\eta^2T_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - K\right) \tag{4.1}$$

Diese Beziehung gilt allerdings nicht für Elektronen (siehe 4.10).
Die Geschwindigkeit v erscheint in den Größen β, γ, η, die definiert sind:

$$\beta = \frac{v}{c} \;\; ; \;\; \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \;\; ; \;\; \eta = \beta\gamma$$

Die Konstante k ist gegeben durch

$$k = 2\pi N_{\text{A}} r^2 mc^2 = 0.1535 \text{ MeVcm}^2\text{mol}^{-1}$$

mit den Größen

$$\begin{aligned} r &= 2.817\cdot 10^{-13} \text{ cm} \;\; ; \text{Klassischer Elektronenradius} \\ m &= 0.511 \text{ MeV}/c^2 \;\; ; \text{Elektronenmasse} \\ N_{\text{A}} &= 6.022\cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1} \;\; ; \text{Avogadro Zahl} \end{aligned}$$

Das Material ist gekennzeichnet durch die folgenden Parameter:

I	Ionisationspotential
Z	Ordnungszahl des Elements im Material
A	Atomgewicht in g mol^{-1}
ϱ	Dichte des Materials g cm^{-3}

Die Größe K enthält Korrekturen: In der Regel berücksichtigt man den Dichteeffekt des Materials mit einer Konstante δ und die Bewegung der Hüllenelektronen mit einer Schalenkorrektur C derart daß:

$$K = \delta + 2\frac{C}{Z} \tag{4.2}$$

Die Konstante C korrigiert die bei genauer Betrachtung falsche Annahme, daß sich die Hüllenelektronen in Ruhe befinden.

Entlang der Teilchenspur wird das Material polarisiert. Diese Polarisation führt zur Abschirmung der Teilchenladung. Es wird daher eine geringere Ladung in der Wechselwirkung mit dem Material wirksam. Da die Polarisation von der Materialdichte abhängt, wird δ die Dichtekorrektur genannt. Nach Sternheimer in [FAN] gilt mit $X = \log \eta$ und den Konstanten X_0 und X_1 aus Tab.4.1:

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0, \\ 4.606X + C + a\,(X_1 - X)^m & X_0 \leq X \leq X_1, \\ 4.606X + C & X > X_1 \end{cases} \tag{4.3}$$

Die maximale kinetische Energie $T_{\max}$ in 4.1, welche bei einem Stoß auf ein Hüllenelektron übertragen werden kann, ist gegben durch:

$$T_{\max} = \frac{2mc^2\eta^2}{1 + 2\gamma m/M + (m/M)^2} \equiv \frac{2m\left((T + mc^2)^2 - M^2c^4\right)}{2mT + (m + M)^2\,c^2} \tag{4.4}$$

Im Zähler erscheint das Quadrat des Teilchenimpulses, der hier mit Hilfe der kinetischen Energie T des einfliegenden Teilchens ausgedrückt wird. Für Σ_s^- mit Impulsen von 500 GeV/c ergibt sich $T_{\max} \approx 0.3$ GeV.

Energieverlust schwerer Teilchen entlang einer makroskopischen Weglänge Um den mittleren Energieverlust $\bar{E}_{\text{verl}}$ entlang einer makroskopischen Länge x zu bestimmen, müssen die Verluste $\Delta\bar{E}^{(i)}_{\text{verl}}$ entlang aller Wegstrecken $\Delta x^{(i)}$ summiert werden. Die Wegstrecke $\Delta x^{(i)}$ ist eine Schrittweite, die in jedem Schritt i bestimmt werden muß. Kriterium für die Wahl der Schrittweite ist die Änderung des mittleren Energieverlustes bei Variation der Schrittweite. Wenn die Änderung unterhalb einer Fehlergrenze bleibt, wird die Schrittweite akzeptiert, sonst wird sie verringert und erneut geprüft. Mit Hilfe eines solchen Algorithmus kann der mittlere Energieverlust bestimmt werden:

$$\bar{E}_{\text{verl}} = \sum_i \Delta\bar{E}^{(i)}_{\text{verl}} = -\sum_i \frac{d\bar{E}_{\text{verl}}\left(v^{(i)}\right)}{dx}\Delta x^{(i)} \tag{4.5}$$

Unter der genannten Summe wird die Beziehung 4.1 eingesetzt, wobei als Argument die verbleibende Geschwindigkeit $v^{(i)}$ des vorangegangenen Schrittes verwendet wird. Der Algorithmus terminiert, wenn die Summe aller Schrittweiten die Länge $x = \sum_i \Delta x^{(i)}$ erreicht.
Es ist vorteilhaft, die Größe ξ zu definieren:

$$\xi = \sum_i \xi^{(i)} \quad \text{mit} \quad \xi^{(i)} = k\varrho\left(\frac{z}{\beta^{(i)}}\right)^2 \frac{Z}{A}\Delta x^{(i)} \tag{4.6}$$

Dann verbleibt die Gleichung für den makroskopischen Energieverlust

$$\bar{E}_{\text{verl}} = \sum_i \xi^{(i)}\left(\ln\left(\frac{2mc^2\eta^2_{(i)}T_{\max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right) \tag{4.7}$$

Mit Hilfe von 4.7 kann der mittlere Energieverlust für Teilchen mit $M > m$ berechnet werden. Mit diesem Algorithmus wurden die Verluste von Σ^-,π^- und μ^- in 1 mm Plastikszintillator in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls berechnet. Die Resultate sind in Abb.4.1 dargestellt.

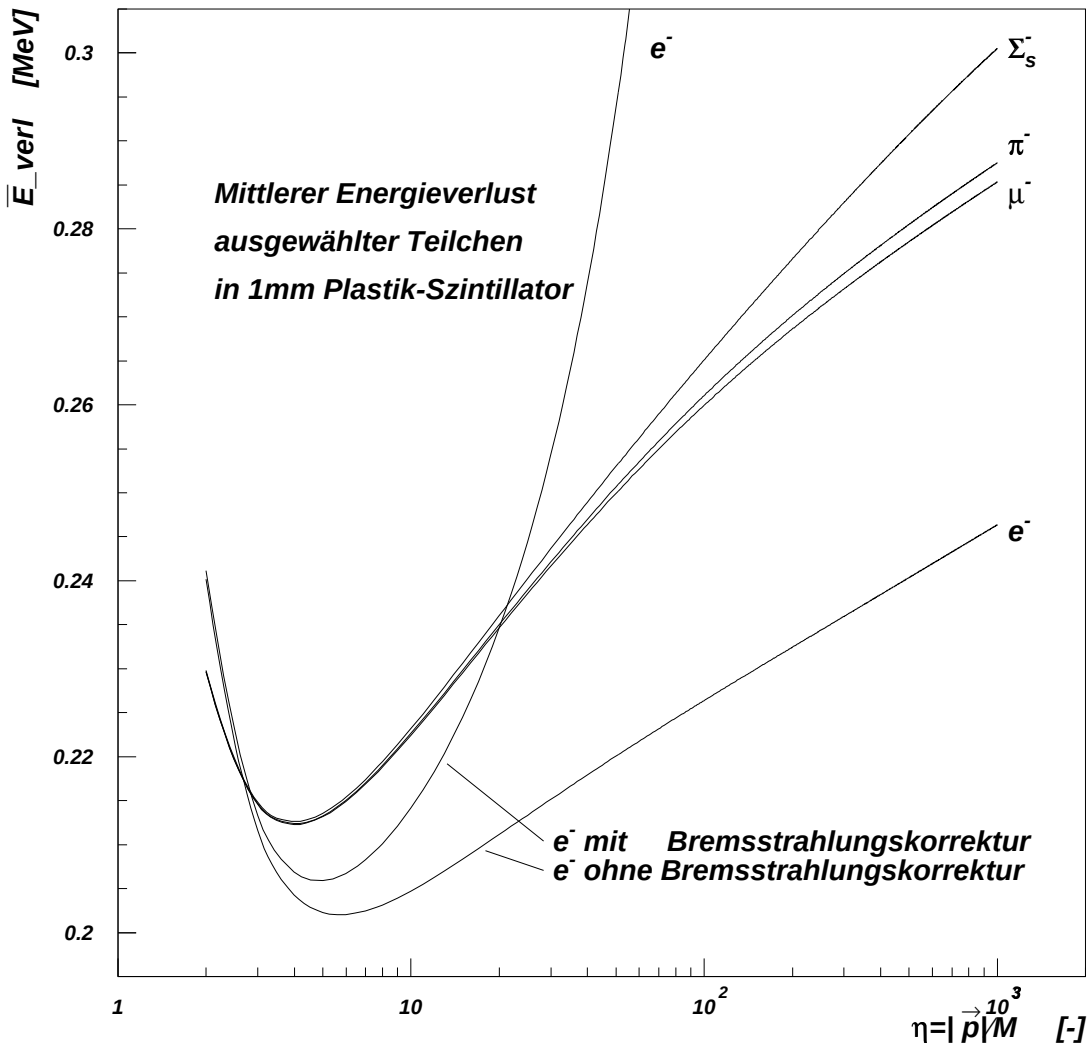


Abb. 4.1: Der mittlere Energieverlust $\bar{E}_{\text{verl}}$ von Σ^-, π^-, μ^- und e^- in 1 mm Plastikszintillator: Der Energieverlust hängt vom Impuls $\vec{p}$ des Teilchens ab, der in Einheiten seiner Ruhemasse M angebeben ist. Das Energieminimum ist bei $\eta \approx 4$ zu erkennen. Elektronen verlieren viel Energie durch Bremsstrahlung im Material. Für sie wird bei $\eta > 5$ Energieverlust aufgrund von Bremsstrahlung signifikant.

Bei Impulsen $|\vec{p}_{\text{min}}| \approx 4M$ zeigt der mittlere Energieverlust aller genannten Teilchen ein Minimum. Teilchen mit Impulsen oberhalb $\vec{p}_{\text{min}}$ heißen minimalionisierend[22]. Für höhere Impulse steigt der Energieverlust logarithmisch an. Im dargestellten Impulsintervall können alle Teilchen den 1 mm dicken Szintillator passieren. Für minimalionisierende Teilchen liest man die folgende Aussage ab:

$$\left.\frac{\bar{E}_{\text{verl}}}{1\text{mm}}\right|_{\text{mip in Plastik}} \approx 220 \text{ keV/mm} \tag{4.8}$$

[22] Die engl. Abkürzung *mip* minimum ionizing particle ist gebräuchlich.

Material	Dichte [g/cm^3]	I [eV]	C	a	m	X_1	X_0
Luft,(20°C,1atm)	1.29	85.7	-10.6	0.1091	3.40	4.28	1.742
Plastikszintillator	1.032	64.7	-3.20	0.1610	3.24	2.49	0.1464
Si	2.33	173	-4.44	0.1492	3.25	2.87	0.2014
Pb	11.35	826	-6.21	0.355	2.64	3.0	0.4

Tab. 4.1: Konstanten zur Berechnung des Energieverlustes nach [FAN].

Die Graphen für Σ^-,π^- und μ^- unterscheiden sich erst bei hohen Impulsen. Für Σ^- mit der größten Masse ist $T_{\max}$ am größten. Daher ist der Energieverlust von Σ^- am höchsten. Der Energieverlust von Protonen ist innerhalb der Darstellungsgenauigkeit gleich dem der Σ^--Teilchen, da deren Massen relativ nahe beieinander liegen.
In der Berechnung wurde die Korrektur K für Plastikszintillator verwendet, wie sie aus den Angaben in Tab.4.1 mit Hilfe von 4.2 und 4.3 bestimmt werden kann.

Energieverlust von Elektronen Für Tests mit dem Szintillator wurden β-Strahler verwendet. Der mittlere Energieverlust von Elektronen im Szintillator ist jedoch ein anderer als der in 4.1 genannte. Das liegt daran, daß Elektronen beim Stoß von ihrer Bahn abgelenkt werden können, was in der Herleitung von 4.1 für schwerere Teilchen vernachlässigt wurde. Für den Energieverlust von Elektronen aufgrund von Stößen im Material wird daher die Beziehung von Bethe-Heitler verwendet [BER]:

$$-d\bar{E}_{\text{El,stoss.verl}} = k\varrho\frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}dx\left(ln\left(\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/mc^2)^2}\right)+F(\tau)-\delta-2\frac{C}{Z}\right) \tag{4.9}$$

$$F(\tau) = 1-\beta^2+\frac{\tau^2/8-(2\tau+1)ln2}{(\tau+1)^2} \tag{4.10}$$

Die kinetische Energie τ des Teilchens wird in Einheiten der Elektronenmasse eingesetzt. Wie in Abb. 4.1 zu sehen ist, ergeben sich mittlere Energieverluste, die unterhalb der Verluste schwerer Teilchen liegen. Mit steigender kinetischer Energie verlieren Elektronen allerdings immer mehr Energie durch Bremsstrahlung. Für hochenergetische Elektronen sind Bremsstrahlungsverluste dominant. Der mittlere Energieverlust wird dann durch

$$-d\bar{E}_{\text{brems}} = \frac{E}{X_0}dx \tag{4.11}$$

gegeben. Der mittlere Energieverlust ist proportional zur Gesamtenergie E und umgekehrt proportional zur Strahlungslänge X_0 des Materials. X_0 ist die Länge, nach der die Elektronenenergie im Mittel auf den Bruchteil e^{-1} abgefallen ist. In Kohlenstoff wird der mittlere Energieverlust durch Bremsstrahlung bei $\approx$ 100 MeV gleich dem mittleren Energieverlust aufgrund von Stößen.

Energieverlust niederenergetischer Elektronen entlang einer makroskopischen Weglänge Die meisten von β-Strahlern emittierten Elektronen sind nicht minimalionisierend! Für diesen Energiebereich kann unter Verwendung von 4.10 und 4.5 der Energieverlust in Plastik ebenfalls bestimmt werden. Abb.4.2 zeigt den mittleren Energieverlust von Elektronen in 1 mm Plastikszintillator in Abhängigkeit der kinetischen Energie. Im niederenergetischen Bereich $<$ 0.4 MeV werden Elektronen im 1 mm absorbiert. Die Beziehung zwischen kinetischer Teilchenenergie und Verlustenergie ist linear. Wenn die kinetische Energie größer als 0.4 MeV ist, können die Elektronen den Szintillator durchdringen. Dann zeigt sich der aus Abb.4.1 bekannte Zusammenhang. In diesem Bereich liest man ab, daß Elektronen ab 2.4 MeV minimalionisierend sind.

In Abb.4.3 ist die Reichweite niederenergetischer Elektronen als Funktion der kinetischen Eintrittsenergie dargestellt. In der logarithmischen Darstellung ist der Zusammenhang linear. Man liest wiederum ab, daß die kinetische Energie mindestens 0.4 MeV betragen muß, damit Elektronen einen 1 mm dicken Szintillator passieren können.

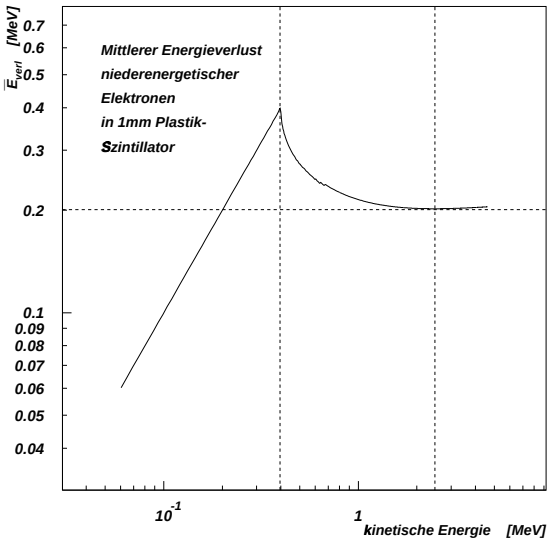


Abb. 4.2: Mittlerer Energieverlust $\bar{E}_{\text{verl}}$ von Elektronen in 1 mm Plastikszintillator: Wenn die kinetische Energie kleiner 0.4 MeV liegt, werden Elektronen absorbiert. Der Energieverlust ist dann gleich der kinetischen Energie (linearer Zusammenhang). Ab einer kinetischen Energie von $\approx$ 2.4 MeV sind Elektronen minimalionisierend.

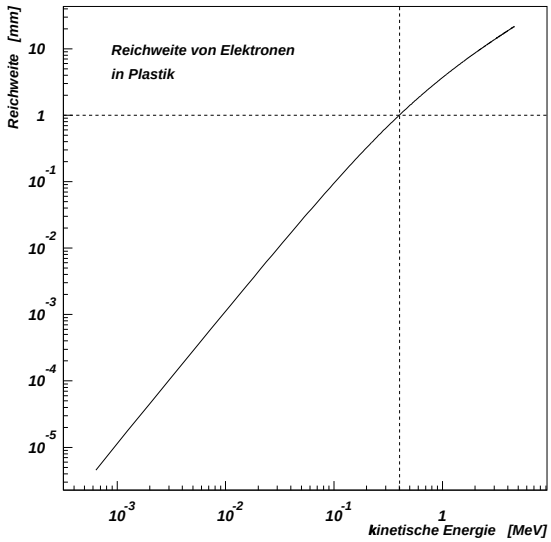


Abb. 4.3: Reichweite von Elektronen in Plastik: In der doppeltlogarithmischen Darstellung ist der Graph nahezu eine Gerade. Man erkennt, daß Elektronen eine kinetische Energie von mindestens 0.4 MeV benötigen, um 1 mm Szintillator zu durchqueren.

Deponierte Energie Es ist wichtig, zwischen dem Energieverlust eines Teilchens und der im Material deponierten Energie zu unterscheiden! Die von Elektronen emittierte Bremstrahlung wird zum Beispiel nicht im Szintillator deponiert. Ebenso kann Čerenkovstrahlung entweichen. Für den Fall $T > I$ werden die Atome ionisiert, und freie Elektronen entstehen im Material. Hochenergetische Teilchen bewirken viele solcher freier Elektronen, die wiederum ionisieren; sie werden δ-Elektronen genannt. Ihre Produktionsrate nimmt bei extrem relativistischen Teilchen wieder ab [ROS]. Die δ-Elektronen können einerseits im Material Atome ionisieren und so zur verstärkten Energiedeposition führen. Andererseits können sie den Szintillator verlassen und tragen Energie fort. Die im Material deponierte Energie ist dann geringer als die Verlustenergie des Teilchens.
Um die deponierte Energie zu beschreiben, wird der Energieübertrag $T_\delta = \text{MIN}(\tilde{T}_{\max}, T_{\max})$ eingeführt [PDG]. Man mag sie als diejenige Energie verstehen, oberhalb der die Produktion von δ-Elektronen signifikanten Einfluß auf die im Szintillator deponierte Energie hat. $\tilde{T}_{\max}$ wird der in der Beschreibung maximal mögliche Energieübertrag genannt. Die mittlere deponierte

Energie wird dann beschrieben durch [PDG]:

$$-d\bar{E}_{\text{dep}}\big|_{\text{Uebertrag}<\tilde{T}_{\max}} = k\varrho\frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}dx\left(\ln\left(\frac{2mc^2\eta^2T_\delta}{I^2}\right) - \beta^2(1+\frac{T_\delta}{T_{\max}}) - K\right) \tag{4.12}$$

Die mittlere deponierte Energie unterscheidet sich gegenüber 4.1 durch den fehlenden Faktor 2 vor dem β^2, durch T_δ, welche die auf ein Elektron übertragbare Maximalenergie ersetzt und den ergänzenden Quotiententerm $-\beta^2 T_\delta/T_{\max}$. Die Idee, eine veränderte maximale Energie $\tilde{T}_{\max}$ zu verwenden wird in [FAN] erläutert. Sie taucht auch bei der Simulation von Energiefluktuationen im Material auf. Es ergibt sich analog zu 4.7 die entlang eines Weges x deponierte mittlere Energie $\bar{E}_{\text{dep}}$.

4.1.2 Der Energieverlust ist landauverteilt

Der Energieverlust im Material ist um einen Mittelwert verteilt. Er fluktuiert mit einer Varianz σ^2. Wie in Abb.4.5 gezeigt wird, bewirken die Fluktuationen ein Übersprechen von Ereignissen gegebener Multiplizität in höhere Energiefenster. Die theoretische Beschreibung der Fluktuationen ist hilfreich, um das Übersprechen dann in Abschnitt 7.3 zu quantifizieren.

Die Fluktuationen kommen dadurch zustande, daß manche Teilchen entlang ihrer Bahn auf mehr oder weniger Atome treffen, die sie ionisieren. Die Form der Energieverteilung hängt von der Dicke des Materials ab. Das Material wird als *dick* bezeichnet, wenn $T_{\max} < \sigma$ [AKI]. Der Energieverlust E_{verl} ist in diesem Material dann normalverteilt um $\bar{E}_{\text{verl}}$ mit der Standardabweichung σ. Umgekehrt wird das Material als *dünn* bezeichnet, wenn $T_{\max} > \sigma$. Die genannten δ-Elektronen entweichen bei einem dünnen Material in den meisten Fällen. Daher erwartet man ein Maximum in der Verteilung der deponierte Energie unterhalb dem Mittelwert, der entstünde, wenn alle δ-Elektronen mitgemessen würden. Außerdem können δ-Elektronen sehr viel höhere Energiebeiträge dadurch bewirken, daß sie weitere Ionisationen im Material verursachen.

Für dünne Materialien wurde die Verteilung von Landau [LAN] untersucht und wird nach ihm die Landauverteilung genannt. Es ist sinnvoll, den Landauparameter κ zu benennen, der definiert ist als

$$\kappa = \xi/T_{\max}\ .$$

Das Material gilt als dünn im Sinne Landaus, wenn $\kappa \ll 1$.
Werden relativistische Teilchen auf Szintillatormaterial geschossen, welches eine Dicke in der Größenordnung von Millimetern hat, so ergibt sich ξ in der Größenordnung 10^{-1}MeV. Mit dem nach 4.4 berechneten $T_{\max}$ ergibt $\kappa = \mathcal{O}(10^{-6}) \ll 1$.

Zur Bestimmung der Energieverteilung wurden von Landau folgende Voraussetzungen angenommen:

- Die Geschwindigkeitsänderung des Teilchens im Material ist vernachlässigbar.

Es ist daher möglich, die Größe ξ aus 4.6 erneut zu formulieren und die Geschwindigkeit vor die Summe zu ziehen. Daher ergibt sich:

$$\xi = k\varrho\frac{z^2Z}{\beta^2A}x \tag{4.13}$$

Die zweite und dritte Voraussetzung zur Anwendung von Landaus Theorie lauten:

- Es sind Energieüberträge möglich, in denen das eintreffende Teilchen seine gesamte Energie deponiert. Dieser Umstand wird mathematisch durch die Annahme $T_{\max} \to \infty$ beschrieben.

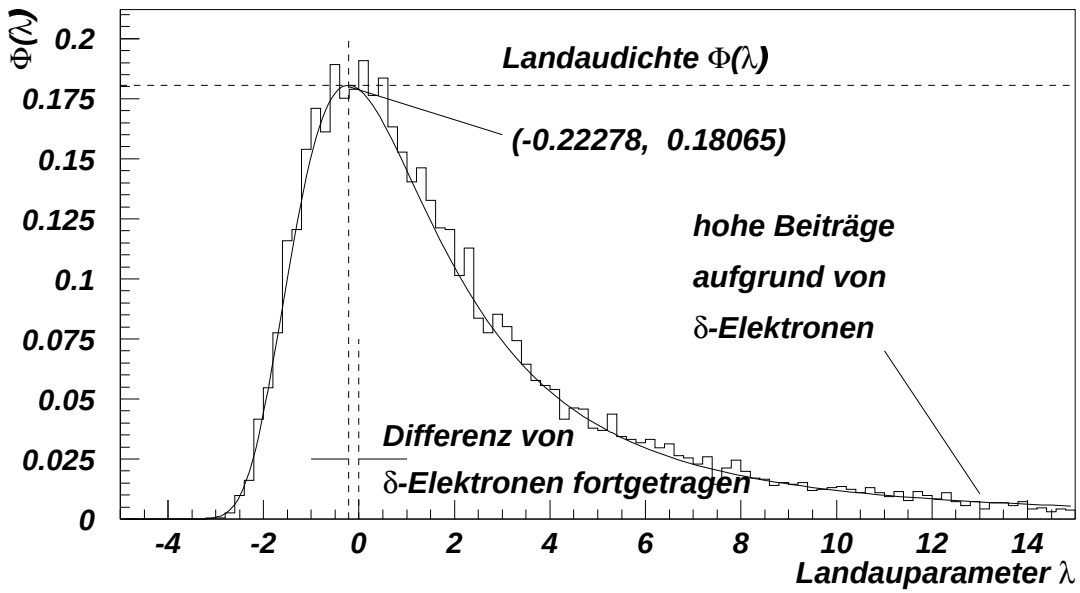


Abb. 4.4: Die Verteilung des Landauparameters λ: Der durchgezogene Graph zeigt die Landaudichte Φ (4.14), das Histogramm stellt die Verteilung von λ erzeugt durch den Zufallsgenerator *RANLAN()* der *CERNLIB* dar [CLB]. Das Histogramm approximiert die Dichtefunktion Φ gut. Die Stelle des Maximums der Verteilung ist hervorgehoben. Sie liegt bei -0.22 und berücksichtigt, daß Energie durch δ-Elektronen fortgetragen wird. Hohe Energiebeiträge werden ebenfalls mit der Produktion von δ-Elektronen gedeutet.

- Die Hüllenelektronen werden als ungebundene Elektronen angenommen.

Zwischen dem fluktuierenden Energieverlust E_{verl} und der Weglänge x existiert eine Beziehung $f\left(E_{\text{verl}}, x\right)$. Landau zeigte, daß $f\left(E_{\text{verl}}, x\right)$ durch eine Funktion Φ beschrieben werden kann, die allein von einem Parameter λ abhängt:

$$f\left(E_{\text{verl}}, x\right) = \Phi\left(\lambda\right)/\xi$$

Daraus ergibt sich mit den genannten Annahmen die Landaudichte Φ:

$$\Phi\left(\lambda\right) = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty e^{-u\ln u - u\lambda}\sin\left(u\pi\right)\mathrm{d}u \tag{4.14}$$

Die Landaudichte ist in Abb.4.4 graphisch dargestellt. Ihr Maximum[23] liegt bei -0.22278. Die Inverse der Landaudichte führt auf eine Beziehung zwischen ξ und dem Energieverlust $E_{\text{verl}}^{(\text{L})}$ nach Landau:

$$\lambda = \frac{E_{\text{verl}}^{(\text{L})} - \xi\cdot\left(\ln\left(\frac{2mc^2\eta^2\xi}{I^2}\right) - \beta^2 + 1 - C_{\text{Euler}}\right)}{\xi} \quad ; C_{\text{Euler}} = 0.577 \tag{4.15}$$

[23] In [LAN] wird das Maximum dieser Verteilung falsch angegeben [KÖL].

Dieser Ausdruck kann sofort mit Hilfe der mittleren Verlustenergie $\bar{E}_{\text{verl}}$ formuliert werden. Dabei muß erwähnt werden, daß Landau keine Korrekturen K berücksichtigt. Daher wird die Information $K = 0$ vermerkt.

$$E_{\text{verl}}^{(\text{L})} = \bar{E}_{\text{verl}}\big|_{K=0} + \xi \cdot (\lambda + \ln\kappa + \beta^2 + 1 - C_{\text{Euler}})$$

Eine korrigierte Version für den Energieverlust ergibt sich mit $K = \delta + 2C/Z$ in Übereinstimmung mit [BER]:

$$E_{\text{verl}} = \bar{E}_{\text{verl}}\big|_{K=\delta+2C/Z} + \xi \cdot (\lambda - \bar{\lambda}) \tag{4.16}$$

Der Wert $\bar{\lambda}$ wird nach [GEA] als 'Soll'-Mittelwert der Landauverteilung erkannt:

$$\bar{\lambda} = \ln\kappa + \beta^2 + 1 - C_{\text{Euler}} \tag{4.17}$$

Der 'wahre' Mittelwert $\langle\lambda\rangle$ der Landauverteilung liegt bei unendlich, was unter der Annahme '$T_{\max} \to \infty$' plausibel ist. Es hat daher nur Sinn, von einem endlichen Mittelwert der Landauverteilung zu sprechen, wenn ein endlicher Wert $\tilde{T}_{\max}$ beziehungsweise ein $\lambda_{\max}$ angegeben wird [KÖL]. In [GEA] wird ein numerischer Zusammenhang zwischen $\lambda_{\max}$ und $\bar{\lambda}$ gegeben, so daß $\langle\lambda\rangle = \bar{\lambda}$. Für Simulationen kann dann die folgende Form verwendet werden:

$$\begin{aligned} E_{\text{verl}} &= A + \xi\lambda \quad ; \lambda < \lambda_{\max}(\bar{\lambda}) \\ A &= \xi \cdot \left(\ln\left(\frac{2mc^2\eta^2\xi}{I^2}\right) - \beta^2 - K + 1 - C_{\text{Euler}}\right) \end{aligned} \tag{4.18}$$

In einer Simulation, wie sie in 4.5 dargestellt ist, wurden nur $\lambda < \lambda_{\max}$ zugelassen, wobei $\lambda_{\max}$ nach der in [GEA] genannten Form berechnet wurde.

Es verbleibt festzuhalten:

- Die Voraussetzungen, die Theorie Landaus für die Beschreibung der Energieverteilung in millimeterdicken Szintillatoren anzuwenden, sind gegeben; der Landauparameter κ ist kleiner eins.

- Die Fluktuationen des Energieverlusts sind asymmetrisch um den Mittelwert $\bar{E}_{\text{verl}}$ verteilt. Ein langer 'Schwanz' zieht sich in hohe Energiebereiche. Sie erschweren die Möglichkeit, auf Multiplizitäten zu triggern, da ein einzelnes Teilchen mit beträchtlicher Wahrscheinlichkeit genausoviel Energie im Szintillator deponieren kann wie zwei oder sogar drei geladene Teilchen.

- Der Energieverlust in dünnen Szintillatoren kann mit Hilfe von 4.18 simuliert werden. Gemessene Energiespektren sollten mit 4.18 approximiert werden können.

Der letzte Punkt wird sich relativieren, da in Ergänzung die endliche Auflösung des Detektors berücksichtigt werden muß.

4.2 Idee und Simulation zur Unterdrückung der Landaufluktuationen

Landaufluktuationen erschweren die Möglichkeit, auf Multiplizitäten zu triggern und führen zu Trigger-Fehlentscheidungen. Es wird nun eine Möglichkeit vorgestellt, die Anzahl an Fehlentscheidungen zu reduzieren. Dazu werden die Landaufluktuationen und Multiplizitäten simuliert.

Wenn minimalionisierende Teilchen einen Szintillator durchqueren, ist die deponierte Energie landauverteilt mit einem Maximum bei $E_{\max}$ und einer Varianz σ. Werden zwei Szintillatoren hintereinander angeordnet, so daß beide von den minimalionisierenden Teilchen durchquert werden, so sind die jeweils deponierten Energien unkorreliert. Betrachtet man ausschließlich die Verteilung der kleineren Energiewerte, so ergibt sich eine Verteilung, deren Varianz geringer ist als die Varianz der Verteilung in nur einem Szintillator. Die Fluktuationen dieser Verteilung sind dann geringer. In erster Linie werden in dieser Verteilung Ereignisse mit hohen Energien im Landauschwanz unterdrückt. Das liegt daran, daß die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis mit der Energie nahe $E_{\max}$ höher ist als für Ereignisse mit großer Energiedifferenz zu $E_{\max}$. Werden mehr als zwei Szintillatoren in dieser Art angeordnet und die Verteilung des kleinsten Energiewertes betrachtet, so ist deren Varianz noch geringer.

Diese Technik wurde 1956 mit fünf Szintillatoren hintereinander eingesetzt. In dieser Messung wurde kosmische Höhenstrahlung untersucht. Durch die Auswahl des kleineren Wertes wurden Fluktuationen im Landauschwanz unterdrückt [MES]. In einem anderen Experiment konnten auf diese Art schwere α-Teilchen von π mit verbesserter Auflösung getrennt werden [AKI].

Um einen qualitativen Eindruck von der Wirkung des Größenvergleichs zu erhalten, wurde die Energieverteilung für minimalionisierende Σ_s^- in 1 mm Plastikszinitillator nach der Landauverteilung 4.18 simuliert. Diese Verteilung ist im Graph der Multiplizität M_1 in Abb.4.5 (oberes Bild) dargestellt. Die Verteilung höherer Multiplizitäten M_2 und M_3 ist ebenfalls zu erkennen. Sie wurden erzeugt, indem zwei beziehungsweise drei Ereignisse nach der Landauverteilung simuliert und addiert wurden. Der durchgezogene Graph $\mathrm{SSP}_<$ wurde für zwei Szintillatoren simuliert. Er stellt die Summe des jeweils kleineren Energiewertes über alle Multiplizitäten dar. Man erkennt, daß die Breite von $\mathrm{SSP}_<$ im Bereich des jeweiligen Maximums von M_1, M_2 oder M_3 reduziert ist.

In den Minima des Spektums sind Energieschwellen S_i eingezeichnet. Dadurch werden Energiefenster $F_i = [S_i, S_{i+1}]$ definiert. Die Graphen zeigen, daß Ereignisse der Multiplizitäten M_i nicht nur in Energieintervallen F_i, sondern auch in höheren Energieintervallen F_{i+n} gemessen werden. Diese Tatsache wird als Energieübersprechen bezeichnet und kommt besonders in der logarithmischen Darstellung zum Ausdruck (unteres Bild). Man erkennt, daß die Häufigkeit des Energieüberspreches bei Verwendung des kleineren Wertes reduziert wird. Die Anzahl von Fehlinterpretationen in höheren Energieintervallen wird geringer.
Die Simulation ist insofern unvollständig, als daß im Experiment Multiplizität 2 und 3 erheblich seltener als die Multiplizität 1 erscheinen. Ihre Zählrate wird entgegen der Darstellung unterhalb des Graphen der Multiplizität 1 liegen. Außerdem wird keine Verbreiterung der Spektren aufgrund von begrenzter Detektorauflösung berücksichtigt. Aus diesem Grund werden in Abschnitt 7.3 die Übersprechraten auf der Grundlage gemessener Energiespektren simuliert. Außerdem werden die Energieschwellen genauer definiert.

Der Energievergleich kann im Trigger nicht ohne weiteres ausgeführt werden, da die Zeit zur Signalwandlung in einem ladungsintegrierenden ADC mehrere μs beträgt. Allerdings kann ein Pulshöhenvergleich durchgeführt werden. Dazu werden Diskriminatorschwellen gesetzt, ähnlich wie in vergleichbaren Experimenten[24]. Im Abschnitt 5.2 wird eine Logik vorgestellt, mit deren Hilfe der Pulshöhenvergleich durchgeführt werden kann.

Als wesentlicher Punkt verbleibt, daß der Größenvergleich und die Auswahl des kleineren Energiesignals eine Reduktion der fehlinterpretierten Ereignisse und daher eine verbesserte Multiplizitätentrennung liefert.

[24] Im Experiment *WA89* werden ebenfalls Charm Ereignisse untersucht (*CERN* 1989,90,91,93 und 94). Der Multiplizitätstrigger dort führt keinen Größenvergleich durch.

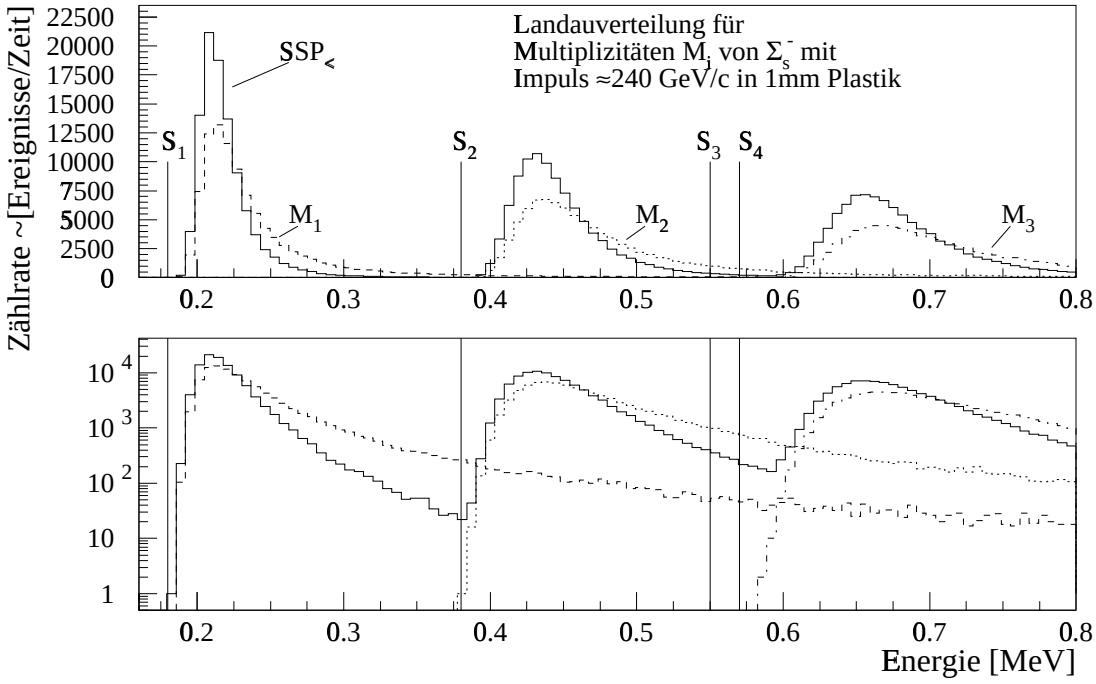


Abb. 4.5: Simulation des Energieverlusts höherer Multiplizitäten nach der Landauverteilung: Die Energieverluste der Multiplizität M_1, M_2, M_3 von Σ_s^- mit Impuls von 240 GeV/c in einem 1 mm dicken Szintillator sind dargestellt. Zum Vergleich wurde das Spektrum $\mathrm{SSP}_<$ des kleineren Energiewertes von zweien als Summe über alle drei Multiplizitäten angegeben: Man erkennt, daß Ereignisse, die im 'Schwanz' des Graphen stecken, unterdrückt werden.

4.3 Vielfachstreuung im Szintillator

Bei SELEX möchte man den primären und sekundären Vertex möglichst genau rekonstruieren. Daher ist man bemüht, die Vielfachstreuung im Wechselwirkungszähler zu minimieren. Die Vielfachstreuung trägt zu einer Unsicherheit in der Spurrekonstruktion bei. Die zulässige Unsicherheit aufgrund von Vielfachstreuung ist ein begrenzender Aspekt für die im Wechselwirkungszähler für die Szintillatoren vorgesehene Dicke. Der Beitrag des Wechselwirkungszählers zur Vielfachstreuung wird nun abgeschätzt.

Geladene Teilchen mit Impuls $\vec{p}$, die Materie der Dicke d und Strahlungslänge[25] X_0 passieren, werden darin entlang ihrer Bahn mehrfach gestreut, da sie Ablenkungen im elektrostatischen Feld der Atomrümpfe erfahren. Diesen Effekt nennt man Vielfachstreuung.

Ein Teilchen verläßt das Material unter einem Winkel Θ gegen seine Einfallsrichtung und mit einem transversalen Versatz der Länge y. Der Streuwinkel Θ ist um den Winkel 0° normalverteilt mit einer Standardabweichung $\Theta_{\mathrm{rms}} \equiv \sqrt{\langle\Theta^2\rangle}$. Für einfach geladene Teilchen ist die

[25] Die Verwendung der Strahlungslänge in 4.19 schränkt ihre Gültigkeit nicht auf Elektronen ein. Die Beziehung 4.19 ist auch für schwere Teilchen gültig.

Standardabweichung gegeben durch [PDG]:

$$\Theta_{\mathrm{rms}} = \frac{13.6\mathrm{MeV}}{\beta c\,|\vec{p}|}\sqrt{\frac{d}{X_0}}\left(1 + 0.038\ln\frac{d}{X_0}\right) \tag{4.19}$$

Der transversale Versatz ist für $\Theta < \Theta_{\mathrm{rms}}$ ebenfalls normalverteilt um 0° mit

$$y_{\mathrm{rms}} = d \cdot \Theta_{\mathrm{rms}}$$

Die Winkelstandardabweichung Θ_{rms} und die Versatzstandardabweichung y_{rms} wurden für den Wechselwirkungszähler (WWZ) und die zwanzig Ebenen der Siliziumvertexdetektoren (SSD) berechnet und sind in Tab.4.2 angegeben.

Material	d [mm]	X_0 [mm]	Θ_{rms} [μrad]	y_{rms} [nm]	$\frac{\Theta_{\mathrm{rms}}}{\Theta_{\mathrm{rms}}^{(20\ SSD)}}$	$\frac{w}{s}\frac{\Theta_{\mathrm{rms}}}{\Theta_{\mathrm{rms}}^{(20\ SSD)}}$	$\frac{y_{\mathrm{rms}}}{y_{\mathrm{rms}}^{(20\ SSD)}}$
Szintillator	1.0	≈ 420	3.4	3.4	-	-	-
Klebeband	0.8	≈ 420	3.0	2.4	-	-	-
Silizium	0.3	93.6	24.4	7.32	-	-	-
WWZ 2×1mm	2.8	≈ 420	6.0	16.8	0.15	0.19	0.07
WWZ 2×2mm	4.8	≈ 420	8.1	38.9	0.20	0.26	0.16
WWZ 2×3mm	6.8	≈ 420	9.7	66.0	0.24	0.31	0.27
20 SSD	6.0	93.6	40.2	241.2	1.0	1.3	1.0

Tab. 4.2: Vielfachstreuung im Wechselwirkungszähler. Θ_{rms} und y_{rms} sind für Elektronen mit Impulsen von 150GeV/c angegeben. Das Klebeband um den Szintillator trägt ebenfalls zur Vielfachstreuung bei. Die Werte werden dem Beitrag zur Vielfachstreuung in den 20 Ebenen SSD direkt hinter dem Wechselwirkungszähler gegenübergestellt.

Um ein Gefühl für die Abhängigkeiten zu erhalten, wurden die Werte für drei Varianten mit verschiedenen Szintillatorstärken von 1 mm bis 3 mm bestimmt. Das entspricht den relativen Strahlungslängen von 0.7% bis 1.6%. Θ_{rms} nimmt mit steigender Dicke von 6 μrad in der 1 mm Variante bis 10 μrad in der 3 mm Variante zu. Der direkte Vergleich zwischen dem WWZ und SSD zeigt, daß die Winkelstandardabweichung 15% bis 20% derjenigen in den SSD beträgt. Allerdings muß auch berücksichtigt werden, daß sich der WWZ in einer Entfernung $w = 108$ cm und die SSD in einer mittleren Entfernung $s \approx 85$ cm $< w$ vor der Eintrittsöffnung des Magneten $M1$ befinden. Die Winkelstandardabweichung vom WWZ wird daher mit dem Faktor w/z gewichtet. Die gewichteten Anteile des WWZ liegen dann bei 20% bis 30%.
Folgende Resultate werden aus der Berechnung abgeleitet:

- Die maximale Dicke (2×3 mm) des Wechselwirkungszählers liegt unter 1.6% einer Strahlungslänge.
- Die Versatzstandardabweichung in allen drei Varianten des WWZ liegt in der Größenordnung von 20 nm bis 70 nm und damit unterhalb der Ortsauflösung des SSD von ≈ 5 μm.
- Die Winkelstandardabweichung im WWZ bewirkt im entferntesten SSD, im Abstand von 500 mm, eine Ortsabweichung von ≤ 5.0 μm und liegt daher in der Größenordnung der Ortsauflösung eines SSD.
- Die Winkelstandardabweichung im WWZ liegt bei 10% bis 20% gemessen an der aller SSD.

- Die Ortsstandardabweichung aufgrund von Vielfachstreuung im WWZ am Eingang des Magneten $M1$ gemessen am Beitrag der SSD liegt in der Größenordnung von 20% bis 30%.

Die Vielfachstreuung im Wechselwirkungszähler nähert sich bei der 3 mm Variante einer Grenze, oberhalb der in den SSDs eine Ortsunschärfe spürbar wird. Im Vergleich zur Vielfachstreuung in den SSDs ist der Beitrag des Wechselwirkungszählers an der Ortsunsicherheit bei Messungen hinter dem Spektrometermagneten in den Drift- und Proportionalkammern vernachlässigbar.

4.4 Szintillationsprozeß

Im Wechselwirkungszähler werden geladene Teilchen mit Hilfe von Plastikszintillatoren nachgewiesen. Aus diesem Grund soll im folgenden der Szintillationsprozeß beschrieben werden. Außerdem wird begründet, weshalb Plastikszintillatoren in dieser Anwendung geeignet sind.

Materie hat die Eigenschaft, optische Strahlung zu emittieren. Dieses geschieht allein auf Grund der ungeordneten Energie, der Wärme, die sie gespeichert hat. Diese Form der Strahlung ist als Wärmestrahlung oder Temperaturstrahlung bekannt.

Es gibt jedoch Materialien, die darüber hinaus die Eigenschaft haben, nach einer Teilchenbestrahlung mit der Emission von Licht im optischen oder UV-Bereich zu reagieren. Der Anteil des emittierten Lichtes, der seine Ursache in einem solchen Anregungsprozeß hat und nicht zur Wärmestrahlung gehört, wird Lumineszenzstrahlung genannt. Materialien, die Lumineszenz zeigen, werden als Szintillatoren bezeichnet. Sie können verwendet werden, um Strahlung, insbesondere Teilchenstrahlung und γ-Strahlung, zu detektieren[26]. Die Lumineszenzstrahlung liegt im sichtbaren (400nm bis 700nm) oder ultravioletten (200nm bis 400nm) Wellenlängenbereich. In anorganischen Szintillatoren sind es die Hüllenelektronen der Atome, die sich nach einer Anregung von hohen Energiezuständen in niedrigere abregen und dabei Lumineszenzlicht emittieren. Bei organischen Szintillatoren sind es die delokalisierten Elektronen der Doppel- oder Dreifachbindung, die bei Abregung lumineszieren.

Tab.4.3 zeigt Daten organischer und anorganischer Szintillatoren. Organische Szintillatoren zeichnen sich gegenüber anorganischen durch kurze Relaxationszeiten [27] aus. Sie liegen im Nanosekundenbereich, während anorganische Szintillatoren typische Zeiten im Mikrosekundenbereich aufweisen. Für den Wechselwirkungszähler ist es wichtig, Szintillatoren mit Relaxationszeiten von wenigen Nanosekunden zu verwenden, da geladene Teilchen im zeitlichen Abstand von 100ns erwartet werden. Anorganische Szintillatoren zeigen in der Regel eine höhere Lichtausbeute als organische, ein Punkt, der für ihren Einsatz sprechen würde. Die langsamen anorganischen Szintillatoren würden jedoch zu einem Pile-up[28] der Photomultipliersignale führen und so die Triggerentscheidung verfälschen. Außerdem sollte das Szintillatormaterial aus Elementen mit kleiner Ordnungszahl Z bestehen. Die Strahlungslänge hängt nahezu umgekehrt proportional von Z^2 ab. Anorganische Szintillatoren tragen hohes Z und besitzen daher eine vergleichsweise kurze Strahlungslänge, was wiederum zu verstärkter Vielfachstreuung führt. Der anorganische Szintillator NaJ mit Thallium Dotierung hat zum Beispiel die Strahlungslänge von 2.59 cm. Außerdem sind Bremsstrahlungsverluste von Elektronen in anorganischen Szintillatoren sehr viel höher als in organischen.

Für den Wechselwirkungszähler werden daher organische Szintillatoren verwendet. Die chemisch gleichen Plastikszintillatoren NE102A und BC408 sind geeignet. Beide Typen sind für schnelle Triggeranwendungen der Hochenergiephysik vorgesehen [NUE],[BIC].

[26] Die innere Beschichtung einer Fernseherröhre zeigt z.B. Lumineszenz. Dort treffen Elektronen auf Phosphorverbindungen, die maximal jeweils bei den drei Komplementärfarben rot, grün oder blau lumineszieren.

[27] engl.: *relaxation* Entspannung, Erholung

[28] engl.: *to pile up* anhäufen

Der Szintillationsprozess in einer organischen Verbindung soll an dieser Stelle näher beschrieben werden [BIR]:
Organische Moleküle sind im wesentlichen aus Kohlenwasserstoffketten aufgebaut. Der Kohlenstoff besitzt vier Valenzelektronen mit der Hauptquantenzahl zwei. Im Grundzustand wird eines durch die Bahndrehimpulsquantenzahl $l = 0$, dem s Orbital, beschrieben und drei weitere durch $l = 1$, den p_x, p_y und p_z Orbitalen. Die Valenzelektronen zeigen drei verschiedene Möglichkeiten, in Hybridzuständen zu erscheinen, das heißt, drei Arten, bindende Orbitale zu bilden.
Der als sp^3 bekannte Hybridzustand liegt z.B. im Diamant oder Methan CH_4 vor. Diese einfach kovalenten Bindungen zeigen keine Lumineszenz.
In einer kovalenten Doppelbindung wie im Ethylen C_2H_4 oder Benzol ist der Kohlenstoff sp^2 hybridisiert. Die s, p_x, p_y Orbitale liegen in einer Ebene. Senkrecht zu ihr liegt das p_z Orbital. Mit dem Bindungspartner bildet dieses Orbital eine π-Bindung in Ergänzung zur σ-Bindung, die von einem Orbital in der Ebene mit dem Bindungspartner gebildet wird. Das Benzol hat drei delokalisierte π-Bindungen, die mit gleicher Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf den Ring verteilt sind. Materialien, die Moleküle mit solchen π-Bindungen enthalten, zeigen Lumineszenz.
Im Acetylen C_2H_2 liegt beispielhaft die Dreifachbindung vor, bei der die Kohlenstoffe sp hybridisiert sind. Zwei p Orbitale bilden π-Bindungen aus. Solche Verbindungen zeigen ebenfalls Lumineszenz.

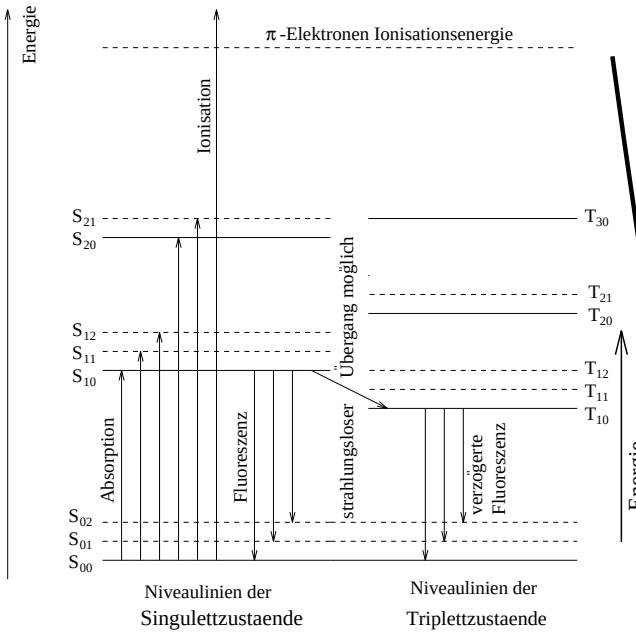


Abb. 4.6: Energieniveaus der π-Elektronen im organischen Molekül. Es gibt angeregte Singulett (S) und Triplett (T) Zustände, die in Vibrationsniveaus aufspalten. Bei Zustandsänderung wird Energie absorbiert oder emittiert. Die Emission wird als Lumineszenzlicht wahrgenommen.

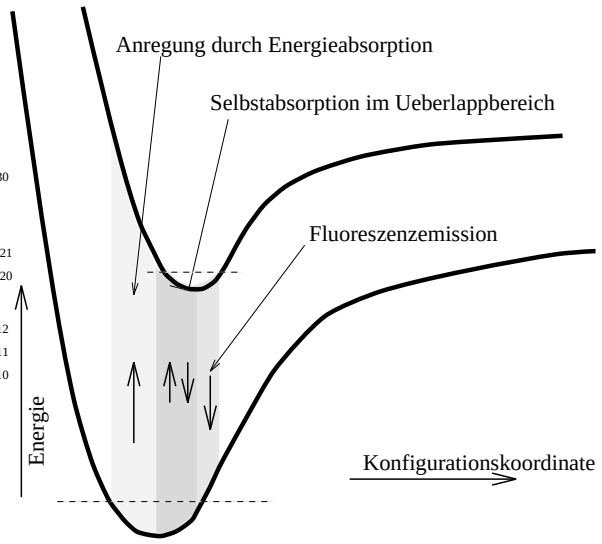


Abb. 4.7: Bereich der Absorptions- und Emissionsübergänge im organischen Molekül. Der Überlapp gibt den Bereich wieder, in dem Selbstabsorption im Szintillator stattfindet.

Die Spins beider an der kovalenten Bindung beteiligten Elektronen addieren sich zum Gesamtspin 0 oder 1. Es gibt daher für die π-Bindung Singulett- und Triplettzustände S,T, wie in Abb.4.6 schematisch zu erkennen ist. Angeregte Zustände S_i oder T_i haben Energien E_i, wobei

die Energiedifferenzen im Bereich von eV liegen. Diese elektronischen Anregungszustände sind durch Vibrationsmoden in $S_{i0}, .., S_{in}$ und $T_{i0}, .., T_{in}$ aufgespalten, deren charakteristische Energiedifferenzen im Bereich von 0.16 eV liegen.

Bei normalen Temperaturen befinden sich die π-Elektronen bevorzugt im Zustand S_{00}. Ein geladenes Teilchen, das den Szintillator durchquert, regt entlang seiner Bahn die Moleküle an. Dabei wechseln bindende π-Elektronen zu energetisch höheren Elektronenzuständen. In Abb.4.6 ist eine Absorption als eine vertikal aufsteigende Linie eingetragen. Der Zustand S_1 hat eine Lebensdauer im Bereich von 10^{-9} bis 10^{-8} Sekunden, was lang ist im Vergleich zur Lebensdauer eines Vibrationszustandes mit 10^{-12} Sekunden. Es ist also wahrscheinlich, daß Vibrationen bis ins Konfigurationsminimum strahlungslos abregen. Von dort findet der Elektronenübergang unter Emission von Fluoreszenzlicht in einen energetisch niedriegeren Elektronenzustand statt. Das erklärt die Übergänge von S_{10} nach S_{0j}. Die Moleküle emittieren daher langwelligeres Licht als sie absorbierten, so daß keine Reabsorption vom stark populierten Zustand S_{00} stattfinden kann.

Das von einem Molekül emittierte Fluoreszenzlicht kann entweder in benachbarten angeregten Molekülen absorbiert werden oder den Szintillator verlassen. Der Überlapp des emittierten Fluoreszenzspektrums mit dem Absorptionsspektrum in Abb.4.7 wird durch die Wahrscheinlichkeit der Selbstabsorption in Nachbarmolekülen und durch die makroskopische Ausdehnung des Szintillators bestimmt. Es gibt experimentelle Hinweise für den Übergang von S_1 nach T_1. T_1 ist ein langlebiger Zustand und zerfällt nach $\approx 10^{-4}$s in S_{0i}. Dieser Übergang bewirkt also eine verzögerte Fluoreszenz. Die Fluoreszenzabregung setzt sich daher aus mindestens zwei Vorgängen zusammen, welche die Intensitätsabnahme mit der Zeit beschreiben. Die Abstrahlung von Fluoreszenzlicht geschieht bei schnellen Plastikszintillatoren in der charakteristischen Relaxationszeit von 2 ns nach einem exponentiellen 'Zerfallsgesetz'. Nach dieser Zeit ist der Szintillator für eine erneute Anregung 'bereit'.

Ionisation der π-Bindung und auch anderer Rumpfelektronen ist möglich. Der Anteil von rekombinierenden π-Elektronen zum Szintillatorlicht wird auf 10% geschätzt. Rekombinationen, die nicht in die π-Bindung führen, tragen nicht zum Szintillationsprozess bei.

Im Szintillator wird nur ein Bruchteil ϵ_{konv} der Verlustenergie $\bar{E}_{\text{verl}}$ in Lichtenergie $\bar{E}_{\text{szint}}$, also

Szintillator-material	Dichte [g cm^{-3}]	n	$\frac{L}{L_A}$	t_{relax} [ns]	λ_{max} [nm]	H/C	μ [cm]	X_0 [cm]
NE102A	1.032	1.58	0.65	2.4	423	1.104	0.380	$\approx$ 42
BC408	1.032	1.58	0.64	2.1	425	1.104	0.380	$\approx$ 42
Antrazen	1.250	1.62	1.0	30	447	0.715	-	-
BC422Q	1.032	1.58	0.11	0.7	370	1.102	0.8	$\approx$ 42
NaJ(Tl)	3.67	1.775	230	220	415	-	-	2.59
GS233	1.19	1.49	-	-	-	-	$\approx$ 0.03	

Tab. 4.3: Daten ausgewählter und verwendeter Szintillatormaterialien und Plexiglas (GS). n ist der Brechungsindex. Die relative Lichtemittanz L/L_A wird gewöhnlich bezogen auf Antrazen angegeben. Die Abregungszeit t_{relax}, die Wellenlänge λ_{max} bei der maximale Lichtemission auftritt, das Wasserstoff zu Kohlenstoffverhältnis, der Lichtabschwächungskoeffizient μ, und die Strahlungslänge X_0 sind angegeben [NUE],[BIC], [BIR]. Zum Vergleich ist der anorganische Szintillator NaJ mit Tl Dotierung aufgeführt. Außerdem werden Daten von Plexiglas GS233, dem verwendeten Lichtleitermaterial angegeben [RHO].

in Fluoreszenzlicht umgesetzt. Die Konversionseffizienz ϵ_{konv} des Szintillators ist definiert als

$$\epsilon_{\text{konv}} = \frac{\bar{E}_{\text{szint}}}{\bar{E}_{\text{verl}}} \tag{4.20}$$

Die Energie $\bar{E}_{\text{szint}}$ steht zur Bildung von im Mittel $\bar{N}_\gamma$ Photonen der Wellenlänge λ zur Verfügung[29]:

$$\bar{N}_\gamma = \frac{\lambda}{2\pi c\hbar}\bar{E}_{\text{szint}} \tag{4.21}$$

Bei $\bar{E}_{\text{verl}} = E_{\text{mip}}(\text{inPlastik})$ nach 4.8 ergeben sich bei einer Wellenlänge von λ =400 nm für einen 1 mm dicken Plastikszintillator $\bar{N}_\gamma = \epsilon_{\text{konv}} 7.1 \cdot 10^4$ Photonen. Die Konversionseffizienz liegt in der Größenordnung von $\epsilon_{\text{konv}} \approx 0.04$. Der Anteil $(1 - \epsilon_{\text{konv}})$ dissipiert hauptsächlich in Form von Wärme [BIR]. Es verbleiben die im 1 mm Szintillator erzeugten Fluoreszenzphotonen $\bar{N}_\gamma = 2800$.
Es soll festgehalten werden:

- Mit Plastikszintillatoren ist es möglich, Teilchenstrahlung über Lumineszenzlicht zu messen.
- Im Wechselwirkungszähler werden die organischen Plastikszintillatoren NE102A[30] beziehungsweise BC408 eingesetzt. Sie zeigen Relaxationszeiten im Nanosekundenbereich und sind für Triggeranwendungen in der Hochenergiephysik vorgesehen.
- Die Szintillatoren NE102A und BC408 emittieren Lumineszenzlicht im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 500 nm. Ein Spektrum wird in Abb.4.12 gezeigt.
- Die mittlere Photonenausbeute bei dieser Wellenlänge ist $\bar{N}_\gamma = 2800$ Photonen in einer Dicke von 1 mm.

4.5 Lichtleitung im Szintillator und optische Kopplung

Im Szintillator wird Fluoreszenzlicht nach Durchgang eines geladenen Teilchens isotrop emittiert. Die Ausbreitung dieser elektromagnetischen Welle und deren Brechung beim Übergang in ein anderes Medium wird durch die Maxwellgleichungen beschrieben. Demzufolge verschwindet die Divergenz des elektrischen Feldes im Medium bei Abwesenheit von freien Ladungen. Diese Aussage führt unmittelbar zu einer Beziehung, die die gegen die Grenzflächennormale gemessenen Einfallswinkel α_1 auf die Grenzfläche und den Brechungswinkel α_2 im umgebenden Medium mit den Brechungsindizes n_1,n_2 beider Medien in Beziehung setzt. Es ist das Snelliussche Gesetz [JDJ]:

$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} \equiv \frac{1}{n} \tag{4.22}$$

Der Brechungsindex n_1 der in Tab.4.3 dargestellten Szintillatoren ist größer als der der Umgebung. Für Licht, welches im Szintillator erzeugt wird, ergibt sich nach 4.22 der Totalreflexionswinkel α_{T} bei dem $\alpha_2 = \frac{\pi}{2}$ wird, daß heißt, das gebrochene Licht streift entlang der Grenzfläche:

$$\alpha_{\text{T}} = \arcsin\frac{1}{n} \tag{4.23}$$

[29] $c\hbar \approx 197$ MeVfm
[30] Abk. *NE* **N**uclear **E**nterprises und *BC* **Bic**ron

Strahlen, die unter einem Winkel $\alpha_1 < \alpha_T$ einfallen, werden wie an einem Spiegel unter ihrem Einfallswinkel reflektiert. Für die Plastikszintillatoren der Tab.4.3 ergibt sich $\alpha_T \approx 39.3°$.

Fluoreszenzlicht, das im Szintillator erzeugt wird, erreicht nur in einem Bruchteil aller Fälle den Photomultiplier und strahlt auf dessen Kathode. Dieser relative Anteil wird durch die geometrische Effizienz ϵ_{geo} beschrieben. Die geometrische Effizienz läßt sich für ein einfaches optisches System abschätzen.

Licht werde im rechteckigen Szintillator von einem beliebigen Punkt P isotrop emittiert, wie

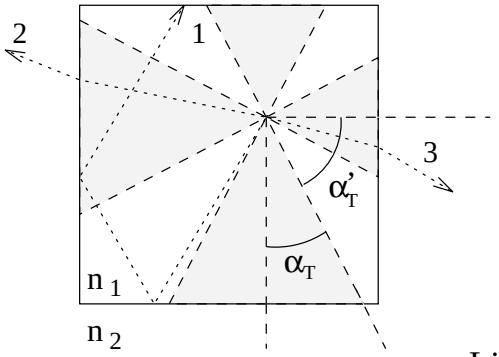
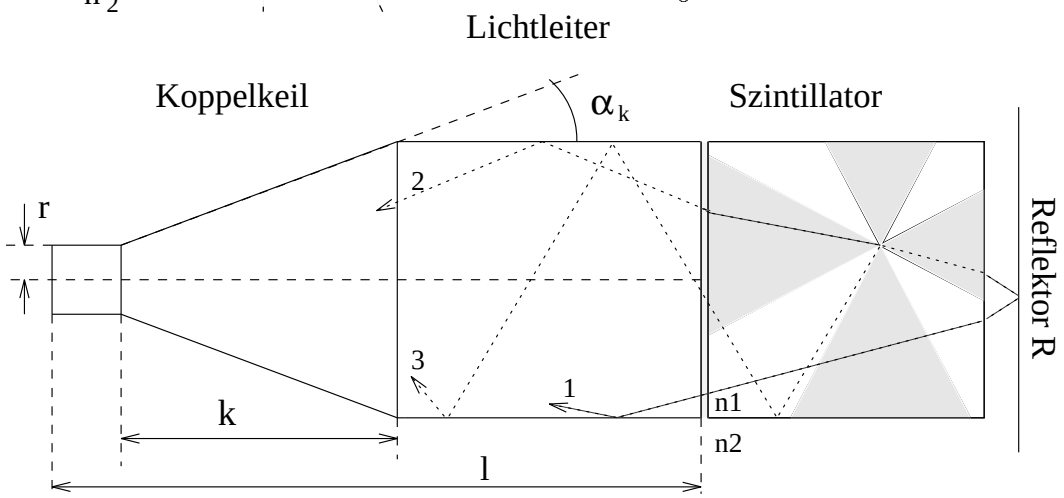


Abb. 4.8: Emission (Lichtstrahlen 2,3) und Einschluß (1) des Fluoreszenzlichtes im rechteckigen Parallelepiped.

Abb. 4.9: Lichtweg im Szintillator und Lichtleiter mit Reflektor R. Der Lichtleiter ist unmittelbar an den Szintillator geklebt. Im Szintillator totalreflektierte Strahlen werden in den Lichtleiter gelenkt.



es in Abb.4.8 dargestellt ist. Lichtstrahlen, die aus dem Szintillator herausgebrochen werden liegen innerhalb eines von sechs Kegeln mit Öffnungswinkel $2\alpha_T$ und Scheitel in P. Die Figurenachse eines jeden Kegels liegt senkrecht auf der jeweiligen Seitenfläche des Szintillators. Die Kegel spannen sechs gleiche Raumwinkelanteile $\Omega/4\pi$ auf:

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2}(1 - \cos\alpha_T) \tag{4.24}$$

Der Anteil F_E aller Lichtstrahlen, die den Szintillator verlassen, ist durch die Summe der sechs Raumwinkelanteile gegeben [KEI]:

$$F_E \equiv 1 - F_T = 3\left(1 - \frac{1}{n}\sqrt{n^2 - 1}\right) \tag{4.25}$$

Der Anteil F_T erfaßt genau die Strahlen, die total unter dem Einfallswinkel reflektiert werden und damit eingefangen bleiben. Für die gegebenen Plastikszintillatoren ergibt sich $F_E = 0.68$. Es ist wichtig zu bemerken, daß die Aussage 4.25 nur gilt, wenn $\alpha_T \leq \frac{\pi}{4}$ beziehungsweise $n \geq \sqrt{2}$ ist. Falls $\alpha_T \geq \frac{\pi}{4}$ ist, überschneiden sich die Lichtkegel. Es gibt dann immer Strahlen, die eingefangen bleiben, doch ist ihr Anteil geringer als in 4.25 angegeben.

Eine Optik, welche ohne direkte Kopplung an einer Seite das emittierte Licht aufnimmt,

trägt maximal den sechsten Teil von F_{E} zur geometrischen Effizienz bei.

Man betrachte nun den Fall direkter Ankopplung eines Lichtleiters an den Szintillator. Die Kopplung ist mit Hilfe eines transparenten optischen Fettes oder eines Klebstoffes möglich. Es gibt in dieser Konfiguration kein Licht mehr, das im Szintillator gefangen bleibt. Die im Szintillator totalreflektierten Strahlen verlassen ihn über die Kontaktfläche vollständig. Die direkte Kopplung ist daher effizienter.

Die geometrische Effizienz wird erhöht, wenn eine Licht reflektierende Schicht mit Reflektivität R mindestens auf der der Kontaktfläche gegenüberliegenden Seite, wie in Abb.4.9 gezeigt, vorhanden ist. Reflektierende Schichten und Folien an den vier anderen Seiten tragen unwesentlich zur Effizienzsteigerung bei. Daher verbleibt der Anteil F_{O} des Lichts für Strahlen, die entlang des Lichtleiters fortgeführt werden[KEI]:

$$\begin{aligned} F_{\mathrm{O}} &= \frac{1}{6}(1+R)\,F_{\mathrm{E}} + F_{\mathrm{T}} \\ &= \frac{1}{2}\left(R - 3 + \frac{5-R}{n}\sqrt{n^2-1}\right) \end{aligned}$$

Für einen rechteckigen Plastikszintillator NE102A oder BC408 errgibt sich unter der Annahme eines Reflektors mit $R = 0.8$ der fortgeführte Anteil $F_{\mathrm{O}} = 0.53$.

Die Lichtintensität I nimmt entlang des Lichtleiters mit der Länge l exponentiell ab:

$$I(l) = I_0 e^{-\mu l} \tag{4.26}$$

Die Dämpfungskonstante μ berücksichtigt die Effekte der Lichtabsorption im Lichtleiter und existierende Oberflächenunreinheiten, die dazu führen, daß Licht herausgestreut wird. Dämpfungen innerhalb des Szintillators können bis zu charakteristischen Weglängen von $\approx$ 60mm vernachlässigt werden. Daher ergibt sich der Anteil F_{P} des Lichts, der das Ende eines Lichtleiters der Länge l erreichen kann:

$$F_{\mathrm{P}} = e^{-\mu l}\left(\frac{1}{6}(1+R)\,F_{\mathrm{E}} + F_{\mathrm{T}}\right) \tag{4.27}$$

Charakteristische Dämpfungskonstanten liegen für Plexiglaslichtleiter bei $\approx 0.03\ \mathrm{cm}^{-1}$. Die verwendeten Lichtleiter sind circa 15 cm lang. Es verbleiben daher am Ende des Lichtleiters ungefähr $F_P = 0.34$.

Der Lichtleiter wird so geformt, daß eine Ankopplung an einen Photomultiplier möglich wird. Im Wechselwirkungszähler soll von einer flachen rechteckigen Szintillatorquerschnittsfläche A_S auf eine kreisrunde Lichtleiterquerschnittsfläche A_L gekoppelt werden. Nach dem Liouville'schen Satz ist die Photonenflußdichte in einem optischen Element inkompressibel [GAR]. Das bedeutet, der in einen Lichtleiter eintretende Photonenfluß kann nicht auf eine kleinere Austrittsfläche verdichtet werden. Es sollte daher $A_S > A_L$ erfüllt sein. Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Kopplung zu realisieren. Einige sind in Abb.4.10 schematisiert.

Im Wechselwirkungszähler fiel die Entscheidung zugunsten der Keilkopplung. Die Art der Kopplung wird in Abb.4.9 illustriert. Eine Keilkopplung der Länge k reduziert die geometrische Effizienz je nach Keilwinkel α_k. Bei Kopplung von einer Szintillatorkantenlänge a auf den Lichtleiterradius r gilt $\alpha_k = \arctan(a/2 - b)/k$. Sei α' der Winkel, unter dem Licht in den Keil einfällt. Dann können im Keil nur Strahlen totalreflektiert werden, für die $\alpha' < 90° - \alpha_T - \alpha_k$ gilt. Eine Raumwinkelbetrachtung führt auf den Anteil κ des Lichts, das von der Eintrittsfläche kommt und nicht aus dem schrägen Keilseitenteil gestreut wird:

$$\kappa = \frac{1 - \sin(\alpha_T + \alpha_k)}{1 - \sin(\alpha_T)} \tag{4.28}$$

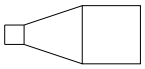
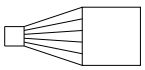
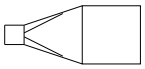
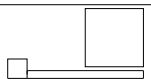
Bezeichnung der Sammlungs variante	Szintillator-Lichtleiter Kopplung (Schema)	Koppel medium	Quer-schnitts-quotient Q	Sammel-ausbeute ε_{geo}
adiabatischer Lichtleiter		Luft Fett	1 1	0.12 0.25
gedrehter Lichtleiter		Luft Fett	1 1	0.25 0.5
einfach gewundener Lichtleiter		Fett	1	0.4-0.5
einseitige Auslese mit schmalem Lichtleiter		Luft	>16	0.07
zweiseitige Auslese mit schmalem Lichtleiter		Luft	>8	0.14

Abb. 4.10: Vergleich verschiedener Lichtsammelsysteme. Eine dünne Szintillatorplatte ist an Lichtleiter gekoppelt. ϵ_{geo} ist der Anteil des Szintillationslichts welches zum Detektor gelangen kann. Q ist der Quotient der ausgelesenen Szintillatorfläche zum Lichtleiterquerschnitt [KEI].

Bei einer Keillänge von 6 cm ergibt sich $\kappa = 0.61$. Es werde angenommen, daß kein Licht im Keil zurück in Richtung Szintillator reflektiert werde. Damit ergibt sich die Abschätzung für die geometrische Effizienz ϵ_{geo}:

$$\epsilon_{geo} = \kappa \cdot F_P \tag{4.29}$$

Und im Fall der bisher bestimmten Werte $\epsilon_{geo} = 0.20$.

In Tab. 4.4 sind die für interessante Keillängen k und verschiedene Reflektivitäten R berechneten geometrischen Effizienzen angegeben. Erwartungsgemäß steigt die geometrische Effizienz mit der Reflektivität und zunehmender Keillänge. Entscheidend ist, daß die Keillänge innerhalb des für diese Anwendung vorgesehenen Bereichs von circa 40 mm bis 60 mm einen genauso gewichtigen Einfluß hat wie die Verwendung eines Reflektors.
Weiterin wird festgestellt, daß unter der Annahme eines 'idealen Keils' mit $\kappa = 1$ die geometrische Effizienz bei maximal 33% liegt. Der Gewinn bei Verwendung eines solchen idealen Keils gegenüber einem realen Keil liegt also bei einem Faktor 1.65. In diesem Zusammenhang sei auf die mögliche Verwendung gedrehter Lichtleiter hingewiesen. Bei dieser Variante werden Lichtleiterzungen an den flachen Lichtleiter oder direkt an den Szintillator geklebt. Sie werden gedreht und nebeneinander auf den runden Lichtleiterquerschnitt geführt. Unter der Annahme, damit einen idealen Keil zu realisieren, würde man also die 1.6 fache Lichtausbeute erhalten. In Abb. 4.10 werden unter anderem diese beiden Möglichkeiten verglichen. Zunächst kann die dort gegebene geometrische Effizienz für den adiabatischen Lichtleitertyp aus der geführten Rechnung bestätigt werden. Im Vergleich zum gedrehten Lichtleiter wird ein Gewinn um den Faktor 2 angegeben. Dieser Wert kann durch die Rechnung nicht ganz bestätigt werden.

Als Resultat dieses Abschnitts kann festgestellt werden, daß bei der beschriebenen Geometrie

k \ R	0.0	0.5	0.8	1.0
40mm	0.12	0.14	0.15	0.16
50mm	0.15	0.17	0.18	0.19
60mm	0.17	0.19	0.20	0.21
100mm	0.21	0.24	0.25	0.26

Tab. 4.4: Geometrische Effizienzen ϵ_{geo} in Abhängigkeit der Keillänge k und der Reflektivität R bei einem Lichtleiter von 15cm Länge.

von den 2800 im 1 mm Szintillator erzeugten Photonen ungefähr 20%, also 560, den Lichtleiterausgang erreichen und auf die Photokathode des Photomultipliers fallen. Diese Zahlen sind als Größenordnungen zu verstehen.

4.6 Photomultiplier im Wechselwirkungszähler

Photonen können mit Photomultipliern nachgewiesen werden. Neben der Forderung nach hoher Quanteneffizienz bei der Wellenlänge maximaler Emission der Szintillatoren, gibt es für den Einsatz im SELEX-Experiment weitere Kriterien an die Photomultiplier. Zum einen sollen sie relativ klein sein, da nur wenig Raum in der Targetregion zur Verfügung steht. Zum anderen soll die Antwortzeit der Röhre so kurz wie möglich sein. Gleichzeitig wird eine ausreichende Stromverstärkung entlang der Dynodenkette verlangt. Und nicht zuletzt soll das Photoelektronenrauschen minimal bleiben.

Es wurden die beiden in Tab.4.5 gezeigten Typen der Firma Hamamatsu ausgewählt. Im folgenden werden die Daten eines dritten Typs der Firma Phillips erwähnt, da er bei Tests mit kosmischer Strahlung in Abschnitt 6.4 verwendet wurde. Um zu einer Bewertung der beiden erstgennanten Typen zu gelangen, soll ihre Funktionsweise erläutert werden.

PM-Röhre	Basisbeschaltung	d_{Roehre}	$d_{sensitiv}$	Außenmaße	
R647-0	H3165-04	13 mm	10 mm	14.3 mm	L 116 mm
R1450	H3167-01	19 mm	16 mm	24.6 mm	L 140 mm

Tab. 4.5: Maße der verwendeten Photomultiplier: Die Röhren werden mit einer Basisbeschaltung geliefert. Die Durchmesser d_{Roehre}, $d_{sensitiv}$ der Röhren und der sensitiven Fläche sind angegeben. Die Länge L der Röhre mit Basisbeschaltung ist ebenfalls angegeben.

Aufbau Die Photomultiplier[31] bestehen aus einem zylinderförmigen, im Innern evakuierten Glaskörper. An einem Ende befindet sich ein Lichteintrittsfenster, die anderen Seiten sind abgedunkelt. Für beide verwendeten Röhren ist das Glas aus Borosilikat. Es zeigt eine Durchlässigkeit für Licht vom Infrarotbereich bis 300nm Wellenlänge. Der Photomultiplier R1450 ist mit Spannungsteiler in Abb.4.11 dargestellt.

Funktionsprinzip Mit einem Photomultiplier ist es möglich, Photonen zu zählen. Wenn Photonen das Eintrittsfenster des Photomultipliers durchdringen, können sie in der dahinterliegenden Kathode Photoelektronen (Lichtelektrischer Effekt) freisetzen. Hinter der Kathode befinden sich Dynoden. Zwischen den Dynoden und der Kathode ist über Spannungsteiler eine Spannung angelegt und bewirkt ein elektrisches Feld zwischen Kathode, erster Dynode und entlang folgender Dynoden. Die Photoelektronen werden im elektrischen Feld von der Kathode zur ersten Dynode geleitet. In der Dynode werden Sekundärelektronen ausgelöst. Entlang der Dynoden setzt Sekundärelektronenvervielfachung um einen Faktor 10^6 bis 10^7 ein. An der Anode des Photomultipliers werden die Ladungen gesammelt und fließen über den Ausgangsinnenwiderstand ab. Die Vervielfachung der Photoelektronen um einen Faktor δ an einer jeden Dynode in einer gegebenen Zeit entspricht einer Stromverstärkung. Wenn der Photomultiplier die Anzahl von n Dynoden besitzt, wird der Strom insgesamt um den Faktor $K = \delta^n$ verstärkt.

Nachweiseffizienz des Photomultipliers N_γ Photonen lösen in der Kathode $\bar{N}$ Photoelektronen mit einer Wahrscheinlichkeit (Quanteneffizienz) ϵ_q aus. Damit Photoelektronen nachgewiesen werden, müssen sie auf die erste Dynode gelangen. Ein Elektron gelangt mit einer Wahrscheinlichkeit ϵ_s, der Sammeleffizienz, von der Kathode zur ersten Dynode. Daher ist die

[31] engl.: *Photomultiplier* Sekundärelektronenvervielfacher

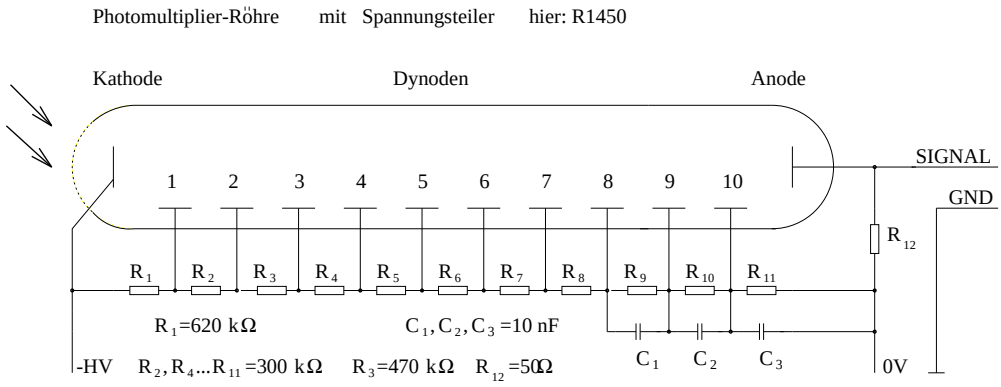


Abb. 4.11: Photomultiplierröhre R1450 mit Basisbeschaltung. Zwischen Kathode und Anode liegt eine Hochspannung. Die Dynoden werden über einen Spannungsteiler mit zehn Anzapfungen an die Hochspannung gelegt. Die Ausgangsimpedanz wird durch den Widerstand R_{12} bestimmt [HAM1].

Nachweiseffizienz des Photomultipliers ϵ_p des Photomultipliers gegeben durch:

$$\epsilon_p = \epsilon_s \epsilon_q = \frac{\bar{N}}{N_\gamma} \epsilon_s \tag{4.30}$$

Die Quanteneffizienz hängt von der Energie des Photons beziehungsweise von der Wellenlänge des Lichts ab, das auf die Kathode fällt. Sie hängt von der Lichttransmission des Fensters und vom Kathodenmaterial ab. In Abb.4.12 ist die Quanteneffizienz beider Röhren in Abhängigkeit der Wellenlänge dargestellt. In der Graphik ist ebenfalls das Emissionsspektrum des verwendeten Szintillators eingezeichnet. Beide Röhren zeigen ein Maximum $\epsilon_q \approx 30\%$ bei ≈ 400 nm Wellenlänge. Die Quanteneffizienz fällt im Intervall von 310 nm bis 550 nm auf 10% ab. Die Maxima des Szintillatoremissionspektrums und der Quanteneffizienz sind 100 nm gegeneinander verschoben. In Tab.4.6 ist ist die Wellenlänge, bei der die Quanteneffizienz maximal wird, eingetragen.

PM-Röhre	ϵ_q	λ_{max}
R647-0	0.26	390nm
R1450	0.28	420nm
XP2020	0.25	400±30nm

Tab. 4.6: Quanteneffizienz ϵ_q: Die Quanteneffizienz ϵ_q wird bei der Wellenlänge λ_{max} maximal.

Rauschen Bei fester Zahl einfallender Photonen N_γ schwankt die Zahl generierter Photoelektronen. Ihre Anzahl ist poissonverteilt um den Mittelwert $\bar{N}$. Die Stromverstärkung entlang der Dynodenkette schwankt normalverteilt. Die Verstärkungsschwankungen betragen ungefähr 10% der Photoelektronenschwankungen. Die Poissonverteilung wird also noch etwas verbreitert.

Diese Schwankungen bewirken das Rauschen. Die Auflösung des Photomultipliers wird dadurch begrenzt.

Zeitverhalten Wie in Abb.4.13 gezeigt, verstreicht zwischen dem Eintreffen eines δ-förmigen Lichtimpulses und der Bildung eines Signals an der Anode eine charakteristische Antwortzeit. Die Antwortzeit wird zwischen den Maxima des Lichtimpulses und dem Maximum des Photomultipliersignals gemessen. Die Anstiegszeit hängt von der Anzahl Dynoden im Photomultiplier

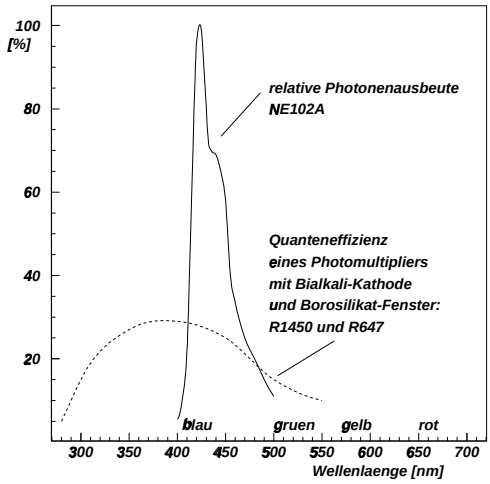


Abb. 4.12: Quanteneffizienz des Photomultipliers R1450, R647 und Photonenspektrum des Szintillators NE102A. Wichtig ist, daß die Spektren einen großen überlappenden Wellenlängenbereich zeigen. Dieser Bereich liegt im Sichtbaren bei der Farbe blau.

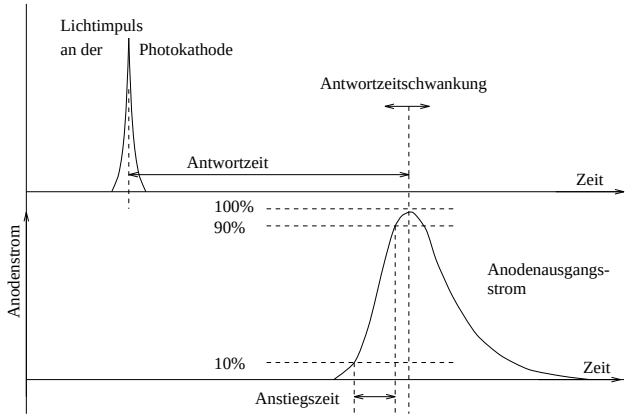


Abb. 4.13: Ausgangssignal des Photomultipliers: Nach einer Antwortzeit von $\approx$ 10..30 ns erscheint das Ausgangssignal an der Anode. Die Signalform hängt von der Dynodenbeschaltung ab. Bei Beschaltung der Röhren nach 4.11 ergeben sich Signalbreiten auf halber Amplitude von $\approx$7 ns und eine charakteristische Anstiegszeit von 2 ns.

ab. Charakteristische Antwortzeiten liegen bei 20 ns. Das Ausgangssignal hat eine endliche Anstiegszeit. Es ist die Zeit, die das Signal benötigt, um von 10% bis 90% seiner maximalen Amplitude anzuwachsen. Die Form des Signals nach Erreichen des Maximums hängt von der Dynodenbeschaltung ab. Die Antwortzeit zeigt Schwankungen um einen Mittelwert. Sie liegen im Bereich von 1..2 ns. Das Zeitverhalten der verwendeten Photomultiplier ist in Tab.4.7 zusammengefaßt.

Der Einsatz der Photomultiplier im Trigger von *SELEX* erfordert kurze Antwortzeiten. Innerhalb von circa 70 ns soll das Signal zur nächsthöheren Triggerstufe weitergereicht werden. Die verwendeten Photomultiplier zeigen im Vergleich mit anderen existierenden Röhren minimale Antwortzeiten.

PM-Röhre	Antwortzeit	Signalanstiegszeit	Antwortzeitschwankungen
R647-01	24ns	2.3ns-2.5ns	1.6ns
R1450	19ns	1.8ns	760ps
XP2020	28ns	1.5ns	0.25ns

Tab. 4.7: Zeitverhalten der verwendeten Photomultiplier

Ausgangssignal Der Photomultiplier verhält sich wie eine ideale Stromquelle, das heißt die gemessene Ausgangsspannung wird in erster Linie durch den belastenden Widerstand $R_{\text{lade}} = 50\Omega$ in der gezeigten Basisbeschaltung bestimmt. Ein einzelnes Photoelektron bewirkt bei Verstärkung $K \approx 10^6$ in einer charakteristischen Zeit von T=5ns daher eine gemessene

Spannung U_{mess}:

$$U_{\text{mess}} = R_{\text{lade}} \cdot \frac{eK}{T} \approx 2 \text{ mV}$$

Wenn man davon ausgeht, daß mindestens 20 Photoelektronen (Abschnitt 6.3) ausgelöst werden, erhält man eine Ausgangsspannung von ≈ 40 mV, die am Oszilloskop gemessen werden kann. Im geeigneten Arbeitsbereich des Photomultipliers und bei begrenzter Zahl einfallender Photonen N_γ ist die Ladung Q auf der Anode der Anzahl einfallender Photonen proportional. In der Zeit T fließt der Anodenstrom $I(t)$, so daß gilt:

$$N_\gamma \propto \int_0^T dt\ I(t) = \frac{1}{R_{\text{lade}}} \int_0^T dt\ U_{\text{mess}}(t) \tag{4.31}$$

Es ist wichtig, festzustellen, daß die Anzahl Photonen proportional der Fläche unter dem gemessenen Spannungssignal ist. Um also auf die im Szintillator deponierte Energie zu schließen, muß das Photomultipliersignal von der auswertenden Elektronik integriert werden. Energiespektren werden daher mit ladungsintegrierenden ADCs[32] aufgenommen (Abschnitt 5.2.1).

PM-Röhre	U_{max}	U_{norm}	n	K
R647-0	-1250V	-1100V	10	$1.6 \cdot 10^6$
R1450	-1800V	-1700V	10	$5.0 \cdot 10^6$
XP2020	-2600V	-2200V	12	$3.0 \cdot 10^7$

Tab. 4.8: Die maximale Versorgungspannung U_{max} und die vorgesehene Versorgungsspannung U_{norm}, die Dynodenzahl n und die Ladungsverstärkung K.

Arbeitsbereich Der geeignete Arbeitsbereich wird durch die Versorgungspannung bestimmt. Die Versorgungspannung ist zwischen Kathode und Anode angelegt (Abb.4.11). Einen Eindruck vom Verhalten der Photomultiplier erhält man durch die Aufnahme der Zählraten in Abhängigkeit der angelegten Versorgungsspannung. Für den Typ R647 wurde die Zählrate in beliebigen Einheiten in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung aufgenommen und in Abb.4.14 dargestellt. Die Messung wurde bei unterschiedlichen Diskriminatorschwellen durchgeführt, so daß Signale nur dann gezählt wurden, wenn die Signalamplitude größer als die Schwelle war. Zur Aufnahme der Kurven wurden die im nächsten Abschnitt beschriebenen Plastikszintillatoren und eine Cs137-Quelle[33] verwendet. Der detaillierte Verlauf hängt vom Szintillator und der radioaktiven Quelle ab, jedoch ist der prinzipielle Verlauf charakteristisch für den Photomultiplier: Mit steigender Versorgungsspannung steigt die Zählrate an. Bei niedriger Schwelle von 14mV zeigt der Graph ein Plateau bei einer Versorgungsspannung von 1100V. In einem Bereich von ±500V um diese Spannung ändert sich die Zählrate nur geringfügig. Dieser Spannungsbereich definiert den optimalen Arbeitsbereich des Photomultipliers. Bei höheren Spannungen werden unnötig viele 'Rauschelektronen' entlang der Dynodenkette freigesetzt, bei geringeren Spannungen ist die Fokussierung der Photoelektronen auf die erste Dynode und die Verstärkung nicht ausreichend und der Photomultiplier arbeitet unterhalb seiner möglichen Sensitivität. Die Versorgungsspannung wird daher in allen Experienten für den R647 bei 1100V eingestellt. Das Optimum des R1450 liegt bei 1700V.

[32] Abk.: *ADC* **A**nalog **D**igital **C**onverter

[33] Cs137 ist sowohl ein γ als auch ein β^- Strahler mit einer γ-Linie bei 0.66 MeV, β-Endpunktsenergie von 0.5 MeV und einer Halbwertszeit von 30.2 Jahren.

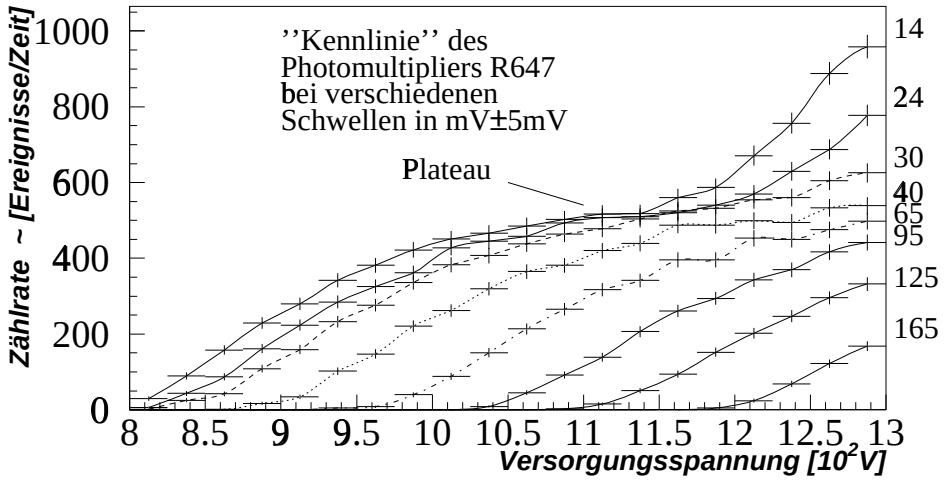


Abb. 4.14: Gemessene Kennlinie des Photomultipliers R647: Die Zählrate ist in beliebigen Einheiten über der Versorgungsspannung bei verschiedenen Diskriminatorschwellen aufgetragen. Bei ungefähr 1100V zeigt die Kennline ein Plateau. Bei dieser Versorgungspannung liegt die optimale Betriebsspannung.

Am Ende des letzten Abschnitts wurde die geometrische Effizienz angegeben (20%) und die Zahl von 560 Photonen genannt, die bis zur Photokathode gelangen. In diesem Abschnitt wurde festgestellt, daß die Quanteneffizienz bei einer Wellenlänge im überlappenden Bereich der Spektren (Abb.4.12) bei 25% liegt. Unter der Annahme, daß die Sammeleffizienz der ersten Dynode 100% beträgt, ergibt sich die Detektoreffizienz des Durchgangszähler zu 5%. Es werden dann 140 Photoelektronen freigesetzt. Die Anzahl ausgelöster Photoelektronen wird in Abschnitt 6.3 aus einer Messung bestimmt. Es wird sich zeigen, daß der hier gegebene Wert zu optimistisch ist.

5 Aufbau des Wechselwirkungszählers

Bis zu dieser Stelle wurden, wenn auch unter praktischem Bezug, eher theoretische Punkte beschrieben. Es soll nun gezeigt werden, wie der Wechselwirkungszähler realisiert wird. Dazu werden die folgenden Komponenten erklärt:

1. *Die beiden Durchgangszählern, bestehend aus*
   (a) *Dem optischen Teil, einem Szintillator mit Lichtleiter*
   (b) *Photomultiplier, voraussichtlich Typ R1450*
   (c) *Lichtleiter- und Photomultiplierhalterung*
   (d) *SELEX-spezifische Haltemechanik*
2. *Die Triggerelektronik für den Vergleich der Pulshöhen.*

In diesem Abschnitt wird der optische, mechanische und elektrische Aufbau beschrieben, mit dem die Messungen in Abschnitt 7 durchgeführt wurden. Der für das SELEX-Experiment notwendige Aufbau wird am Ende dieser Arbeit beschrieben.

5.1 Mechanischer Aufbau

5.1.1 Fertigung und Handhabung des optischen Teils

In Abb.5.1 ist der Prototyp eines Szintillators S mit Lichtleiter A, B, C zu sehen.

Szintillator Die untersuchten Szintillatoren haben eine quadratische Fläche von 40×40 mm^2 und eine Stärke von 1 mm, 3.0 mm, 1.3 mm, 2.0 mm und 3.3 mm. Die ersten beiden Stärken wurden wie in Abb.5.1 angefertigt, die anderen dagegen ohne Lichtleiter. Die Stärken 2.0 mm und 3.0 mm tragen die Bezeichnung BC408, die anderen NE102A. Die Eigenschaften dieser Plastikszintillatoren sind in Abschnitt 4.4 beschriebenen. Die Oberflächen der Szintillatoren sind poliert, so daß im Licht im Innern reflektiert werden kann, sofern es die Bedingung für Totalreflexion erfüllt.

Lichtleiter Der Lichtleiter zeigt eine 'Fischschwanzform'. Teil A ist rechteckig flach mit einer Stärke von 3 mm; der Teil C zylinderförmig mit 15mm Durchmesser. Dazwischen befindet sich eine keilförmige Anpassung. Der Koppelkeil B hat einen Keilwinkel von 37°, so daß die Geometrie als adiabatische Kopplung bezeichnet werden kann. Die Lichtleiter bestehen aus drei Teilen poliertem Plexiglas GS233 [RHO], die an zwei Stellen aneinandergeklebt wurden. Die spektrale Transmittanz reicht von 380nm bis über 700nm und ist für die Leitung des Szintillatorlichts geeignet. Die Lichtabschwächung liegt in diesem Wellenlängenbereich bei $\mu = 0.03$ cm^{-1}. Nach der Abschätzung in Abschnitt 4.5 ergibt sich die geometrische Effizienz $\epsilon_{\text{geo}} \approx 20\%$. Die Lichteintrittsfläche des Lichtleiters an der Klebestelle zum Szintillator beträgt 120 mm^2, die Lichtaustrittsfläche ≈ 177 mm^2. Der Lichtleiter erfüllt also die Liouvill'sche Forderung (Abschnitt 4.5). Der Lichtleiter ist an den Szintillator geklebt. Für die Klebung kann optischer Zement[34] verwendet werden.

Die Prototypen mit 1.0 mm und 3.0 mm Szintillatoren wurden in der Lichtleiterwerkstatt am *CERN* nach den Angaben Abb.5.1 gefertigt. Außerdem wurde eine Variante mit um 90° gebogenem Lichtleiter hergestellt, da ursprünglich diese Geometrie für den Einsatz bei *SELEX* geplant war. Szintillatoren und Lichtleiter werden im allgemeinen lichtdicht verpackt: Zunächst werden sie mit Alkohol gereinigt. Aluminiumfolie wird als Reflektor um A, B, C und S gelegt. Die Folie sollte nicht zu glatt und straff sein. Die Teile A, B, S werden locker mit lichtundurchlässigem

[34] Das farblose Epoxyd Harz NE581 ist zur Klebung geeignet.

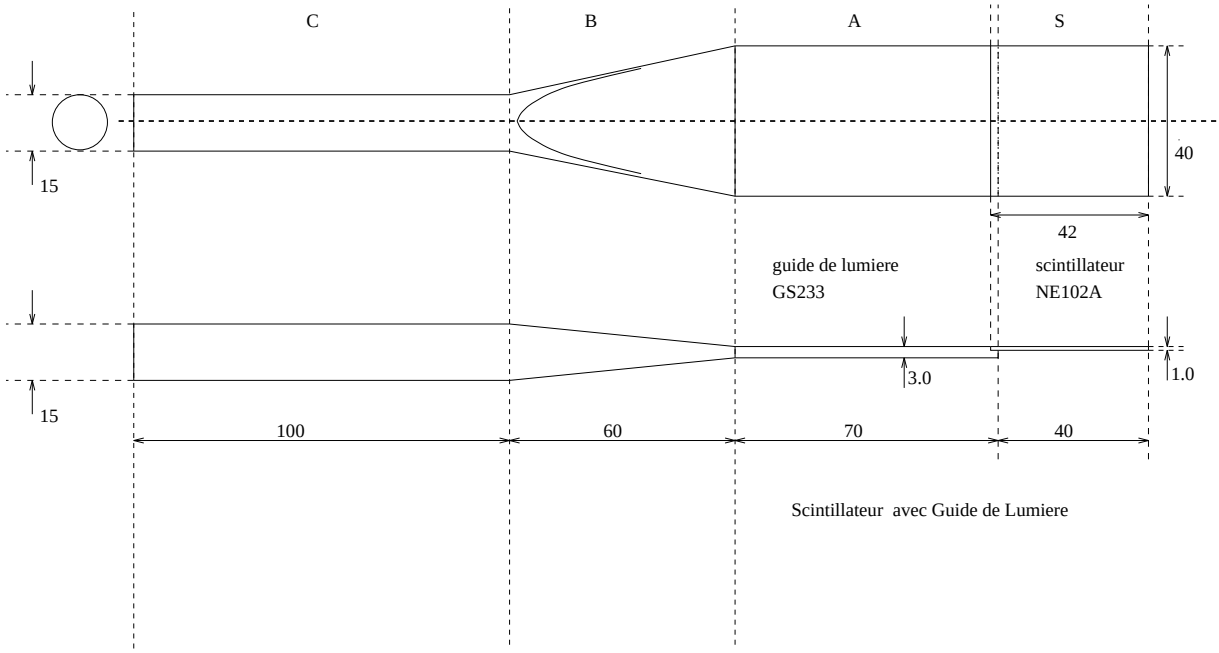


Abb. 5.1: Prototyp eines Szintillators mit Lichtleiter. An den Szintillator S ist ein Lichtleiter A, B, C gekoppelt.

Klebeband, Teil C dagegen straff mit einer Lage Klebeband umwickelt. Die Lichtaustrittsfläche am Ende des runden Lichtleiters bleibt frei.

Der Lichtleiter kann mit optischem Fett[35] an das Kathodenfenster des Photomultipliers gekoppelt werden. Dazu wird ein Tropfen auf die Mitte des Kathodenfensters gegeben. Der Lichtleiter wird angedrückt und preßt das Fett zu den Rändern gleichmäßig aus der Nahtstelle heraus. Der Photomultiplier sollte dann immer unter leichtem Druck gegen den Lichtleiter montiert werden.

- Für beide Durchgangszähler wurden Lichtleiter und Szintillator als Prototypen und Einsatztypen für *SELEX* angefertigt.
- Die beiden Szintillatortypen NE102A und BC408 zeigen kurzes und schnelles Signalzeitverhalten
- Die Lichtkopplung ist gekennzeichnet durch:
  - spektrale Transmittanz von 370nm bis 700nm bei $\mu = 0.03$ cm^{-1}
  - geometrische Effizienz von ca. 20%
  - geometrische Apassung an die vorgesehenen Photomultiplier: Kathode 16mm und Lichtleiter 15mm Durchmesser
  - spektrale Anpassung an die Photomultiplier
- Eine ausreichend lichtdichte Verpackung mit interner Reflexion wurde mit Aluminiumfolie und Klebeband hergestellt.

5.1.2 Betrachtungen zum mechanischen Design

Der Lichtleiter wird in einem Klemmhalter Abb.5.2 eingespannt, damit er an den Photomultiplier gesetzt werden kann. Der Klemmhalter A besteht aus drei Teilen a, b, c. Der Zylinder a verläuft

[35] Das Silikonfett *Pâte 7* der Fa. Usine Silicones ist geeignet

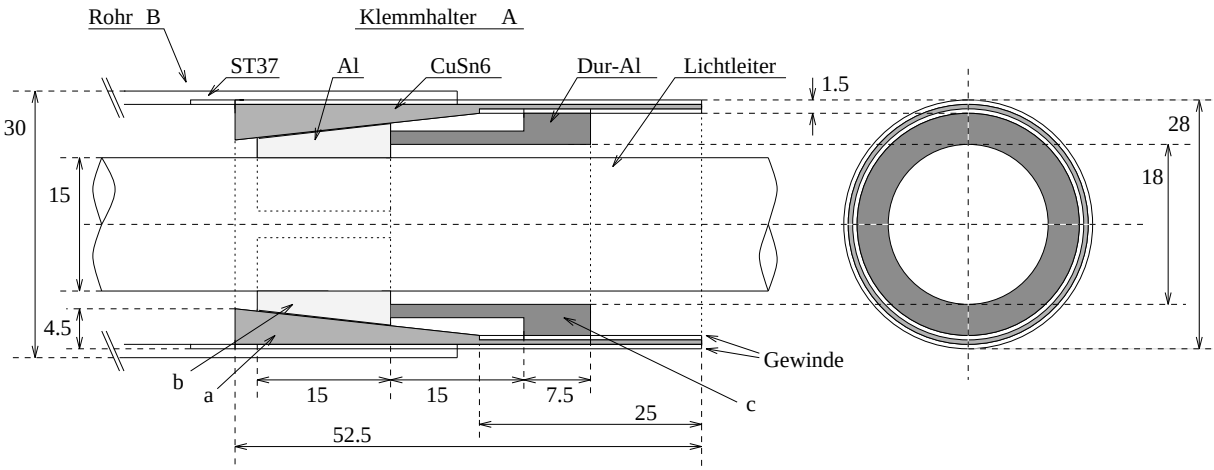


Abb. 5.2: Klemmhalter für den Lichtleiter, Seiten- und Frontansicht: Der Klemmhalter besteht aus dem äußeren Zylinder a, den Backen b und dem Innenring c.

an einer Seite im Innern leicht konisch mit Steigung 6.2°. Darin können zwei Backen b entlang der Symmetrieachse gleiten. Durch diesen Mechanismus läßt sich der Klemmhalter von 14mm bis 18mm schließen und öffnen. Im Klemmhalter wird der Innenring c verschraubt. Der Innenring drückt gegen die Backen. Ein Lichtleiter im Innern kann mit dieser Technik eingeklemmt werden.

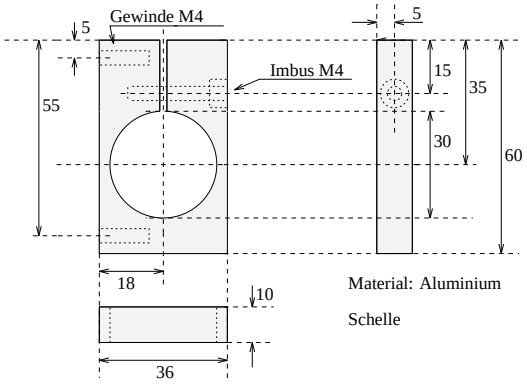


Abb. 5.3: Schelle für Rohrhalter

Der Klemmhalter A wird mit dem Rohr B Abb.5.4 verschraubt. Das Rohr nimmt Photomultiplier bis maximal 26mm Außendurchmesser und 170mm Länge auf. Rückwärtig wird der Photomultiplier von zwei Messingringen gehalten. Einer kann im Rohr verschraubt werden und drückt über eine Stahlfeder gegen den anderen, welcher im Rohr freigleitend am Photomultiplier anliegt. Auf diese Art wird sichergestellt, daß der Photomultiplier mit seinem Kathodenfenster gegen den Lichtleiter gedrückt wird.

Der Innendurchmesser der Messingringe ist so bemessen, daß eine *SHV*-Verbindung[36] durchgeführt werden kann. Der rückwärtige Lichtabschluß wird durch die Einlage eines schwarzen, geschlitzten Gummis zwischen den Messingringen sichergestellt.

[36] Abk.: *SHV* **S**ecure **H**igh **V**oltage - eine gebräuchliche Normsteckverbindung

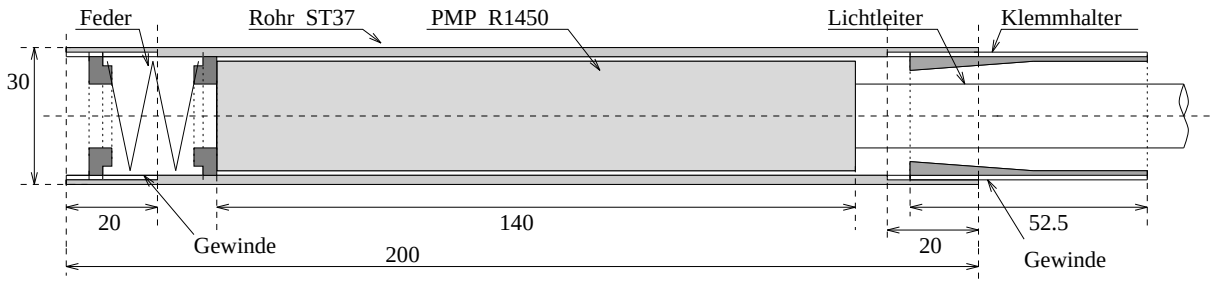


Abb. 5.4: Rohrhalter für den Photomultiplier mit Klemmhalter

Das Rohr paßt in eine Aluschelle Abb.5.3. Dieser Typ Schellen erwies sich als ausreichend robust bei Testaufbauten und wird daher auch für die Endversion vorgesehen.

- Die Lichtleiter beider Durchgangszähler können mit den Klemmhaltern im Halterohr verschraubt und an den Photomultiplier gekoppelt werden. Diese Mechanik wurde für die beiden Prototypen aufgebaut.
- Rohr und Klemmhalter zeigten sich betriebssicher, das heißt:
  - Langsames Herausrutschen des Lichtleiters aus den Backen des Klemmhalters aufgrund der Federspannung wurde nicht festgestellt.
  - Der Rohrhalter läßt sich lichtdicht verschließen
  - Zusätzliche Magnetfeldabschirmung mit μ-Metall ist möglich, ist bei Verwendung des R1450 aber nicht notwendig, da dieser eine solche Abschirmung bereits enthält.

5.2 Elektronik im Wechselwirkungszähler

Nach der Simulation in Abschnitt 4.2 werden Fehlentscheidungen des Triggers durch einen Pulshöhenvergleich und Auswahl des kleineren Wertes reduziert. An dieser Stelle wird eine Schaltung vorgestellt, die innerhalb von 100 ns einen Pulshöhenvergleich durchführt. Zum Vergleich wird ein Trigger-Modul verwendet. Dieses Modul wird ebenfalls beschrieben.

5.2.1 Schaltung zur Durchführung eines Pulshöhenvergleichs

In Abb.5.6 wird die Schaltung gezeigt, mit der ein Pulshöhenvergleich durchgeführt werden kann. Diese Schaltung wurde aufgebaut und in einer Teststrahlzeit am *CERN* zusammen mit den Durchgangszählern betrieben (siehe Abschnitt 6).

Verteiler Das Ausgangssignal der Photomultiplier *PMPA* und *PMPB* beider Durchgangszähler *A*,*B* muß auf je acht Diskriminatorkanäle geführt werden. Da es unmöglich ist, einen einzelnen Photomultiplier mit acht Kanälen à 50 Ω Eingangsimpedanz pro Kanal zu belasten, werden passive Verteiler und schnelle Verstärker zur Signalaufteilung eingesetzt.

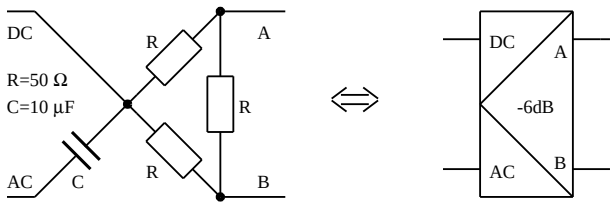


Abb. 5.5: Passiver Verteiler für den Wechselwirkungszähler. An 50Ω wird die Ausgangsleistung um -6dB gedämpft.

Ein passiver Verteiler Abb.5.5 wird aus drei 50Ω Widerständen in π-Schaltung aufgebaut. Er verteilt das Eingangssignal mit einer Leistungsdämpfung a:

$$a = 10 \log \frac{P_{\text{aus}}}{P_{\text{ein}}} \, [\text{dB}] = -6 \text{ dB}$$

Dabei wird die Ausgangsleistung P_{aus} an einen Verbraucher mit 50Ω Innenwiderstand übertragen. Die analogen Signale der Durchgangszähler wurden in dieser Schaltung bereits vor der Verstärkung ein erstes Mal aufgeteilt. Der eine Zweig führt direkt an einen ladungsintegrierenden ADC LC2249A, der andere an den Verstärker. Der Grund für dieses Vorgehen liegt darin, daß sowohl verstärkte als auch unverstärkte Signale aufgezeichnet werden sollten, um eventuelle negative Einflüsse durch den Verstärker aufzuzeigen.

ADC Nach der Beschreibung in Abschnitt 4.6 können Energiespektren nur mit ladungsintegrierenden ADCs aufgenommen werden. Zu diesem Zweck befindet sich in der Eingangsstufe des ADC ein Ladekondensator. Dieser Kondensator wird im Rahmen seiner Aussteuergrenzen so lange geladen, wie am *GATE* Eingang ein aktiver Signalpegel anliegt. Bei Signalbreiten von 10 ns bis 20 ns wird eine charakteristische Torzeit am *GATE* von 100 ns gewählt. Das Multipliersignal muß innerhalb dieser Torzeit erscheinen. Dazu werden die Photomultipliersignale verzögert. Der ADC benötigt für die Digitalisierung in 10 Bit Worte eine Zeit von 60 μs. Intern wird der Kondensator während dieser Zeit langsam bis auf null entladen und ein Zähler aufwärts gezählt. Der Zählerstand bei entladenem Kodensator ist dann der digitale Wert.

Verteiler Zur Verstärkung wurden Photomultiplierverstärker LC612AM der Firma LeCroy eingesetzt. Es sind Spannungsverstärker mit variabler Verstärkung bis zur 40fachen Pulshöhe

innerhalb der Aussteuergrenzen von -2.0 V bis $+200$ mV Ausgangsspannung an einer Last von 50 Ω. Sie haben eine Bandbreite von 140 MHz. Die Verstärker zeigten einen konstanten Gleichstromoffset[37] von ungefähr 10 mV. Daher wurde am Ausgang eine *AC*-Kopplung mit Kondensatoren vorgenommen und der Offset entkoppelt. Die Kondensatoren wurden in die passiven Verteiler integriert.

Diskriminator Die achtfach aufgeteilten analogen Signale $A_0..A_7$, $B_0..B_7$ von Durchgangszähler A und B wurden auf die Eingänge des Diskriminators C207 der Firma CAEN [CAE] geführt. In diesem Diskriminator können über *CAMAC*[38] die Schwellen für jeden Kanal unabhängig im Bereich von 0 mV bis -512 mV in 2 mV Schritten programmiert werden. Dazu wird ein Daten-Byte in das gewählte Kanalregister geschrieben. Einer der 16 *ECL*-Ausgänge[39] wird aktiv, wenn die Pulshöhe des Photomultipliers die gesetzte Schwelle unterschreitet. Auf diese Weise wird die Pulshöhe im Raster von acht Spannungsintervallen digitalisiert Die Pulsbreite der Ausgangssignale ist im Bereich von 3 bis 300 ns intern wählbar. In der dargestellten Konfiguration wurden 40 ns eingestellt. Der Diskriminator hat eine Verzögerungszeit von 8 ns. Die maximale Frequenz analoger Signale, auf die getrennt getriggert werden kann, beträgt 130 MHz. Das bedeutet, Photomultipliersignale dürfen minimal im Abstand von 8 ns an einem Kanaleingang anliegen, damit auf jedes getrennt getriggert wird.

Trigger-Modul Die Diskriminatorausgangsignale $ch_0..ch_{15}$ werden an das Trigger-Modul (Abschnitt 5.2.2) geleitet. In diesem Modul werden die Diskriminatorsignale binär zu 3 Bit[40] kodiert. Ein binärer Komparator führt den Größenvergleich durch. Am Ausgang des Moduls stehen im wesentlichen die Signale $DA_0..DA_3$, $DB_0..DB_3$ und der kleinere Wert $DEC_0..DEC_2$ an. Zusätzlich werden vom kleineren Wert dekodierte Signale $TRG_0..TRG_4$ herausgeführt. Die Art dieser Dekodierung ist über Steckverbindungen wählbar.

Datenregister Die digitalisierten Pulshöhen, der kleinere Wert, und die dekodierten Triggersignale wurden im Datenregister LC2371 aufgezeichnet. Das Datenregister hat eine 16 Bit breiten *ECL*-Dateneingang und 2 mal 16 bit breiten *ECL*-Ausgang. Die Eingangssignale werden über *CAMAC* von der *DAQ*[41] ausgelesen. Die Ausgänge wurden zur Kalibration der Triggerschwellen während der Strahlzeit verwendet. Die Eingangssignale werden dann in das Register übernommen, wenn an der Steuerleitung *STR* ein Signalwechsel von 'inaktiv' nach 'aktiv' erscheint.

Die in Abb.5.6 gezeigte Schaltung besitzt insofern allgemeine Bedeutung, als daß mit ihr nicht nur das Trigger-Modul getestet werden konnte, sondern damit generell die Triggerentscheidung zur Kalibration der Pulshöhenentscheidung im Wechselwirkungszähler aufgezeichnet werden kann.

5.2.2 Beschreibung des Trigger-Moduls

Die logischen Signale vom Diskriminator werden im Trigger-Modul verglichen. Dazu werden Integrierte *ECL*-Schaltkreise verwendet. Insbesondere werden die Typen der '10K'-Serie(1971) und '10H'-Serie(1981) der Firma Motorola verwendet [MOT]. Die Schaltung des Trigger-Moduls ist in den beiden Abbildungen 5.7 und 5.8 dargestellt.

Eingangsstufe Eingangstreiber 10116 bilden über die Signalleitungen *ch0..ch7* die Schnittstelle zum Diskriminator. Sie sind notwendig, um Impedanzanpassung an die 110Ω der Ausgänge des C207 zu schaffen. Im Priority-Dekoder 10165 werden die Signale nach der im Bild gezeig-

[37] engl.: *Offset* Eine Verschiebung der Nullinie gegenüber gemeinsamer Masse
[38] Abk.: *CAMAC* **C**omputer **A**utomated **M**easurement **a**nd **C**ontrol - eine ANSI/IEEE Spezifikation 583-1975
[39] Abk.: *ECL* **E**mitter **C**oupled **L**ogic
[40] Abk.: *bit* **bi**nary digit
[41] engl.: *DAQ* **D**ata **A**cquisition

ten Logiktabelle umgesetzt. In einer Logiktabelle werden die Kombinationen aller möglichen Zustände eines Schaltkreises beschrieben. Durch die Angabe der Logiktabelle wird die Funktion des Priority-Dekoders vollständig definiert. Die Eingangszustände $D_0..D_7$ zeigen das Muster, das entsteht, wenn mehrere Diskriminatorkanäle ansprechen. Die Ausgangszustände geben die binäre Kodierung der Werte 0 bis 8 an. Diese Werte bilden über Ausgangstreiber 10H101 einerseits die Signale DA_0.. DA_3 und andererseits die Eingangssignale für den folgenden Größenvergleich.

Komparator Die binären Werte beider werden Durchgangszähler in einem 5bit-Komparator[42] 10166 verglichen. Seine Funktion wird durch die Logiktabelle definiert (Abb.5.8). Die Ausgangsleitung steuert den Eingang *SEL* des Multiplexers 10158. Der Multiplexer schaltet in Abhängigkeit vom Steuersignal entweder die Eingangssignale A oder B zum Ausgang Q. Die Steuerung ist so bestimmt, daß der Wert der kleineren Pulshöhe durchgeschaltet wird. Über einen Treiber 10H101 liegt der kleinere Wert an den Signalleitungen $DEC_0..DEC_2$. Gleichzeitig wird der Wert einem Dekoder 10161 zugeführt, dessen Ausgänge auf ein Jumper-Feld führen. Mit Hilfe der Oder-Verknüpfung 10109 können auf diese Art Diskriminatorfenster kombiniert werden. Das Signal TRG_0 wird in inverser Logik über eine Oder-Verknüpfung 10H105 erzeugt. Es wird aktiv, wenn in Koinzidenz beide Durchgangszähler mit ihrer niedrigsten Schwelle ansprechen. Die Schaltung arbeitet transparent, das heißt die Ausgangssignale folgen mit Schaltverzögerung den Eingangssignalen. So kommt es, daß nur für kurze Zeit nach einem Ereignis gültige Ausgangsdaten anstehen.

Anzeige Zu Testzwecken dient eine Leuchtdiodenanzeige. Über ein *TTL*-Register[43] 74HCT574 werden die von ECL im 10H125 gewandelten binären Werte DA_0.. DA_2 und DB_0.. DB_2 beider Durchgangszähler angezeigt. Die Wandlung ist notwendig, da *ECL* keine Leuchtdioden treiben kann.

Aufbau Das Trigger-Modul wurde als Prototyp in Fädeltechnik [BÜR] auf einer beidseitig kupferkaschierten Lochrasterplatine gefertigt. Die elektrischen Verbindungen werden bei diesem Verfahren mit isoliertem Kupferdraht hergestellt. Der Draht hat eine Stärke von 0.2mm, ist mit bis 650V gleichspannungsisoliertem Lack versehen, der bei circa 250°C beim Zinnverlöten verdampft. Die Leitungen werden über Fädelkämme aus Kunststoff vom Startlötpunkt zum Ziel geführt, dort einmal straff um den Anschlußstift gewickelt und verlötet.

[42] Es gibt keine 3 Bit-Vergleicher in der 10K/H Serie.
[43] Abk.: *TTL* **T**ransistor **T**ransistor **L**ogik

5.2.3 Zeitverhalten des Trigger-Moduls

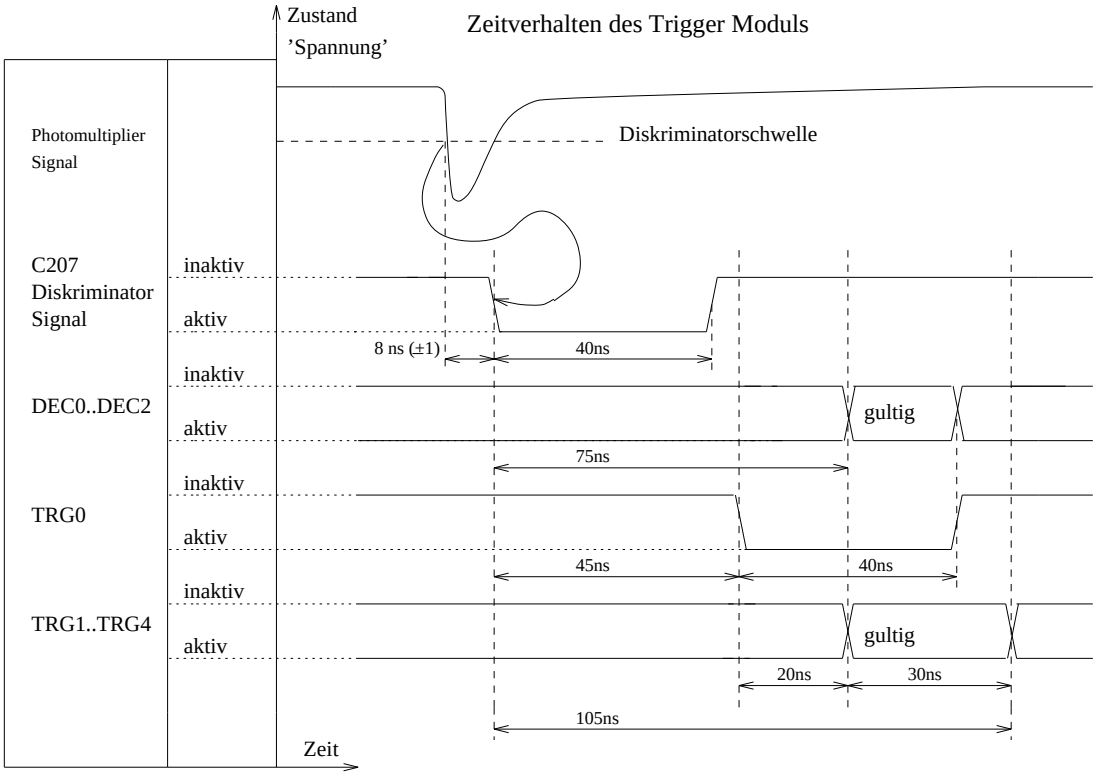


Abb. 5.9: Zeitdiagramm des Trigger-Moduls: Das Photomultipliersignal unterschreitet die Schwelle und bewirkt, daß der Diskriminator C207 pulst. Der Diskriminator hat eine Verarbeitungszeit von 8ns [CAE]. Das Signal TRG_0 erscheint nach 45 ns. Die Größenentscheidung DEC ist nach 83 ns gültig. Die interne Antwortzeit des Trigger-Moduls beträgt 75ns. Die Zeiten wurden auf ±2ns genau gemessen.

Das zeitliche Schaltverhalten wurde mit Testsignalen gemessen. Auf die Eingänge $ch_0..ch_7$ für Durchgangszähler A und ebenfalls auf $ch_0..ch_7$ für B wurden logische Signale von 40 ns Pulsbreite gegeben. Auf diese Weise wurden Diskriminatorsignale simuliert. Damit konnte das Zeitdiagramm Abb.5.9 gemessen werden: Gezeigt ist die charakteristische Spannungspulsform eines Photomultiplierausgangssignals. Es unterschreitet die eingezeichnete Diskriminatorschwelle. Der Diskriminator antwortet nach (8 ± 1)ns mit einem logischen Signal von 40 ns Pulsbreite. Wenn zwei solcher Signale an ch_0 von Durchgangszähler A und B anliegen, erscheint ein gültiges aktives Signal an TRG_0 nach 45 ns. Liegen zusätzlich beliebige Signalmuster an den Eingängen $ch_1..ch_7$ der Eingangsstufen von A und B, so erscheint nach 75 ns ein gültiger Wert an den Leitungen $DEC_0..DEC_2$. Die davon abgeleiteten Signale $TRG_1..TRG_4$ werden im Rahmen der Meßgenauigkeit von ±2 ns zur gleichen Zeit gültig. Das Zeitverhalten zeigt, daß die Priority-Logik und der Größenvergleich den längsten Beitrag zur Schaltzeitverzögerung liefern.

Die Anwortzeit des Moduls ist bei Verwendung im *SELEX* Experiment von großer Bedeutung. Sie soll so kurz wie möglich sein. An dieser Stelle sei die Antwortzeit des Moduls definiert als die Zeit zwischen der fallenden Flanke des Diskriminatorsignals am Eingang des Moduls und dem Erscheinen des gültigen Wortes am Ausgang $DEC_0..DEC_2$. Mit den verwendeten *ECL*-Typen wurde eine Antwortzeit von (75 ± 2)ns gemessen.

5.2.4 Warum *ECL*?

Die genannten *ECL*-Schaltkreise wurden gewählt, da *ECL* die zur Zeit schnellste standardisierte digitale Logik auf dem Markt ist. Bei charakteristischen Schaltzeiten von ≈1 ns übertreffen sie TTL, die bei einfachen logischen Verknüpfungen Schaltzeiten von ≈5 ns zeigen. Externe Signalübertragung wird in der Regel durch ein Differenzensignal bewerkstelligt. Dabei wird neben dem Signal auch sein logisch invertiertes übertragen. Am Empfänger werden beide voneinander subtrahiert, so daß Störungen zu null werden. Die Signalübertragung wird dadurch betriebssicher. Innerhalb der Schaltung werden keine Differenzensignale verwendet. Bei den hohen Schaltgeschwindigkeiten werden zum einen Leitungslängen und ohmsche Leitungsabschlüsse von Bedeutung. Jede Leitung muß innerhalb der Schaltung am Zielpunkt korrekt abgeschlossen werden, da andernfalls Leitungsreflexionen auftreten. Besonders in der verwendeten Fädeltechnik wird das Signalübersprechen zu einem Problem. Die relativ langen Leitungen von maximal 10cm innerhalb der Schaltung wirken als Rauschquellen. Informationen zum allgemeinen Schaltungsdesign findet man in [MOT].

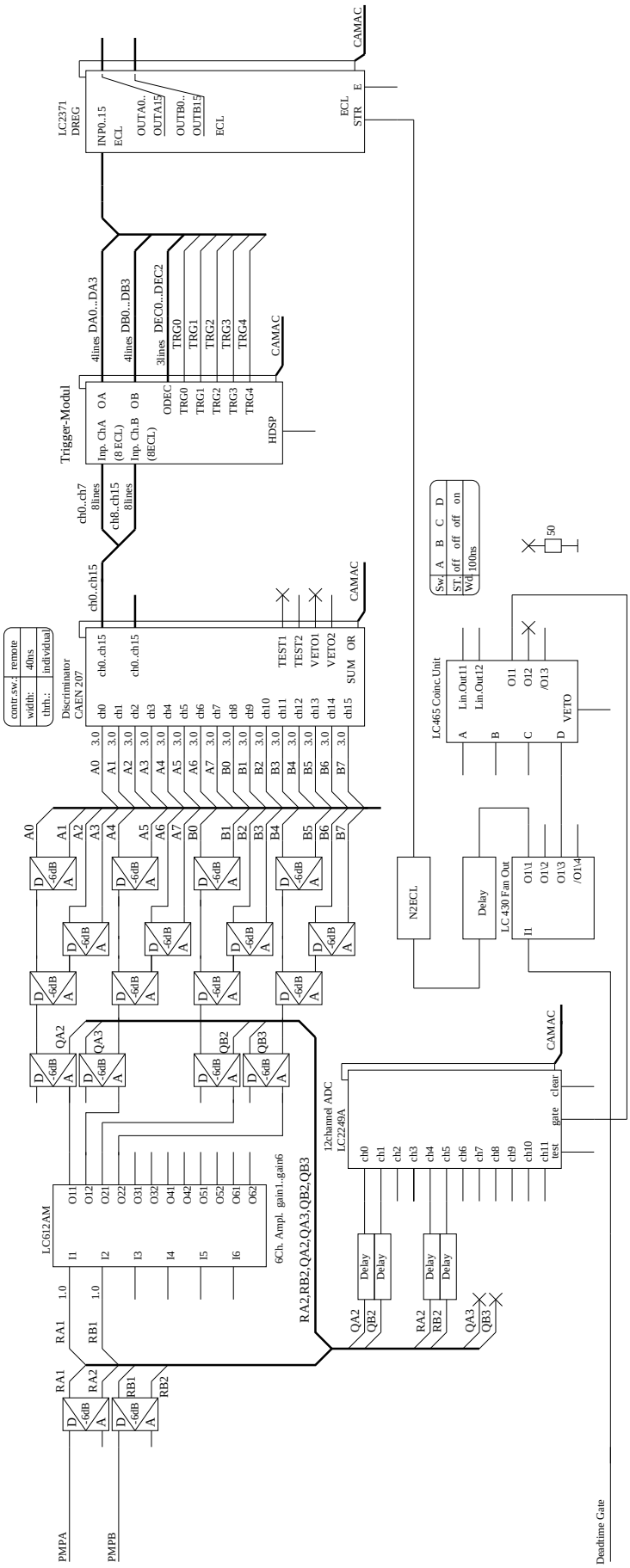


Abb. 5.6: Elektronischer Aufbau des Wechselwirkungszählers: Die Signale PMPA und PMPB beider Durchgangszähler werden in passiven Verteilern aufgeteilt (siehe Text) und sowohl an den Verstärker LC612AM als auch an den ADC LC2249A geleitet. Die verstärkten Signale werden erneut passiv geteilt und mit dem Diskriminator C207 verbunden. Dessen Ausgänge führen zum Trigger-Modul, in dem der Größenvergleich durchgeführt wird. Die Ausgangssignale des Trigger-Moduls werden über das Datenregister LC2371 aufgezeichnet.

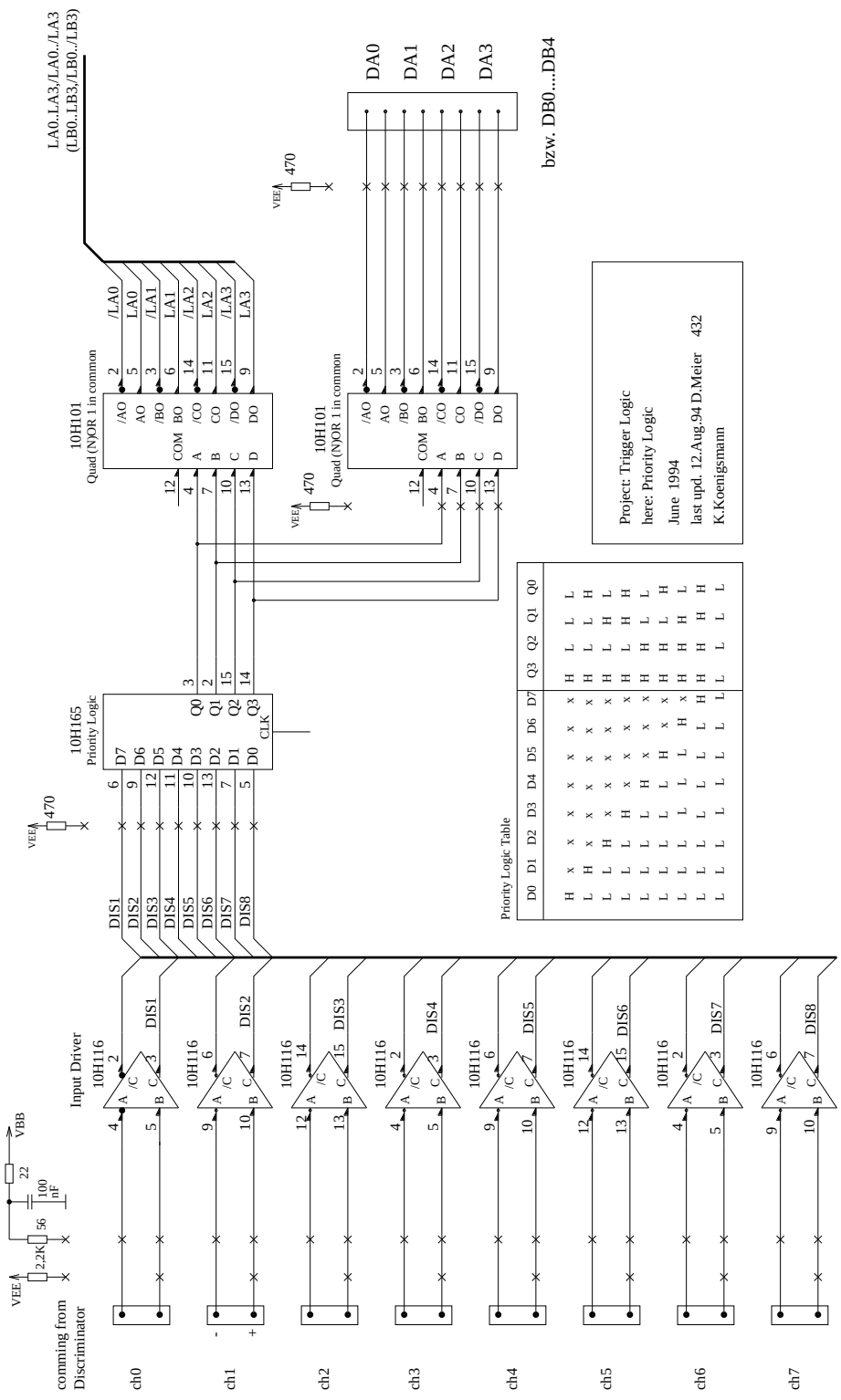


Abb. 5.7: Schaltplan der Priority-Logik: Logische Umsetzung der Diskriminatorpulse in binäre Werte nach der angegebenen Logik Tabelle. Zur linken erkennt man die *ECL*-Kopplung an die Ausgänge des Diskriminators. Zur rechten zwei als Treiber eingesetzte NOR's. In der Mitte befindet sich der integrierte Schaltkreis, der die logische Umsetzung vornimmt. Bei einem Größenvergleich zwischen zwei Durchgangszählern A und B im Wechselwirkungszähler wird diese Schaltung zweimal benötigt. Sie generiert die binären Signale $DA_0..DA_3$ und $DB_0..DB_3$, von denen die jeweils ersten drei Bit die kodierte Pulshöhe darstellen.

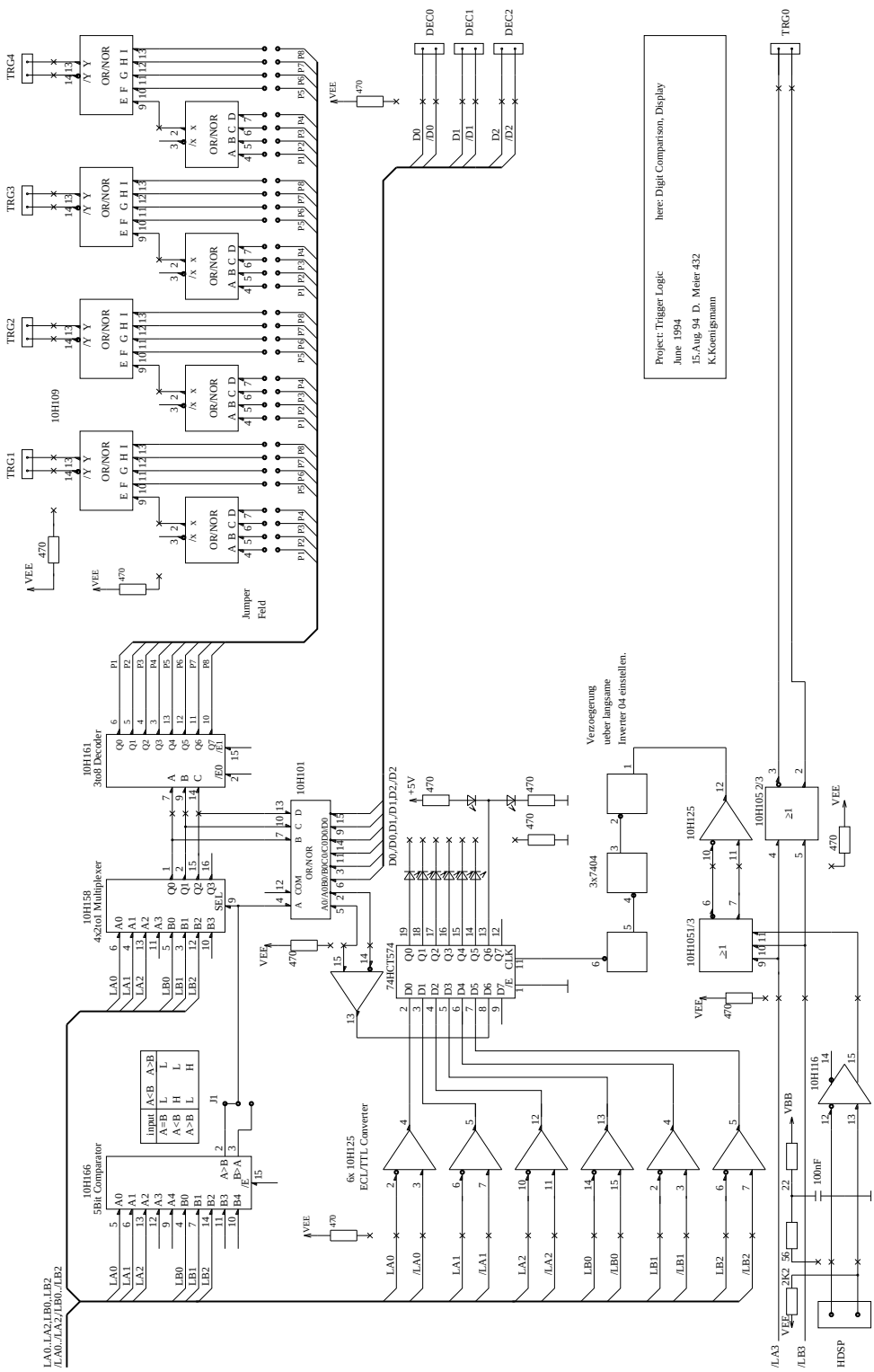


Abb. 5.8: Schaltplan des Größenvergleichers: Oben links erkennt man den Komparator. Zwei binäre Werte $LA_0..LA_2$ und $LB_0..LB_2$ werden verglichen. Das Resultat steuert den Multiplexer in der Mitte oben: 'Wenn $A < B$ schaltet A durch, wenn $B < A$ schaltet B durch, wenn $A = B$ schaltet B durch'. Ergänzende Treiberlogik führt den kleineren Wert $DEC_0..DEC_2$ zu den Ausgängen.

6 Untersuchungen am Durchgangszähler

Die Durchgangszähler wurden in einer Strahlzeit am CERN getestet. Außerdem konnten Messungen an Szintillatoren verschiedener Dicke mit kosmischer Höhenstrahlung durchgeführt werden. Bei den Messungen an den Durchgangszählern und Szintillatoren konnte die Photoelektronenzahl in Abhängigkeit von der Szintillatordicke bestimmt werden.

6.1 Verfahren zur Bestimmung der Detektoreffizienz

In Abschnitt 4.6 wurde die Detektoreffizienz des Durchgangszählers abgeschätzt. Hier wird nun gezeigt, wie sie aus gemessenen Energiespektren ermittelt werden kann. Dazu wird der Zusammenhang zwischen der Anzahl ausgelöster Photoelektronen, der relativen Auflösung und der Detektoreffizienz dargestellt.

Nach Abschnitt 4.11 ist der gemessene ADC-Wert Q in ADC-Kanaleinheiten zur Anzahl ausgelöster Photoelektronen N proportional:

$$Q = c \cdot N \tag{6.1}$$

Auflösung bei fester Photonenzahl Bei fester Anzahl Photonen N_γ am Eintrittsfenster des Photomultipliers erhält man bei n Messungen des ADC-Wertes Q einen Satz von Meßwerten $Q_1 ... Q_n$. Diese Meßwerte fluktuieren mit einer Standardabweichung s in ADC-Kanaleinheiten um einen Kanalwert $\bar{Q}$:

$$s^2 = \mathrm{VAR}\,(Q) = \overline{(Q - \bar{Q})^2} \tag{6.2}$$

Das liegt daran, daß bei fester Anzahl Photonen N_γ eine fluktuierende Anzahl Photoelektronen in der Photokathode ausgelöst wird. Wie in Abschnitt 4.6 beschrieben wurde, geht man davon aus, daß die Zahl N bei festem N_γ poissonverteilt ist mit dem Parameter $\bar{N}$. Für Werte $\bar{N} > 20$ kann die diskrete Poissonverteilung durch eine Normalverteilung g um den Mittelwert $\bar{N}$ mit der Varianz $\mathrm{VAR}\,(N) = \bar{N}$ dargestellt werden:

$$g\,(N - \bar{N}, \bar{N}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\,\bar{N}}}\; e^{-\frac{1}{2}\left(N-\bar{N}\right)^2/\bar{N}} \tag{6.3}$$

Aus 6.1 und 6.2 ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} s^2 &= c^2 \cdot \bar{N} \\ &= c \cdot \bar{Q} \end{aligned} \tag{6.4}$$

Anzahl ausgelöster Photoelektronen Aus 6.4 ergibt sich die im Mittel ausgelöste Anzahl an Photoelektronen $\bar{N}$

$$\bar{N} = \left.\frac{\bar{Q}^2}{s^2}\right|_{N_\gamma \text{ fest}} \tag{6.5}$$

Relative Auflösung Bei festem N_γ ist die relative Auflösung R des Durchgangszählers definiert [KLE]:

$$R = \left.\frac{s}{\bar{Q}}\right|_{N_\gamma \text{ fest}} \tag{6.6}$$

Detektoreffizienz Unter der Annahme, daß die Sammeleffizienz im Photomultiplier 100% beträgt, gilt dann für die Detektoreffizienz ϵ_{d}, die Quanteneffizienz ϵ_{q} und die geometrische Effizienz ϵ_{geo} der Zusammenhang (siehe Abschnitt 4.11):

$$\epsilon_{\mathrm{d}} = \epsilon_{\mathrm{q}}\epsilon_{\mathrm{geo}} = \frac{\bar{Q}^2}{s^2}\frac{1}{2800 \cdot d} \tag{6.7}$$

Dabei ist d die Szintillatordicke und 2800 die in 4.4 abgeschätzte Anzahl an Photonen, die im 1 mm dicken Szintillator erzeugt werden. Die bei festem N_γ zu erwartende Verteilung $f = f\left(Q; c, \bar{Q}, n\right)$ der Energiewerte in Kanaleinheiten ergibt sich aus 6.3:

$$\begin{aligned} f\left(Q; c, \bar{Q}, n\right) &= \frac{n}{\sqrt{2\pi c\bar{Q}}} e^{-\frac{1}{2}\left(Q-\bar{Q}\right)^2/(c\bar{Q})} \\ &= n \cdot \int dx\ \delta\left(Q - \bar{Q} - x\right) g\left(x, c\left|Q - x\right|\right) \end{aligned} \tag{6.8}$$

Die Darstellung der Normalverteilung f als Faltung zwischen der Gaußfunktion und der Diracschen δ-Funktion soll verdeutlichen, daß f die Verteilung der Meßwerte bei fester Photonenzahl N_γ ist[44].

Fitfunktion bei landauverteilter Photonenzahl Im Abschnitt 4.1.2 wurde beschrieben, daß der Energieverlust im Szintillator landauverteilt ist mit der Dichte Φ. Die Anzahl N_γ ist daher keineswegs fest! Aus diesem Grund wird $\delta\left(Q - \bar{Q} - x\right)$ durch die Landauverteilung $\Phi\left(\left(Q - A - x\right)/\xi\right)$ ersetzt, so daß die tatsächlich gemessenen Werte nach der Faltung f verteilt sind, die sich in Verallgemeinerung von 6.8 ergibt:

$$f\left(Q; c, Q_{\max}, a, \xi\right) = a \cdot \int dx\ \Phi\left(\frac{Q - Q_{\max} - x}{\xi}\right) g\left(x, c\left|Q - x\right|\right) \tag{6.9}$$

Die Größen $a, \xi, c, Q_{\max}$ sind konstante Parameter, die an die Verteilung der Meßwerte angepaßt werden können[45]. Die Parameter $Q_{\max}$ und ξ können physikalisch durch die Beziehung 4.18 gedeutet werden. Danach ist $Q_{\max}$ die Stelle des Maximums der Faltung. Die physikalische Bedeutung von ξ wird durch 4.13 gegeben.
Die Standardabweichung σ_{gauss} der Normalverteilung g ist mit der Integrationsvariablen verknüpft. Das ist verständlich, da die Standardabweichung nach 6.4 vom ADC-Kanalwert abhängt. Die Standardabweichung kann zum Beispiel für den Kanal $Q_{\max}$ angegeben werden:

$$\sigma_{\mathrm{gauss}} = \sqrt{c \cdot Q_{\max}} \tag{6.10}$$

Mit dieser Beziehung lassen sich dann die Anzahl der Photoelektronen $\bar{N}_{\max}$, die relative Auflösung $R_{\max}$ und die Detektoreffizienz $\epsilon_{\mathrm{d,\ max}}$ nach 6.5, 6.6 und 6.7 an der Stelle $Q_{\max}$ bestimmen. Analog werden die Größen $\bar{N}_{\mathrm{mit}}$, R_{mit} am Kanalmittelwert Q_{mit} der Verteilung f bestimmt.

6.2 Aufbau am Teststrahl

Die in Szintillatoren verschiedener Dicke deponierte Energie wurde im Teilchenstrahl gemessen. Als Strahlteilchen standen π^- von 15 GeV/c und e^- von 10 GeV/c und 15 GeV/c zur Verfügung. Es wurden die in 5.1.1 beschriebenen Durchgangszähler verwendet:

[44] Der Faktor $n/\sqrt{c}$ in 6.8 hängt von der Wahl der Normierung für f ab. Die Normierung wird so gewählt, daß das Integral über die Kanäle Q die Anzahl n Ereignisse ergibt.

[45] Tatsächlich läßt sich die Faltung 6.9 auf eine zweite Art herleiten: Die Wahrscheinlichkeit, im Kanalbin Q einen Eintrag zu erhalten, setzt sich aus der 'Oder'-Verknüpfung der normalverteilten Werte um die Stelle $Q - x$ mit der Gewichtung Φ an dieser Stelle zusammen. Die Summe der Wahrscheinlichkeiten geht in das Integral über.

- Szintillatordicke: 1.0 mm mit geradem Lichtleiter
- Szintillatordicke: 1.0 mm mit gebogenem Lichtleiter
- Szintillatordicke: 3.0 mm mit geradem Lichtleiter

Zur Messung der Energiespektren wurde die Schaltung Abb.5.6 aufgebaut. Der Strahltrigger wurde mit zwei Szintillatoren in Koinzidenz aufgebaut. Sie triggerten die Auslese des ADC. Signale der zu testenden Durchgangszähler wurden nur dann aufgezeichnet, wenn beide einen Teilchendurchgang anzeigten.

6.3 Durchgangszähler im Teststrahl

Energiespektren wurden in Abhängigkeit der Szintillatordicke, der Photomultiplierröhre und der Teilchenart aufgenommen.

In Abb.6.1 sind beispielhaft zwei gemessene Spektren dargestellt.

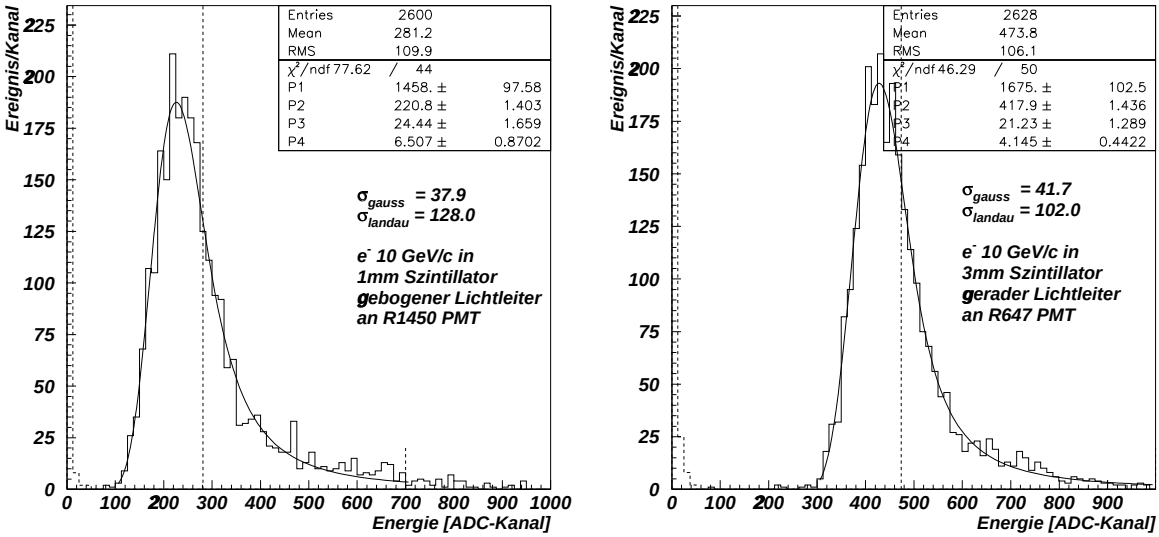


Abb. 6.1: Energiespektrum für einen 1 mm und 3 mm dicken Szintillator genähert durch die Faltung f zwischen Landau- und Gaußfunktion. Die Fitparameter sind $a = P_1$, $Q_{\max} = P_2$, $\xi = P_3$ und $c = P_4$. Der Mittelwert der Verteilung liegt oberhalb der Maximalstelle und ist gestrichelt eingezeichnet.

Die Abszisse ist in Kanaleinheiten des ladungsintegrierenden ADC skaliert. Die Ordinate zeigt die Anzahl gemessenener Ereignisse bezogen auf ein Kanalintervall.

Pedestal Die Null wird durch den Pedestalpeak[46] definiert: Die Auslese des ADC-Wertes wird durch andere Szintillatoren, den Strahltrigger, ausgelöst. Die getesteten Durchgangszähler erkennen nicht alle Ereignisse, die der Strahltrigger erkennt. Daher werden häufig Werte um 'Null' ausgelesen. Diese Ereignisse formen den Pedestalpeak. Er ist im gemessenen Spektrum bei Kanal 0 gestrichelt eingetragen. Die spektrale Verteilung der Meßwerte innerhalb des Pedestals ist gaußförmig. Die Null wird am Mittelwert dieser Normalverteilung definiert.

[46] engl.: *pedestal* Fußgestell, Grundlage; hier das Nullsignal des Photomultipliers, wenn kein Teilchen den Szintillator durchquert. Es definiert den Kanal 0.

Signal Das eigentliche Signal ist abgesetzt vom Pedestal bei höheren Kanälen in seiner spektralen Verteilung zu sehen. Das Spektrum steigt in der Regel steil an, erreicht ein Maximum und fällt mit geringer Steigung zu höheren Kanälen ab. Der Mittelwert aller gemessenen Spektren liegt oberhalb der Stelle des Maximums. Die Spektren zeigen also in erster Näherung die Charakteristika der in 4.1.2 beschriebenen Landauverteilung.

Fit Um die Meßwerte zu approximieren, wurde ein χ^2-Fit[47] [MAR] mit dem Programm *MINUIT* [MIN] durchgeführt. Als Fit-Funktion wurde die in Abschnitt 6.9 beschriebene Faltung verwendet. Die Größen $a, \xi, Q_{\max}$ und c sind die Fit-Parameter. Die optimalen Fit-Parameter ergeben sich, wenn die Fehlerfunktion χ ein Minimum annimmt. Beim Fitten werden die Fehlerfunktion minimiert und die Fit-Parameter ($P_1..P_4$) von *MINUIT* angegeben.

Standardabweichung der Landauverteilung Die Landauverteilung hat ebenfalls eine Standardabweichung σ_{landau} in Kanaleinheiten. Es ist möglich, σ_{landau} aus dem Fit zu bestimmen und mit der Standardabweichung σ_{gauss} am Maximum der Faltung zu vergleichen. Dazu wurde der χ^2-Fit bis zu einem maximalen Kanal Q_{ende} durchgeführt. Die Standardabweichung σ_{gauss} ist nicht sensitiv bei Änderungen von Q_{ende}. Dagegen hängt σ_{landau} stark von Q_{ende} ab [KÖL]. Der maximale Kanal Q_{ende} wurde unterhalb der Kanäle gesetzt, ab denen die Einträge im Histogramm verschwinden.

Resultate Aus Messungen wurden die Parameter extrahiert. Die wahrscheinlichste und mittlere Anzahl emittierter Photelektronen wurde nach 6.5 berechnet und die Resultate in Tab.6.1 angegeben. Die Photomultiplier und Lichtleiter wurden mehrfach gegeneinander ausgetauscht, so daß sich die in der Tabelle angegebenen Kombinationen ergeben. Aus Tab.6.1 werden folgende Punkte abgeleitet:

- Die im Mittel ausgelöste Anzahl der Photoelektronen liegt im 1 mm dicken Szintillator bei 30 bis 40 Elektronen pro Ereigniss. Im 3 mm dicken Szintillator werden bis zu dreimal mehr Photoelektronen gemessen.
- Die Detektoreffizienz $\epsilon_{\text{d,max}}$ nach 6.7 reicht von 0.5% bis 1.2%. Sie liegt damit um den Faktor 4 unterhalb des erwarteten Wertes aus Abschnitt 4.6.
- Der gebogene Lichtleiter (Typ B) mit 1 mm Szintillator führt unabhängig vom Photomultiplier zu einer nahezu doppelten Photoelektronenausbeute als der verwendete 1 mm Szintillator am geraden Lichtleiter.
- Der Photomultiplier R647 mit seiner geringeren Kathodenfläche zeigt eine hohe Photoelektronenausbeute im Vergleich zum R1450 mit der größeren Kathodenfläche. Dabei beachte man allerdings, daß R647 mit seiner maximalen, R1450 dagegen um 100V unterhalb seiner maximalen Versorgungsspannung betrieben wurde.
- Elektronen scheinen zu einer höheren Photoelektronenausbeute zu führen als Pionen.

Die relative Auflösung wird mit steigender Photoelektronenausbeute zahlenmäßig kleiner. Das bedeutet, die Breite der gaußförmigen Verschmierung schrumpft.

Im Wechselwirkungszähler soll die Photoelektronenausbeute so hoch wie möglich sein. Die Messung zeigt, daß der Szintillator möglichst dick gewält werden muß, um hohe Photoelektronenausbeute zu erzielen. Die Messung zeigt außerdem, daß die Ausbeute je nach Photomultiplier und Lichtleitertyp stark schwankt. Diese Schwankungen werden einerseits dem Verfahren zugeschrieben, mit dem der Fit durchgeführt, und die Parameter ermittelt wurden, andererseits hängt die Ausbeute von der Verarbeitung der Klebestellen zwischen den Lichtleiter und der Kopplung mit optischem Fett am Photomultiplier ab. Nur so lassen sich die Unterschiede in der Ausbeute zwischen den verschiedenen Kombinationen von Röhren und Lichtleitern erklären.

[47] engl.: *to fit* anpassen.

d [mm]	Typ	Röhre	$R_{\max}$	$\bar{N}_{\max}$ [Anzahl]	$\epsilon_{\mathrm{d,max}}$ [%]	$\bar{N}_{\mathrm{mit}}$ [Anzahl]	$Q_{\max}/\xi$	ξ/c	$\frac{\mathrm{rms}}{\sigma_{\mathrm{gauss}}}$	$\frac{\sigma_{\mathrm{landau}}}{\sigma_{\mathrm{gauss}}}$
π^- mit Impuls 15GeV/c										
1.0	B	R1450 1600V	0.201 ±0.02	24.7 ±4.2	0.8 ±0.1	31.3 ±4.9	11.35 ±1.5	2.2 ±0.6	2.7 ±0.2	2.6 ±0.2
1.0	G	R1450 1600V	0.265 ±0.02	14.4 ±2.1	0.5 ±0.07	16.9 ±2.2	15.4 ±2.9	0.9 ±0.2	1.6 ±0.2	1.9 ±0.3
3.0	G	R647 1100V	0.120 ±0.01	69.8 ±10.8	0.8 ±0.1	76.7 ±11.3	30.9 ±5.2	2.3 ±0.7	1.8 ±0.1	1.6 ±0.2
e^- mit Impuls 15GeV/c										
1.0	B	R1450 1600V	0.172 ±0.01	33.9 ±4.7	1.2 ±0.2	43.2 ±5.8	9.03 ±0.7	3.75 ±0.8	2.9 ±0.2	3.4 ±0.5
1.0	G	R647 1100V	0.223 ±0.06	20.0 ±1.2	0.7 ±0.04	24.0 ±1.3	15.4 ±0.9	1.3 ±0.15	1.9 ±0.07	1.7 ±0.12
3.0	G	R1450 1500V	0.124 ±0.005	64.6 ±5.3	0.8 ±0.06	77.4 ±6.1	15.5 ±0.7	4.2 ±0.5	3.2 ±0.10	3.0 ±0.27
e^- mit Impuls 10GeV/c										
3.0	G	R647 1100V	0.099 ±0.005	100.8 ±11.1	1.2 ±0.1	114.3 ±12.2	19.7 ±1.3	5.1 ±0.9	2.6 ±0.1	2.5 ±0.3

Tab. 6.1: Messung mit Pionen und Elektronen im Durchgangszähler: Gezeigt werden die Auflösung $R_{\max}$, die mittlere und wahrscheinlichste Anzahl an Photoelektronen $\bar{N}_{\mathrm{mit}}$, $\bar{N}_{\max}$ und die Detektoreffizienz $\epsilon_{\mathrm{d,max}}$. Vergleich des Rauschanteils σ_{gauss} mit den Landaufluktuationen σ_{landau}. Die Standardabweichung *rms* der Meßdaten wird mit der Standardabweichung σ_{gauss} der Gaußverteilung verglichen. Typ B kennzeichnet den gebogenen, Typ G die geraden Lichtleiter.

6.4 Messung mit kosmischer Höhenstrahlung an Szintillatoren

Die Messungen der Anzahl von Photoelektronen und Detektoreffizienzen wurden auch mit kosmischer Höhenstrahlung durchgeführt. Im Unterschied zu den Messungen in Abschnitt 6.3 wurden dabei die Szintillatoren 'direkt' an den Photomultiplier gekoppelt. Es wurde allein die Szintillatordicke variiert. Alle anderen Parameter blieben konstant.

Die Quelle minimalionisierender Teilchen In Abschnitt 1 wurde die kosmische Höhenstrahlung als Quelle minimalionisierender Teilchen genannt. Ausgehend von den hadronischen und elektromagnetischen Schauern erreichen mit einem Anteil von 80% Myonen und mit etwa 19% Elektronen die Seehöhe [GRU]. Die gesamte Intensität J der Höhenstrahlung um die vertikale Einfallsrichtung pro Fläche und Raumwinkel beträgt [PDG]:

$$J = 1.1 \cdot 10^2 \ \mathrm{m}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sterad}^{-1} \tag{6.11}$$

Impulse kosmischer Myonen reichen von ≈1 GeV/c bis 10^3 GeV/c. Ihr wahrscheinlichster Impuls liegt bei 2 GeV/c.

Aufbau Die im Szintillator deponierte Energie und die Anzahl koinzidenter Ereignisse wurde gemessen. Dazu wurde der in Abb.6.2 gezeigte Aufbau erstellt. Zur Verfügung standen drei

Plastikszintillatoren der Dicken (1.3 ± 0.05)mm, (2.0 ± 0.05)mm, (3.3 ± 0.05)mm und gleichen Flächen von $40 \times 40\text{mm}^2$. Sie wurden mit optischem Fett (Abschnitt 5.1.1) kombiniert, um auch die Dicken $(1.3 + 2.0)$mm, $(1.3 + 3.3)$mm und $(3.3 + 2.0)$mm zu untersuchen. Gemessen wurde mit dem Photomultiplier XP2020 (Abschnitt 4.11).

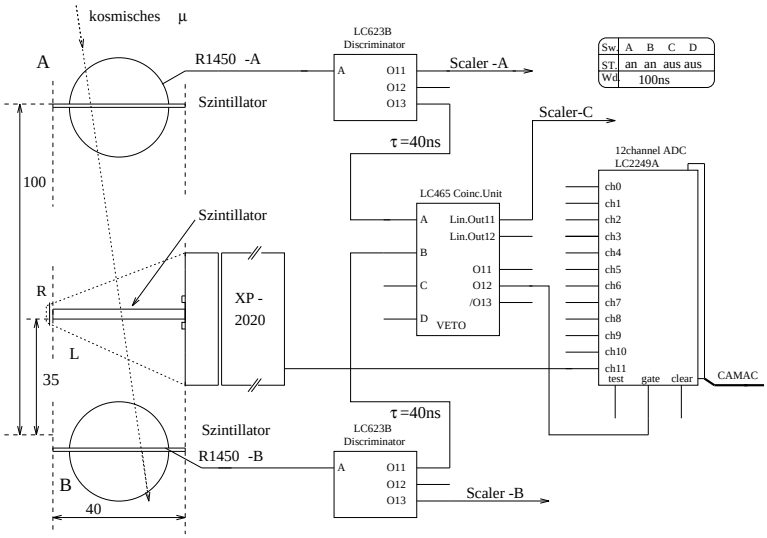


Abb. 6.2: Aufbau zur Messung kosmischer Höhenstrahlung: Zwei Durchgangszähler A und B sind über Diskriminatoren in Koinzidenz geschaltet. Die Koinzidenz steuert das *GATE* des ADC. Das Signal des Durchgangszählers in der Mitte wird über den ADC gemessen.

In der Darstellung 6.2 sind die beiden Durchgangszähler A und B im Abstand von $a = (100 \pm 3)$ mm übereinander angeordnet. Die Flächennormale beider Szintillatoren mit Seitanlänge b =40 mm zeigt in vertikale Richtung. Ihr Aufbau wurde in Abschnitt 5.1.1 beschrieben. Zwischen beiden Szintillatoren befindet sich im Abstand von 35 mm vom unteren ein dritter Szintillator mit einer Fläche von 40×40 mm^2. Er ist mit optischem Fett an einen Lichtleiter mit 40 mm Durchmesser gekoppelt. Die der Kopplung abgewandte Seite ist unter dem Lichtschutz L mit einem Reflektor R aus Aluminiumfolie versehen. Die Durchgangszähler A,B sind über zwei Diskriminatoren mit Torzeit $\tau = (40 \pm 1)$ ns in Koinzidenz geschaltet. Wenn beide ein Signal geben, so beginnt der ADC zu integrieren. Die Integrationszeit beträgt 100 ns. Die Ereignisse beider Durchgangszähler und die koinzidenten Ereignisse sind auf einen Scaler[48] geführt und werden gezählt.

Zufällige Koinzidenzen Werden in einer Meßzeit T die Anzahl N_A und N_B Ereignisse in den Durchgangszählern A,B gezählt und N_k Koinzidenzen festgestellt, so enthalten die gezählten Koinzidenzen eine Anzahl N_zk zufälliger Koinzidenzen:

$$N_\text{zk} = 2\frac{\tau}{T} N_\text{A} N_\text{B} \tag{6.12}$$

Diese Beziehung gilt, wenn $\tau \ll T/N_\text{A,B}$. Die Torzeit τ und die Diskriminatorschwellen für A und B wurden so gewählt, daß die Anzahl zufälliger Koinzidenzen vernachlässigbar ist. Die Messung von 1000 koinzidenten Ereignissen N_k dauerte im Mittel $\bar{T} = (48 \pm 2)$ h. Eine Messung ergab in dieser Zeit $N_\text{A} = 3.8 \cdot 10^5 \pm 10\%$ und $N_\text{B} = 3.3 \cdot 10^5 \pm 10\%$ Ereignisse in den Durchgangszählern. Die

[48] engl.: *scale* Skala, Stufenleiter; ein digitaler Zähler

d [mm]	$\frac{\xi}{\xi(1.3\text{ mm})}$	$\bar{N}_{\text{max}}$	$\epsilon_{\text{d,max}}$ [%]
1.3	1.0 ±0.2	175 ±138	4.8 ±3.8
2.0	1.2 ±0.2	194 ±71	3.5 ±1.3
3.3	1.8 ±0.4	175 ±82	1.9 ±0.9
4.6	2.2 ±0.5	205 ±110	1.6 ±0.9

Tab. 6.2: Messung der Anzahl an Photoelektronen und Detektoreffizienz mit kosmischer Strahlung: Gezeigt werden die wahrscheinlichste Anzahl an Photoelektronen $\bar{N}_{\text{max}}$, die Detektoreffizienz $\epsilon_{\text{d,max}}$ und der Fit-Parameter ξ bezogen auf $\xi\,(d = 1.3\text{ mm})$ in Abhängigkeit von der Szintillatordicke d.

Anzahl zufälliger Koinzidenzen beträgt in dieser Zeit daher $N_{\text{zk}} = (5.8 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}$. In Relation zur Anzahl gemessener Koinzidenzen kann dieser Wert tatsächlich vernachlässigt werden.

Akzeptanz Aus der Fäche und dem Abstand der Szintillatoren A und B bestimmt sich der Raumwinkel Ω, innerhalb dessen einfallende Strahlung erkannt wird:

$$\Omega \approx \frac{b^2}{a^2} = (0.16 \pm 0.01)\text{ sterad} \tag{6.13}$$

Daher ergibt mit Hilfe von 6.11 die Rate zu erwartender wahrer Koinzidenzen $N_{\text{w}}/T = (1.7 \pm 0.1)/\text{min}$.

Mit Hilfe der theoretischen Vorhersage wahrer Konzidenzen läßt sich die Nachweiseffizienz (Akzeptanz) ϵ_{a} der beiden Durchgangszähler abschätzen: Innerhalb der Meßzeit $\bar{T} = 48\text{h}\pm2\text{h}$ werden nach 6.13 4890±250 Ereignisse erwartet; dagegen wurden 1000 gemessen. Daher ergibt sich $\epsilon_{\text{a}} = (20.4 \pm 1.0)\%$. Es ist erstaunlich, daß keine Effizienz nahe 100% nachgewiesen wird. Entweder ist die Intensität geringer als in 6.11 angegeben ist, was allerdings um einen Faktor 5 kaum möglich ist, oder die Detektoreffizienz eines einzelnen Durchgangszählers ist tatsächlich schlecht. Man beachte die in Abschnitt 6.3 gemessenen Detektoreffizienzen von $\approx 1\%$, was etwa 22 Photoelektronen entspricht. Andererseits kann es gut sein, daß die Diskriminatorschwelle bereits zu hoch eingestellt war für Signale, die mit so wenigen Photoelektronen geformt werden. Vier fünftel der wahren koinzidenten Ereignisse können dadurch 'abgeschnitten' worden sein.

Messung Die gemessenen Energiespektren 1000 koinzidenter Ereignisse sind in Abb.6.3 dargestellt. Sie wurden mit der Faltung 6.9 gefittet. Jedes Spektrum zeigt die Landauverteilung, die durch begrenzte Detektorauflösung gaußverschmiert ist.

Die jeweils mittlere und häufigste deponierte Energie nimmt mit steigender Dicke zu. Dieser Zusammenhang wurde aus der Messung abgelesen und in Abb.6.4 graphisch dargestellt. Die Energie ist dort auf die Messung am 1.3 mm Szintillator normiert. Man erkennt, daß die Stellen der Maxima linear mit der Dicke zunehmen. Es ist nicht auszuschließen, daß auch die Mittelwerte linear zunehmen. Ein Meßpunkt bei 1.3 mm liegt zu niedrig, um durch alle Punkte eine Gerade zu legen. Allerdings wurde erwähnt, daß die Mittelwerte der Landauverteilung stark von einer oberen Grenze abhängen. Diese Tatsache wurde nicht in der Angabe der Fehler für die Mittelwerte berücksichtigt. Ein linearer Zusammenhang wird sowohl für die Mittelwerte als auch die Maximalstellen nach 4.18 erwartet.

Winkelfehler Die Meßanordnung läßt es zu, daß kosmische Teilchen unter verschiedenen Winkeln durch den mittleren Testszintillator fliegen. Sie legen dabei verschieden lange Wege im Material zurück und deponieren unterschiedlich viel Energie. Ein gemessenes ADC-Wert Q ist

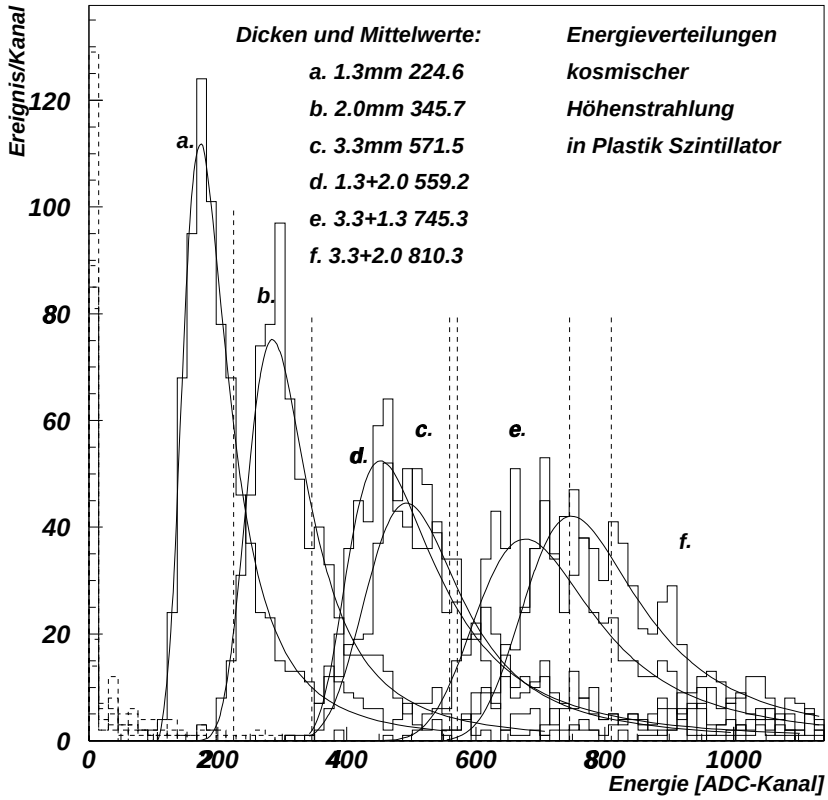


Abb. 6.3: Energiespektren kosmischer Strahlung in Szintillatoren verschiedener Dicke: Die Spektren von sechs Messungen a)..f) und den gezeigten Szintillatorstärken. Die Spektren sind nach der Faltung 6.9 gefittet. Die Mittelwerte der Spektren sind gestrichelt eingezeichnet.

daher mit einem relativen Kanalfehler $\Delta Q/Q$ versehen. Aus der Geometrie des Aufbaus liest man ab:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = 1 - \cos\left(\arctan\frac{a}{b}\right) = 7.1\% \tag{6.14}$$

Diese Angabe gilt nur unter der Anahme, daß die Intensität unter allen Einfallswinkeln um die Vertikale gleich ist. Diese Annahme ist nicht korrekt. Vielmehr sind die Einfallswinkel θ nach $\cos^2\theta$ verteilt. Der relative Fehler $\Delta Q/Q$ ist also eine pessimistische Abschätzung. Der Fehler ließe sich durch Wahl eines größeren Abstandes a minimieren, doch steigt der Zeitaufwand einer Messung dann unverhältnismäßig an.

Die Energiemessung bestätigt das Resultat aus Abschnitt 6.3, daß bei dickeren Szintillatoren die Photoelektronenausbeute höher ist. Diese Aussage ergibt sich allein aus der Lage der Maxima in Abb.6.3. Die Berechnung der Anzahl an Photoelektronen aus den Fitparametern zeigt keinen eindeutigen Trend. Zum einen liegt die Anzahl für den 1.3 mm dicken Szinitllator höher als in Abschnitt 6.3 gemessen wurde, dafür aber näher an der Abschätzung nach Abschnitt 4.5, zum anderen bleiben die Werte für die dickeren Szinitillatoren unter den Erwartungen, die man aus der Steigung der Gerade Abb.6.4 erwartet. Außerdem ist der absolute Fehler von $\bar{N}_{\max}$ sehr groß. Er leitet sich aus den Fehlerangaben von *MINUIT* her. Es wird vermutet, daß eine höhere Anzahl koinzidenter Ereignisse, bei längerer Meßzeit, die Fehler reduzieren kann. Interessant ist der aus Tab.6.2 abzulesende lineare Zusammenhang zwischen $\xi/\xi(1.3\text{ mm})$ und der Szintillatordicke. Dieser Zusammenhang wird nach der Beziehung 4.6 erwartet und kann mit der Messung bestätigt werden.

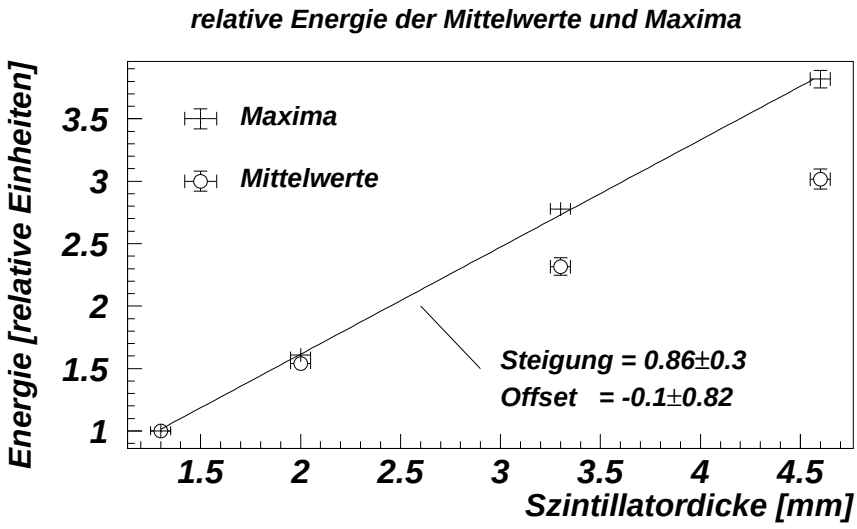


Abb. 6.4: Energieverlust im Szintillator in Abhängigkeit von der Dicke: Eingezeichnet sind die Stellen der Maxima und die mittlere Energie der Spektren Abb.6.3 bezogen auf den 1.3 mm dicken Szintillator.

6.5 Einfluß des Lichtleiters auf die Detektoreffizienz

Zusammenfassend werden in In Tab.6.3 die geometrischen Effizienzen und die Detektoreffizienzen angegeben. Sie wurden aus den Messungen mit geradem Lichtleiter am Teststrahl und aus den Messungen mit kosmischer Höhenstrahlung gewonnen. Dabei wurde das arithmetische Mittel der gemessenen Detektoreffizienzen verwendet. Die Messung wird den theoretischen Abschätzungen aus Abschnitt 4.5 gegenübergestellt. Aus der bekannten Quanteneffizienz der Photomultiplier von 25% wurde die geometrische Effizenz bestimmt.

Aus der Tabelle liest man ab:

	Theorie		Messung	
	□	LL	KOS	STRAHL
ϵ_{geo} [%]	53	20	11.6 ± 5.5	3.2 ± 0.3
ϵ_{d} [%]	13.3	5	2.9 ± 1.4	0.8 ± 0.07

Tab. 6.3: Vergleich der Detektoreffizienzen aus den Messungen im Teststrahl und mit kosmischer Höhenstrahlung: Die geometrische Effizienz ϵ_{geo} und die Detekoreffizienz ϵ_{d} für einen rechteckigen Szintillator (□) mit Reflektor und einen Szintillator mit Lichtleitergeometrie und Reflektor (LL) nach Abschnitt 4.5, sowie die Ergebnisse aus der Messung mit kosmischer Höhenstrahlung (KOS) und der Messung im Teststrahl (STRAHL). Es wurde durchgehend eine Quanteneffizienz von 25% angenommen.

- Die gemessenen Effizienzen liegen um den Faktor 5 bis 6 unter den Abschätzungen. Der Grund dafür kann bei der kosmischen Messung am Verkanten des mit Fett gekoppelten Szintillators auf dem kurzen Koppelstück liegen. Diese These wird durch die Tatsache gestützt, daß die Effizienzen bei steigender Szintillatordicke geringer werden (siehe Tab.6.2). Bei der Messung mit lichtleitergekoppelten Szintillatoren im Teststrahl kann die Klebung der Lichtleiterabschnitte eine Rolle spielen. Auf der anderen Seite wurden in der Abschätzung nicht alle begrenzenden Faktoren berücksichtig.

- Die geometrische Effizienz 'ohne' Lichtleiterankopplung (KOS) liegt höher als bei der Messung mit Lichtleiterankopplung (STRAHL). Sie unterscheiden sich um das 3.6 fache. Die theoretische Abschätzung liefert beim Vergleich zwischen Szintillator mit und ohne Lichtleiterankopplung einen Faktor 2.6. Im Rahmen dieser Abschätzungen stimmen Theorie und Messung hier überein.

Abschließend bleibt festzuhalten, daß die Detektoreffizienz der Einsatztypen für *SELEX* bei 1% liegt. Man beachte, daß dieser Wert den Anteil an detektierten Photonen gemessen an erzeugten Photonen im Szintillator bedeutet und nicht die Nachweiseffzienz von Strahlereignissen angibt. Weiterhin wird festgehalten, daß die adiabatische Lichtleitergeometrie eine Effizienzreduktion um den Faktor 3 bis 4 gegenüber der direkten Kopplung bewirkt.

7 Untersuchungen zum Größenvergleich

7.1 Untersuchung des Trigger-Moduls

Der Aufbau des Trigger-Moduls wurde in Abschnitt 5.2 beschrieben. Es ist wichtig, die Funktion des Moduls zu testen. Dazu werden die Korrelationen zwischen den gemessenen Trigger-Entscheidungen des Moduls und den ADC-Werten untersucht. Motiviert durch die Ausführung in Abschnitt 2.5, soll die Fähigkeit, die kleinere Pulshöhe herauszufinden, untersucht werden. Außerdem wird der Zusammenhang zwischen Pulshöhe und gemessenem ADC-Wert bestimmt.

Zur Messung wurde die in Abschnitt 5.2.1 Abb.5.6 beschriebene Schaltung aufgebaut. Die Diskriminatorschwellen konnten über *CAMAC* gesetzt und gelesen werden. Sie wurden bei jedem Spill aufgezeichnet. Die Werte $DA = 2^2 \cdot DA_2 + 2^1 \cdot DA_1 + 2^0 \cdot DA_0$, ebenso DB und DEC wurden dagegen pro Strahlereignis auf Band geschrieben. Die zur Datenerfassung notwendige Software existierte [BRÜ]. Lediglich der Ereignisbuffer und der EOB-Buffer[49] mußten mit eigener Software bearbeitet werden.

7.1.1 Qualitative Tests am Trigger-Modul

Auslesen der Triggerinformation Die Triggerinformation wurde über das Datenregister LC2371 (Abschnitt 5.2.1) gelesen. In der Praxis bestand eine Schwierigkeit darin, das Datenregister zum richtigen Zeitpunkt mit dem Signal *STR* zu latchen[50]. Im Zeitdiagramm Abb.5.9 erkennt man, daß die steigende Flanke des Signals *STR* innerhalb der 20 ns erscheinen muß, in denen *DEC* gültig ist. Zur gleichen Zeit sind auch die Signale *DA* und *DB* gültig. Über eine Leitungsverzögerung kann der richtige Zeitpunkt innerhalb der 20 ns gültigen Zeitdauer eingestellt werden. Dazu beobachtet man am Oszilloskop das Erscheinen des TRG_0 Signals. Es erschien im Testexperiment zum einen, wenn ein koinzidentes Signal vom Strahltrigger anlag und es ebenfalls im Wechselwirkungszähler in Koinzidenz erkannt wurde[51], oder wenn auf den Photomultiplierverstärkereingang ein analoges periodisches Testsignal gelegt wurde, das gleichzeitig die Triggerlogik des Experimentes auslöste. Ein analoges Signal definierter Amplitude besitzt den Vorteil, daß die digitalisierten Werte unmittelbar auf der Leuchtdiodenanzeige des Trigger-Moduls abgelesen werden können. Diese Anzeige zählt binär aufwärts, wenn die Signalamplitude erhöht wird. Voraussetzung dafür ist, daß die Eingangsspannung an den Diskriminatorkanälen innerhalb des sensitiven Bereichs von -2 mV bis 512 mV bleibt und die Schwellen in geeignetem Abstand, zum Beispiel äquidistant, programmiert wurden. Das Datenregister LC2371 kann bei richtig eingestellter Leitungsverzögerung zu Testzwecken ausgelesen werden, um die Triggerentscheidung zu beobachten.

Test bei konstanter Signalamplitude Die Ausgangssignale *DEC* ließen sich am Oszilloskop gut beobachten. Dazu wurde ein *ECL-NIM*-Wandler auf die Ausgänge des Datenregisters gesteckt. Es ist unzweckmäßig, direkt ein differentielles *ECL*-Signal zu messen, da diese Signale nur bei eingesetztem Widerstand, in der Regel 110 Ω gegen V_{EE}, welcher nach *ECL* Spezifikation im Empfänger sitzen sollte, schalten[52]. Wird ein periodisches Testsignal eingesetzt, läßt sich auf drei Kanälen des Oszilloskops der kleinere Wert *DEC* mit der Leuchtdiodenanzeige von *DA* und *DB* vergleichen. Werden nun gezielt die Diskriminatorschwellen bei konstanter Signalamplitude

[49] Abk.: *EOB* **end of burst** record, der Datenblock, der am Ende eines Spills aufgezeichnet wird.

[50] engl.: *to latch* einklinken; gebräuchlicher Anglizismus

[51] In diesem Teststrahl wurden zwei Szintillatoren, 'B3' und 'B4' von *WA89*, in Koinzidenz geschaltet, um ein Strahlereignis anzuzeigen.

[52] Die Versorgungsspannung V_{EE} wird nach Konvention auf -5.2 V gegen Masse V_{CC} gelegt. Bei dieser Spannung wird maximale Rauschunterdrückung erzielt.

verschoben, so läßt sich wiederum ein Umschalten und 'Zählen' beobachten. An dieser Stelle erkennt man gut, daß durch die acht Schwellen pro Durchgangszähler sieben Spannungsintervalle numeriert von 0 bis 6, definiert werden. Wenn Schwelle 8 überschritten wird, erscheint die 7. Mit anderen Worten: Die Schaltung verhält sich pro Durchgangszähler wie ein drei Bit Flash ADC[53] variabler Intervallbreite.

Nach Abschluß dieser qualitativen Tests konnte mit der Datennahme begonnen werden.

7.1.2 Setzen der Diskriminatorschwellen

Vor der Messung wurden die Diskriminatorschwellen S in die Register des C207 geladen. Die folgende Liste zeigt die gesetzten Schwellen in den 16 Registern:

	Durchgangszähler A								Durchgangszähler B							
Register #	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Schwelle S	10	20	30	40	50	60	70	80	10	20	30	40	50	60	70	80
Intervall #D		0	1	2	3	4	5	6		0	1	2	3	4	5	6

Tab. 7.1: Initialisierung der Diskriminatorschwellen für die folgende Messung. Die Schwellen wurden äquidistant im Spektrum der Multiplizität eins verteilt. Dazu wurden die 16 Register des C207 mit den Schwellen S geladen. Dadurch werden die Pulshöhenintervalle $D = 0..6$ für die Durchgangszähler A und B definiert.

Die Schwellen sind für beide Durchgangszähler steigend und äquidistant gewählt. Sie wurden für die folgenden Messungen nicht verändert.

7.1.3 Fehlentscheidungen des Moduls beim Größenvergleich

Zwischen den Werten DA und DB wurde Offline der kleinere Wert ausgewählt. Es wurde dann die Anzahl F der Ereignisse gezählt, in denen dieser Wert ungleich dem Entscheidungswert DEC ausfiel. Man würde erwarten, daß keine Fehlentscheidungen auftreten. Die Auswertung von $N = 24065$ Ereignissen ergab $F = 4$ fehlerhafte Entscheidungen. Unter rein technischen Gesichtspunkten ist dieser Wert hoch. Es kann allerdings davon ausgegangen werden, daß der Komparator an sich 'immer' korrekt entscheidet. Eine Fehlerquelle kann im Jitter des STR Signals relativ zu den Daten liegen. Ein solcher Jitter kann auftreten, da der verwendete Diskriminator keine 'risetime compensation'[54] besitzt.
Für die Anwendung im Trigger wäre dieser Fehler zu tolerieren. Es sei betont, daß nicht die Triggereigenschaft als solche durch diesen Fehler beeinträchtigt wird, sondern allein die korrekte Beurteilung der Pulshöhe.

7.1.4 Korrelation zwischen Pulshöhe und Ladungsintegral

Es wird vermutet, daß die Pulshöhe in einem Durchgangszähler mit dem ladungsintegrierten Wert des ADC korreliert ist. Um diese Vermutung zu untersuchen, ist es zweckmäßig, den Korrelationskoeffizienten zwischen beiden Meßgrößen zu bestimmen.

[53] engl.: *flash* Blitz; sozusagen ein 'blitzschneller Parallelspannungsumsetzer'
[54] engl.: *risetime compensation* 'Anstiegszeit Kompensation' - zur Erklärung [LEC].

Bestimmung der Korrelationskoeffizienten Um einen Hinweis auf Korrelationen zwischen zwei Meßgrößen X, Y zu erhalten, kann der empirische Korrelationskoeffizient $\rho(X,Y)$ aus der Meßreihe $\{(x_i, y_i)\}_n$ wie folgt bestimmt werden:

$$\rho = \frac{\mathrm{COV}(\mathrm{X},\mathrm{Y})}{\sqrt{\mathrm{VAR}X\ \mathrm{VAR}Y}} = \frac{\sum_{i=1}^{n}(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^{n}(x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^{n}(y_i - \bar{y})^2}} \tag{7.1}$$

Bei großer Anzahl n an Meßwerten x_i, y_i mit Mittelwert $\bar{x}, \bar{y}$ wird ρ durch die Varianzen VAR von X und Y und die Kovarianz COV von X, Y ausgedrückt. Die Größen X, Y heißen nicht korreliert, wenn $\rho = 0$. Der Korrelationskoeffizient kann Werte von -1 bis 1 annehmen. Eine Meßgröße X ist mit sich selbst korreliert, dann gilt $\rho(X,X) = 1$.

Die Feststellung 'ρ nahe bei 1' ist nach dieser Definition eine notwendige Voraussetzung dafür, daß zwei Meßgrößen korreliert sind. Die Betrachtung von Korrelationskoeffizienten kann also eine hilfreiche Information über verborgene Abhängigkeiten zwischen zwei Meßgrößen liefern.

Die Korrelationskoeffizienten zwischen jeweils zwei Meßgrößen von *DA,DB,QA,QB* wurden für

	QA	*QB*	*DA*	*DB*	*DEC*	*QKW*
QA	1.0	0.33	0.92	0.27	0.73	0.79
QB		1.0	0.29	0.90	0.50	0.60
DA			1.0	0.27	0.83	0.76
DB				1.0	0.50	0.52
DEC					1.0	0.90

Tab. 7.2: Korrelationskoeffizienten ρ zwischen jeweils zwei Meßgrößen: *QA,QB*: ladungsintegriertes Analogsignal des Durchgangszählers A bzw. B. *DA,DB*: binäres Wort des Trigger-Moduls vom Durchgangszähler A bzw. B. *DEC*: kleineres Wort nach der Entscheidung des Trigger-Moduls. *QKW*: kleinerer Wert von *QA* und *QB*.

ein Ensemble von 3000 Ereignissen nach 7.1 bestimmt. Sie sind in Tab.7.2 angegeben.

Aus der Tabelle wird abgelesen, daß die Korrelationskoeffizienten sowohl von *DA* mit *QA* als auch *DB* mit *QB* nahe eins liegen. Der Koeffizient für *QA* mit *QB* liegt dagegen näher bei null. Daraus wird geschlossen, daß die Pulshöhe eines Durchgangszählers nicht mit dem ladungsintegriertem Signal des jeweils anderen Durchgangszählers korreliert ist. Dieser Schluß wurde erwartet. Außerdem wird die Vermutung gestützt, daß die Pulshöhe in einem Durchgangszähler mit dem Ladungsintegral desselben Durchgangszählers korreliert ist, da die Koeffizienten nahe eins liegen.
Man liest auch ab, daß die Landaufluktuationen im Energiespektrum des einen Durchgangszähler (Signal QA) nicht mit denen des anderen (Signal QB) korreliert sind.

Korrelationshistogramm Neben der Bestimmung der Korrelationskoeffizienten können die Pulshöhen *DA,DB* mit den gemessenen Werten *QA,QB* des ladungsintegrierenden ADC auf eine zweite Art verglichen werden. Dazu werden die Meßpaare in einem Korrelationshistogramm dargestellt. In Abb.7.1 werden die Meßwerte *QA* mit den *DA* verglichen. Man erkennt eine stufenförmige Abhängigkeit der Pulshöhe vom ladungsintegrierten Wert. Aus diesem Histogramm werden zwei Tatsachen abgelesen:

- Werden die Stellen der Maxima im ADC-Spektrum bei jeweils konstantem Pulshöhenintervall miteinander verbunden, erhält man die Eichkurve zwischen Pulshöhe beziehungsweise Diskriminatorschwelle und ADC-Wert. Könnte die Pulshöhe in kleineren Intervallen, das heißt mit höherer Auflösung, kodiert werden, sollte aus der Stufenrelation eine stetige Gerade werden. Es wird im Mittel ein linearer Zusammenhang zwischen Pulshöhe und ladungsintegriertem Wert vermutet.

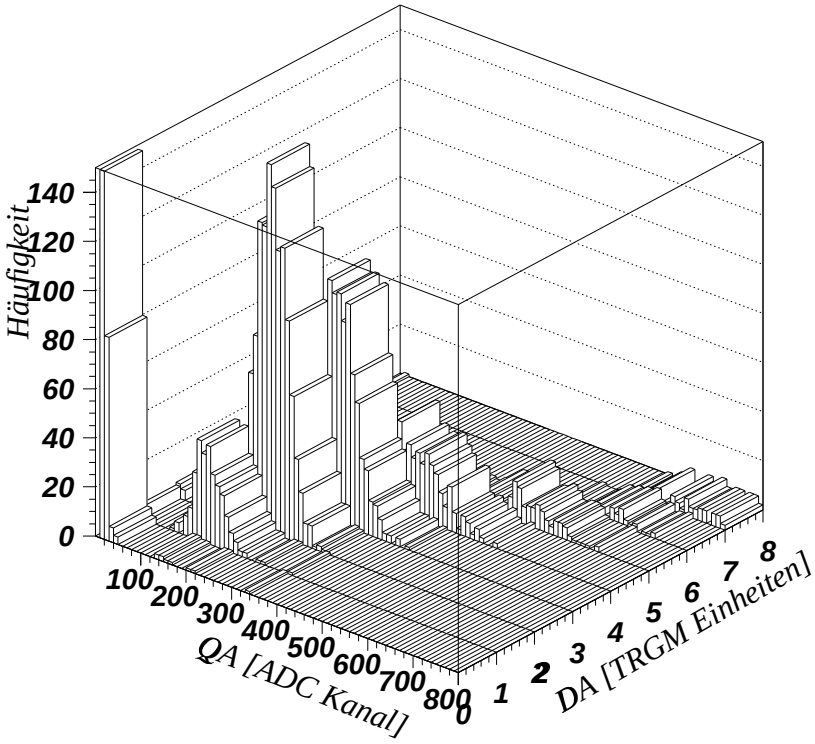


Abb. 7.1: Messung der Energien und Pulshöhen, dargestellt in einem Korrelationshistogramm. Die Messung wurde am Durchgangszähler A mit einem 1 mm dicken Szintillator durchgeführt. An den Abszissen sind die Werte des ladungsintegrierenden ADC mit Wert QA in Kanaleinheiten und des Trigger-Moduls mit 3 Bit Wert DA in Trigger-Moduleinheiten 0..7 aufgetragen.

- Der ladungsintegrierte Wert schwankt bei konstantem Pulshöheneintrag. Die Schwankungen scheinen so groß, daß keine eindeutige Beziehung zwischen Pulshöhe und Ladungsintegral besteht.

Beide Punkte werden in den folgenden Abschnitten näher untersucht.

7.1.5 Bestimmung der Eichkurve zwischen Diskriminatorschwelle und Ladungsintegral

Es ist möglich, die Beziehung zwischen dem ADC-Kanal Q, der entweder für den Energiewert QA oder QB des Durchgangszählers A oder B steht, und der Pulshöhe D des Trigger-Moduls zu bestimmen. Daraus kann die Eichkurve zwischen Diskriminatorschwelle S und dem Energiewert abgeleitet werden. Diese Information ist essentiell, um von Energieschwellen auf Diskriminatorschwellen umzurechnen. Da D ein Pulshöhenintervall beziehungsweise synonym ein Diskriminatorfenster kennzeichnet, wird für die Bestimmung der Eichkurve der Mittelwert $\bar{S}$ in Diskriminatoreinheiten des Pulshöhenintervalls D nach Tab.7.1 abgeleitet. Außerdem wird der Mittelwert $\bar{Q}_D$ des Energiespektrums der ADC-Werte Q_D unter der Nebenbedingung, daß der Wert $D \in [0..7]$ vom Trigger-Modul vorliegt, benötigt. Dann kann $\bar{S}$ über $\bar{Q}_D$ graphisch aufgetragen werden und gibt den funktionalen Zusammenhang zwischen Diskriminatorschwelle beziehungsweise Pulshöhe und ADC-Kanal wieder.

Zunächst werden die Daten aus Abb.7.1 in einer ebenen Projektion in Abb.7.2 dargestellt. Es ist die einhüllende Verteilung f der ADC-Werte Q zu erkennen. Sie wurde mit der in Abschnitt 6.1 abgeleiteten Faltungsfunktion approximiert. In dieser Darstellung wurden die ADC-Werte vom Durchgangszähler A mit einem 1 mm Szintillator verwendet. Die einhüllende Verteilung f ist die Summe von Verteilungen der nach D diskriminierten ADC-Werte Q. In der Abbildung sind diese Verteilungen gestrichelt zu erkennen. Die Mittelwerte $\bar{Q}_D$ können aus dieser Darstellung

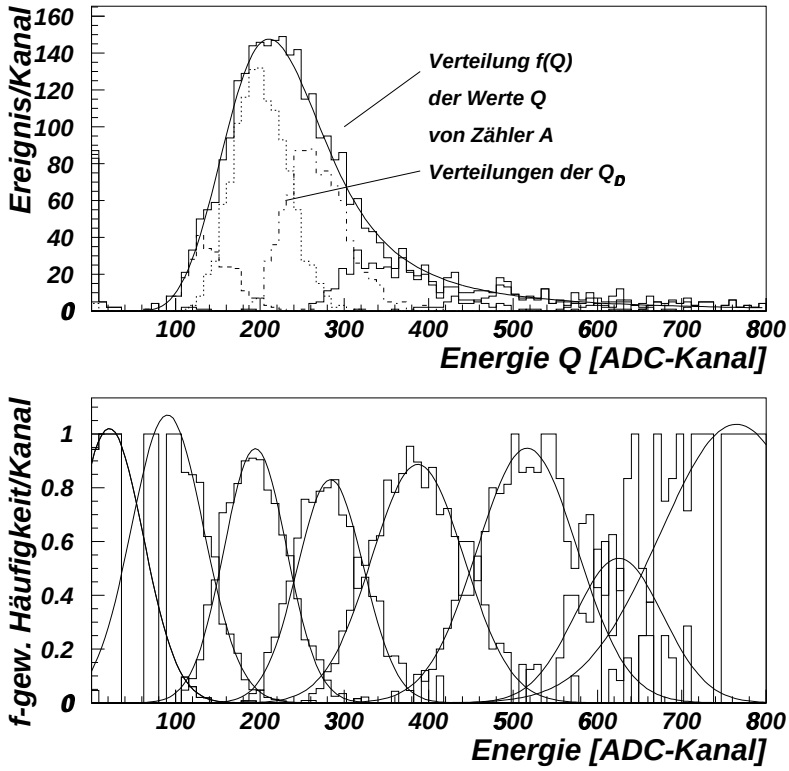


Abb. 7.2: Oben: Gemessene Energieverteilung f der ADC-Werte Q des Durchgangszählers A. Sie ist die Summe der eingezeichneten Energieverteilungen der Werte Q_D, die jeweils bei festem Pulshöhenintervall oder Diskriminatorfenster D bestimmt wurden. Unten: Darstellung der mit $1/f(Q)$ gewichteten Energieverteilungen der Q_D. Sie sind jeweils normalverteilt um den Mittelwert $\bar{Q}_D$.

nicht ohne weiteres abgelesen werden. Der Mittelwert einer jeden Verteilung könnte nur dann angegeben werden, wenn die ADC-Werte Q in einem ausreichen großen Energieintervall gleichverteilt wären. Gleichverteilung von Q liegt jedoch nicht vor. Vielmehr ist Q landauverteilt. Es ist allerdings möglich, $\bar{Q}_D$ als Erwartungswert der mit $1/f$ gewichteten Werte Q_D anzugeben:

$$\bar{Q}_D = \left\langle \frac{Q_D}{f(Q)} \right\rangle \tag{7.2}$$

Die Verteilungen der Werte $Q_D/f(Q)$ sind im unteren Teil der Abb.7.2 zu sehen. Sie sind normalverteilt um $\bar{Q}_D$ und werden durch eine Gaußfunktion approximiert. Innerhalb von Fehlergrenzen zeigen die Normalverteilungen eine zu höheren Energien gleichmäßig steigende Varianz. Dies spiegelt zum einen die Tatsache wieder, daß die Diskriminatorschwellen S äquidistant gewählt wurden. Zum anderen steigt die relative Energieauflösung mit steigender Energie nach Abschnitt 6.1. Das bedeutet, daß die Breite der Normalverteilungen mit höherem D zunimmt. In Abb.7.2 sind die Amplituden der Gaußfunktionen verschieden. Das liegt daran, daß bei der Gewichtung nicht die Faltung f sondern das f approximierende Histogramm verwendet wurde. Diese Tatsache hat allerdings vernachlässigbaren Einfluß auf die Bestimmung der Mittelwerte $\bar{Q}_D$.

Die so gewonnenen Mittelwerte $\bar{Q}_D$ werden in Abb.7.3 in absoluten ADC-Kanaleinheiten in Abhängigkeit von $\bar{S}$ für eine Messung am Durchgangszähler mit 1 mm und 3 mm Szintillator dargestellt. Die Schwellen S sind in Diskriminatoreinheiten angegeben. Man erkennt, daß die Meßpunkte durch eine Gerade approximiert werden. Die Steigungen $\Delta S/\Delta Q$ beider Geraden sind innerhalb der Fehlergrenzen gleich:

$$\frac{\Delta S}{\Delta Q} = 0.093 \frac{[\text{Diskriminatoreinheiten}]}{[\text{ADC} - \text{Einheiten}]} \tag{7.3}$$

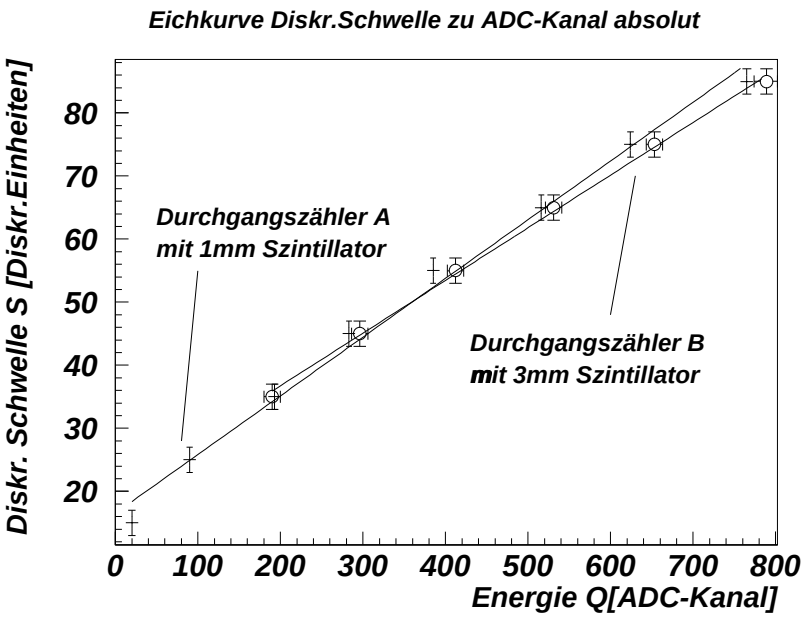


Abb. 7.3: Eichkurve der Diskriminatorschwelle über dem ADC-Kanal für zwei Durchgangszähler: Die Abszisse
gibt die Energie im jeweiligen Durchgangszähler gemessen in dessen Kanaleinheiten an. Die Ordinate ist in den Diskriminatoreinheiten geeicht. Die Diskriminatoreinheiten beider Durchgangszähler sind gleich.

Es ist daher bestätigt, daß die Signalamplitude des Photomultipliers im Mittel dem integrierten Signalwert proportional ist. Es wird sich zeigen, daß über die in Abschnitt 7.2 beschriebene Eichkurve auch eine Angabe des absoluten ADC-Wertes über der Pulshöhe in Millivolt-Einheiten möglich wird.

Es ist nützlich, die Energie in ADC-Kanälen bezüglich des Maximums $Q_{\max}$ der Verteilung f in % anzugeben. Auf diese Art wird die Skalierung der Abszisse auf die Stelle des Maximums normiert. Dadurch ist es möglich, Spektren, die mit unterschiedlicher Verstärkung aufgenommen wurden, unmittelbar zu vergleichen und direkt in eine Diskriminatorschwelle für den C207 umzurechnen. Die Darstellung in Abb.7.3 ergibt sich dann in den neuen Einheiten $Q_{\max}\%$. Die Eichkurve ist in Abb.7.4 angegeben. Das Maximum $Q_{\max}$ der Verteilung sowohl für den 1 mm als auch den 3 mm Szintillator liegt an der Stelle 100 $Q_{\max}\%$. Die Pulshöhe ist dagegen unnormiert. So erklärt sich, daß die Gerade des Durchgangszählers mit 3 mm dickem Szintillator oberhalb der für den 1 mm Szintillator verläuft.

Die hier gegebenen Eichkurven lassen sich nicht auf einen anderen Aufbau übertragen. Die Bedeutung der hier gezeigten Betrachtung ist also weniger darin zu sehen, wie die Eichung zwischen Pulshöhe und relativer Energie quantitativ gegeben ist. Vielmehr ist die Tatsache wichtig, daß der Zusammenhang linear ist und eine Möglichkeit vorgeführt wurde, die Pulshöhe mit der Energie zu vergleichen, um eine Eichung unter veränderten Bedingungen erneut durchzuführen.

7.1.6 Schwankungen der Energie bei konstanter Pulshöhe

Im vorigen Abschnitt wurde bereits festgestellt, daß daß die Energieverteilungen der Werte Q_D einen Überlapp in Energiefenster zeigen, die eigentlich allein zum benachbarten Pulshöhenintervall korrespondieren sollten. Diese Tatsache wird besonders in der Darstellung 7.2 deutlich. Idealerweise würde man keinen Überlapp erwarten.

Der Überlapp ließe sich sicherlich quantifizieren. Dazu müßte die Anzahl mißidentifizierter Ereignisse abgezählt werden. Ein Ereignis, das im Pulshöhenintervall D nachgewiesen wird, werde genau dann als mißidentifiziert gewertet, wenn seine Energie Q_D außerhalb des Energieintervalls der Breite ΔQ_D liegt. Diese Breite könnte grob aus der Standardabweichung σ_D der Normalverteilung der Werte Q_D ermittelt werden, wobei $\Delta Q_D = 2\sigma_D$. Das Energieintervall kann zentriert

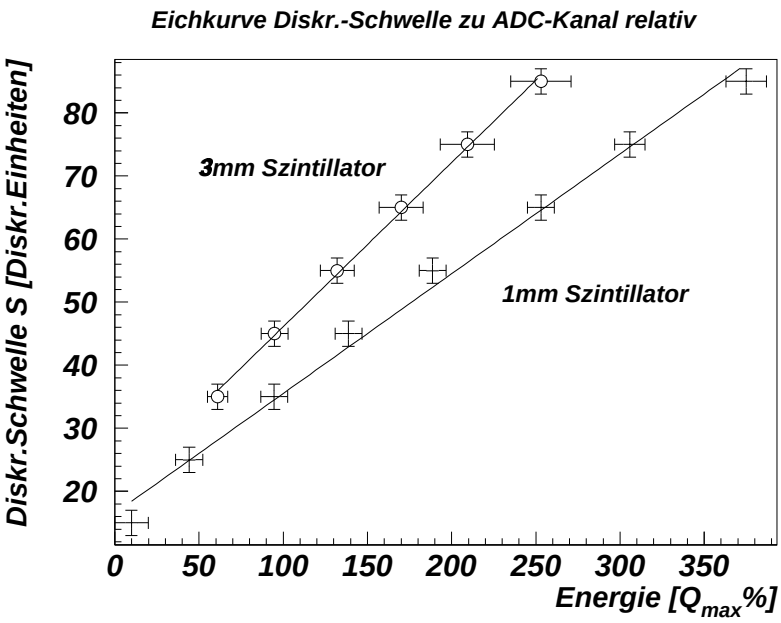


Abb. 7.4: Eichkurve der Diskriminatorschwelle über der Energie für zwei Durchgangszähler: Die Abszisse gibt die Energie im jeweiligen Durchgangszähler gemessen in % bezüglich des Maximums der Verteilung f an. Die Ordinate ist wiederum in den Diskriminatoreinheiten geeicht.

um den Energiemittelwert $\bar{Q}_D$ angenommen werden. Daraus ergeben sich die Energieschwellen eines jeden Energieintervalls. Die Anzahl mißidentifizierter Ereignisse ist spezifisch für die Diskriminatorschwellen des gewählten Pulshöhenintervalls. Außerdem hängt sie von der absoluten Zahl an Ereignissen ab, die im gewählten Pulshöhenintervall nachgewiesen werden.

An dieser Stelle soll lediglich festgehalten werden, daß es ein Übersprechen vom Pulshöhenintervall D über die oberen und unteren Energieschwellen des zu D korrespondierenden Energieintervalls gibt.

7.1.7 Untersuchung der Pulshöhenentscheidung

Der kleinere Energiewert QKW zwischen QA und QB kann offline bestimmt werden:

$$QKW = \frac{QA + QB}{2} - \frac{|QA - QB|}{2} \tag{7.4}$$

Die kleinere Pulshöhe DEC wurde online im Trigger-Modul aus dem Vergleich im Schaltkreis 10166 zwischen DA und DB bestimmt.

Bestimmung des Korrelationskoeffizienten Der Korrelationskoeffizient zwischen QKW und DEC wurde für 3000 Ereignisse berechnet und ist in Tab.7.2 angegeben. Der Korrelationskoeffizient liegt nahe eins. Es kann also vermutet werden, daß die kleinere Energie mit der kleineren Pulshöhe korreliert ist. Weiterhin wird festgestellt, daß die Korrelation mit den Energiewerten QA stärker ist als mit den Werten QB. Das scheint einleuchtend, da A der dünnere Szintillator ist, und in ihm daher der kleinere Energiewert deponiert wird[55].

Pulshöhenspektrum mit Größenvergleich In Abb.7.5 wird die Verteilung der gemessenen Werte QA, QB und DEC gezeigt. Die Verteilung der QA und QB stellen ein landauverteiltes Pulshöhenspektrum dar. die Verteilung der Werte DEC zeigt, daß Ereignisse im Landauschwanz unterdrückt werden. Außerdem erkennt man, daß die Verteilung der DEC gegen QA, QB verbreitert ist. Das liegt daran, daß die Schwellen für Durchgangszähler A in Relation zu B zu hoch

[55] Es ist natürlich wichtig, die Signalverstärkung in beiden Durchgangszählern zu beachten. Sie kann in grober Näherung als gleich angesehen werden, was auf dem Oszilloskop überprüft wurde.

gesetzt wurden. Die Schwellen müssen so gewählt werden, daß die Verteilung von QA mit der von QB zur Deckung kommt. Wenn zwei Szintillatoren gleiche Dicke verwendet werden ist das problemlos möglich, da dann die für A gesetzten Schwellen in zueinander konstantem Abstand gegen die von B solange verschoben werden können, bis Übereinstimmung der Spektren vorliegt. Das Spektrum läßt sich auch durch Verändern der Verstärkung (Hochspannung oder Trimmer am Verstärker) verschieben.

Am Ende dieses Abschnitts bleibt festzuhalten:

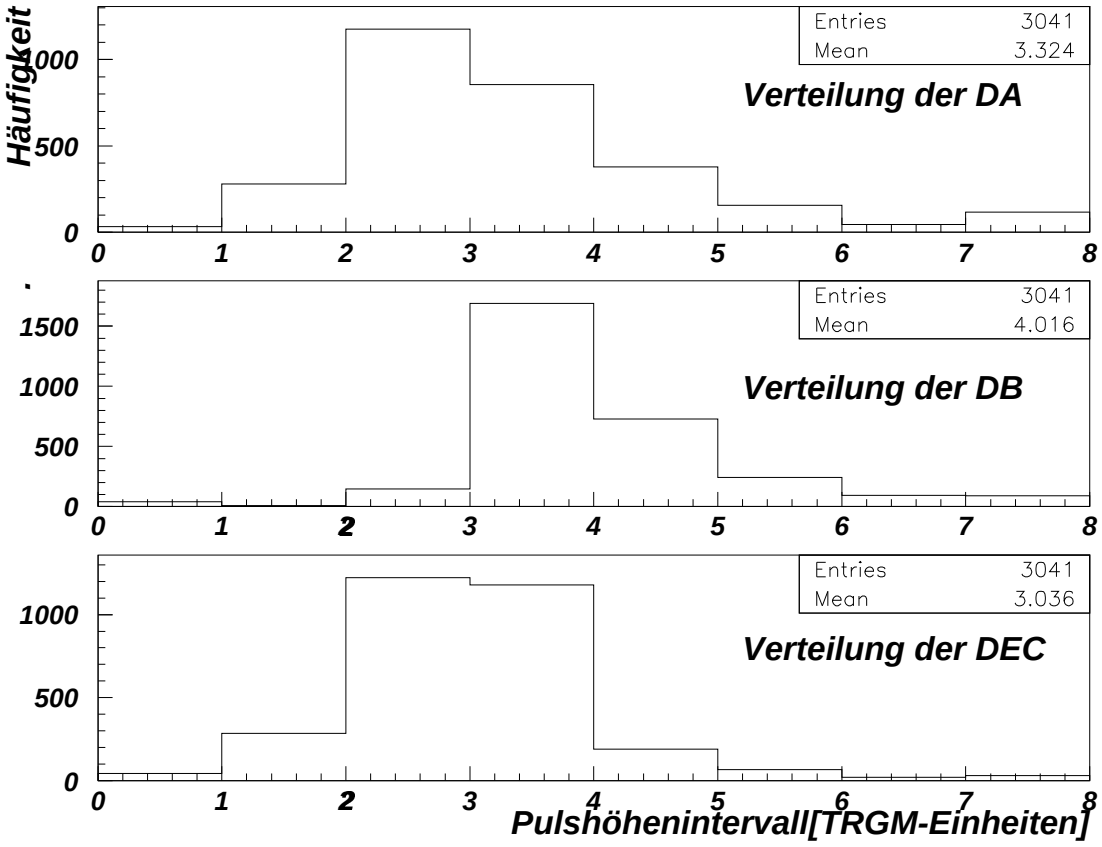


Abb. 7.5: Pulshöhenspektren des Trigger-Moduls. Es ist die Verteilung der Werte DA, DB und DEC dargestellt. Die Einheiten der Abszisse sind in Pulshöhenintervallen 0..6 des Trigger-Moduls (TRGM-Einheiten) angegeben.

- Der Pulshöhenvergleich führt zu einer Unterdrückung von Ereignissen im Landauschwanz des Pulshöhenspektrums.
- Der Pulshöhenvergleich kann mit dem Trigger-Modul durchgeführt werden.
- Die Pulshöhen sind im Mittel proportional zu den ladungsintegrierten Werten (Eichkurve Abb.7.3).
- Für einzelne Ereignisse ist der ladungsintegrierte Wert bei gleichen Pulshöhen verschieden (Abb.7.2).

7.2 Eichkurve des Diskriminators C207

Es ist wichtig, die Eichkurve zwischen der Diskriminatorschwelle in mV und Diskriminatoreinheiten des C207 zu kennen. Es kann dann mit der in 7.1.5 bestimmten Eichkurve eine Beziehung zwischen der Diskriminatorschwelle in mV und dem absoluten ADC-Kanal angegeben werden. Das ist hilfreich, wenn die Verstärkung der Durchgangszähler am Oszilloskop eingestellt wird und die Schwellen im ADC-Spektrum angegeben werden.

Die Eichkurve zwischen der im 8 Bit Register des C207 programmierten Schwelle S und der Signalamplitude A des Photomultipliers wurde gemessen. Dabei bezeichnet A die Pulshöhe des Signals, bei der der Diskriminator gerade triggert in mV. Es wurde ein negatives gaußförmiges periodisches Testsignal von 3 ns Halbwertsbreite verwendet. Es sollte ein Photomultipliersignal simulieren. Bei fester Schwelle wurde die Amplitude des Signals erhöht, bis der gewählte Diskriminatorkanal triggerte.

Die Amplitude A wurde auf ± 1 mV für den Bereich von $S = 0$ bis $S = 256$ für alle 16 Kanäle bestimmt. Die Messung ergibt, daß der Zusammenhang zwischen A und S linear ist. Die Geraden sind für alle Kanäle innerhalb der Fehlergrenzen gleich. Steigung und Achsenabschnitt wurden abgelesen, und ergab die folgende Beziehung:

$$A\,(S)\ \ [\mathrm{mV}] = -(2.05 \pm 0.03)S - (7.6 \pm 12.0) \tag{7.5}$$

Zur absoluten Eichung zwischen der Signalamplitude und dem ADC-Kanal ist es noch notwendig, die Beziehung an einer Stelle zu kennen. Es bietet sich das Pedestal an. Dann ist es über Gleichung 7.5 und Abb.7.3 möglich, die in der Praxis hilfreiche Umrechnung von Signalamplitude [mV] in absolute ADC-Kanalwerte durchzuführen.

7.3 Optimierung der Energieschwellen

Das Energieintervall der Multiplizität zwei ist für Ereignisse der Baryon-Elektron Streuung von Interesse. Man möchte vermeiden, daß Ereignisse der Multiplizität eins aufgrund ihrer Landauverteilung in das Intervall der Multiplizität zwei übersprechen. Ebenso dürfen keine Ereignisse der Multiplizität drei in das der Multiplizität zwei gelangen. Außerdem soll die Ausbeute an Ereignissen der Multiplizität zwei möglichst hoch sein. Daher ist es notwendig, die Diskriminatorschwellen in diesem Sinn optimal zu setzen. Die optimalen Energieschwellen lassen sich in einer Monte-Carlo-Simulation bestimmen. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wo die Energieschwellen gesetzt werden müssen, um eine optimale Ausbeute an Ereignissen der Multiplizität zwei zu erzielen. In der Eichkurve Abschnitt 7.1.5 kann dann die optimale Diskriminatorschwelle abgelesen werden.

Simulationsgrundlage Ausgangspunkt ist die Energiemessung von $N_1 \approx 18000$ Ereignissen der Multiplizität eins. Die Messung wurde mit Pionen mit Impulsen von 40 GeV/c im 3 mm und 1 mm Szintillator durchgeführt. Es wurde der in Abschnitt 6.3 beschriebene Aufbau verwendet. Das Energiespektrum $f_1^{3\ \mathrm{mm}}(k)$ für den 3mm Szintillator ist in Abb.7.7, das Spektrum $f_1^{1\mathrm{mm}}(k)$ für den 1 mm Szintillator in Abb.7.6 dargestellt. Beide Spektren wurden nach der Faltung 6.8 gefittet.

Simulation der Multiplizitäten Für die Multiplizität i wurden N_i Ereignisse nach der Monte-

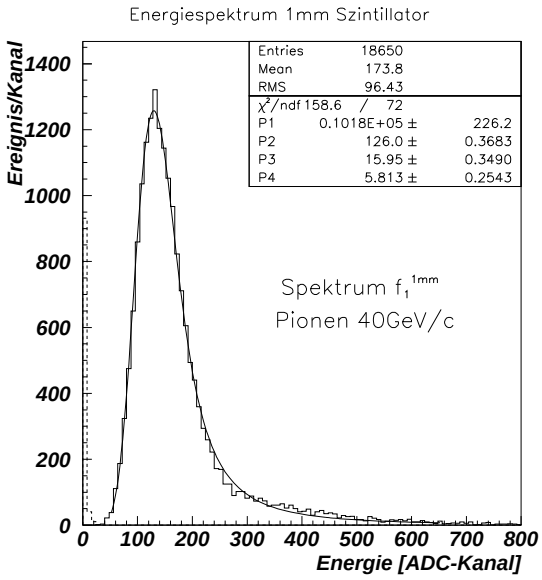


Abb. 7.6: Energiespektrum des 1 mm dicken Szintillators. Das Spektrum wird durch die Faltung 6.9 angenähert. Mit dieser Messung wurden die höheren Multiplizitäten für den 1 mm dicken Szintillator nach dem Monte-Carlo Verfahren erzeugt.

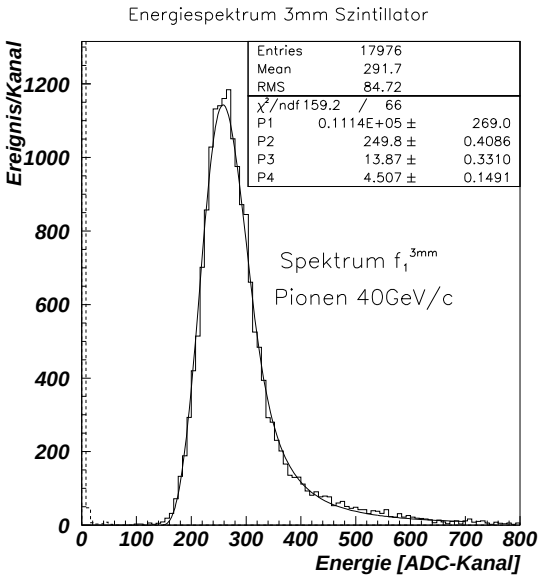


Abb. 7.7: Energiespektrum des 3 mm dicken Szintillators. Das Spektrum wird wiederum durch die Faltung 6.9 angenähert. Mit dieser Messung wurden die höheren Multiplizitäten für den 3 mm dicken Szintillator nach dem Monte-Carlo Verfahren erzeugt.

Carlo Methode [BRS],[PDG] simuliert. Dabei werden nach der Verteilung $f_1^{3\mathrm{mm}}$ und $f_1^{1\mathrm{mm}}$ i Ereignisse erwürfelt, ihre Energien addiert und in ein Histogramm f_i eingetragen. Auf diese Art wurden die spektralen Energieverteilungen der Multiplizitäten 2 und 3 gewonnen. Die Abbildung

7.8 zeigt die gemessene Multiplizität eins und daraus simulierte höhere Multiplizitäten. Deutlich ist der Energieüberlapp mit benachbarten Multiplizitäten zu erkennen. Der Überlapp ist größer als in Abb.4.5 dargestellt wurde. Das liegt daran, daß in dieser Simulation (Abb.7.8) gemessene Daten verwendet wurden, die eine endliche Detektorauflösung beinhalten.

Nach 7.6 wurden die $N_i^{[j]}$ in Abhängigkeit von a, b bestimmt. Nach 7.7 konnten die bedingten

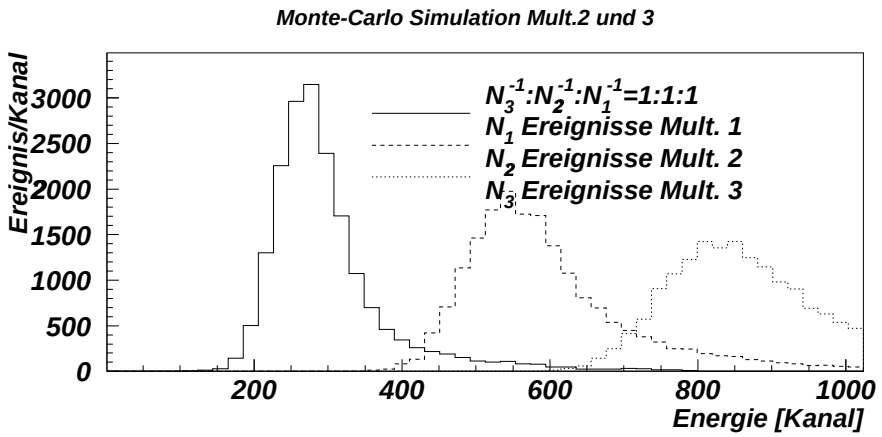


Abb. 7.8: Simulation höherer Multiplizitäten: Das Spektrum der Multiplizität eins wurde am 3 mm Szintillator gemessen. Die Multiplizitäten zwei und drei wurden simuliert.

Wahrscheinlichkeiten und nach 7.8 die Anzahl günstiger Ereignisse $M_i^{[j]}$ berechnet werden.

Verfahren zur Bestimmung optimaler Schwellen Das Energiespektrum werde in drei Intervalle $j = 1, 2, 3$ unterteilt, und für die vier Intervallgrenzen $0, a, b, \infty$ seien folgende Bezeichnungen gewählt:

$$[j = 1] := [0, a] \ ; \qquad [j = 2] := [a, b] \ ; \qquad [j = 3] := [b, \infty)$$

Auf dem Intervall j des Energiespektrums seien $N_i^{[j]}$ Ereignisse der Multiplizität i eingetragen. Sei $f_i(k)$ die das Spektrum approximierende Verteilungsfunktion der Ereignisse mit Multiplizität i in Abhängigkeit von Kanal Q. Dann gilt:

$$N_i^{[j]} = \int_{[j]} dQ\, f_i(Q) \tag{7.6}$$

Die Größe S sei die Summe aller Ereignisse:

$$S = \sum_{i,j} N_i^{[j]}$$

Es werden nun folgende Ereignisse A_i,B_j im mathematischen Sinn definiert:

- A_j: 'Die Energiemessung ergibt einen Eintrag im Intervall j'
- B_i: 'Die Multiplizität i liegt vor'

Bei einer Vielzahl von Messungen sind die Wahrscheinlichkeiten $p(A_j)$, $p(B_i)$ für das Eintreten des Ereignisses A_j beziehungsweise des Ereignisses B_i über die Häufigkeiten $N_i^{[j]}$ gegeben:

$$p(A_j) = \frac{\sum_i N_i^{[j]}}{S} \ ; \qquad p(B_i) = \frac{\sum_j N_i^{[j]}}{S}$$

Die Wahrscheinlichkeit $p(A_j \cap B_i)$ für das Eintreten von A_j und B_i ist gegeben durch:

$$p(A_j \cap B_i) = \frac{N_i^{[j]}}{S}$$

Daher ergibt sich die bedingte Wahrscheinlichkeit $p(B_i|A_j)$ für das Eintreten des Ereignisses '$B_i|A_j$', also von B_i unter der Bedingung A_j per Definition [BRS]:

$$p(B_i|A_j) \equiv \frac{p(A_j \cap B_i)}{p(A_j)} = \frac{N_i^{[j]}}{\sum_i N_i^{[j]}} \tag{7.7}$$

Die mögliche Anzahl für das Ereignis '$B_i|A_j$' ist gerade $N_i^{[j]}$, so daß sich die Anzahl $M_i^{[j]}$ der für '$B_i|A_j$' günstigen Ereignisse ergibt:

$$M_i^{[j]} = N_i^{[j]} \cdot p(B_i|A_j) \tag{7.8}$$

Die Aufgabe 'Optimierung der Triggerschwellen a, b' stellt sich daher wie folgt:

- Man bestimme die Intervallgrenzen a und b, so daß die Anzahl günstiger Ereignisse der Multiplizität zwei unter der Bedingung, im Intervall $[a, b]$ nachgewiesen zu werden maximal wird, in anderen Worten man suche das Maximum von $M_2^{[2]}$ als Funktion von a, b.

- Für die optimalen Intervallgrenzen bestimme man die Übersprechwahrscheinlichkeiten $p(B_i|A_2)$ mit $i \neq 2$ anderer Multiplizitäten in das Intervall $[a, b]$ und die Verlustwahrscheinlichkeiten $p(B_2|A_j)$ für $j \neq 2$.

Die Abb.7.9 zeigt graphisch die Abhängigkeit $N_2^{[2]}$ von den Intervallgrenzen a, b: Für $b < a$ gibt es keine Einträge. Auf der Diagonalen $a = b$ nimmt $N_2^{[2]}$ den Wert 0 an. Für $b \to \infty$ und $a \to 0$ wird $N_2^{[2]}$ maximal. Man betrachte nun die bedingte Wahrscheinlichkeit $p(A_2|B_2)$ rechts daneben: Auf der Diagonalen $a = b$ erscheint ein absolutes Maximum. Für $a \to 0$ und $b \to \infty$ sinkt die Wahrscheinlichkeit ab. Diese beiden Funktionen wurden miteinander multipliziert, woraus die Anzahl günstiger Ereignisse $M_2^{[2]}$ resultiert. $M_2^{[2]}$ zeigt ein ausgeprägtes absolutes Maximum. Dieses Maximum liegt bei den optimalen Intervallgrenzen $a_{\text{opt}}, b_{\text{opt}}$. Im Konturplot lassen sich die optimalen Grenzen dann ablesen.

Bestimmung der Schwellen bei verschiedenen Multiplizitätsverhältnissen Es ist von Bedeutung, in welchem Verhältnis die Multiplizitäten zueinander stehen. So ist der Fall $N_1 = N_2 = N_3$ keine realistische Simulation, denn die Abschätzung aus Abschnitt 3.3 zeigt, daß nur etwa 20% der Strahlteilchen im Target wechselwirken. Für die ersten drei Multiplizitäten wird bei *SELEX* $N_1^{-1} : N_2^{-1} : N_3^{-3} = 1 : 1000 : 200$ [FUN] erwartet. Die Schwellen konnten für Verhältnisse bis $N_1^{-1} : N_2^{-1} : N_3^{-3} = 1 : 200 : 40$ bestimmt werden. Die Resultate werden in Tab.7.3 für den 3 mm Szintillator und in Tab.7.4 für den 1 mm Szintillator dargestellt.

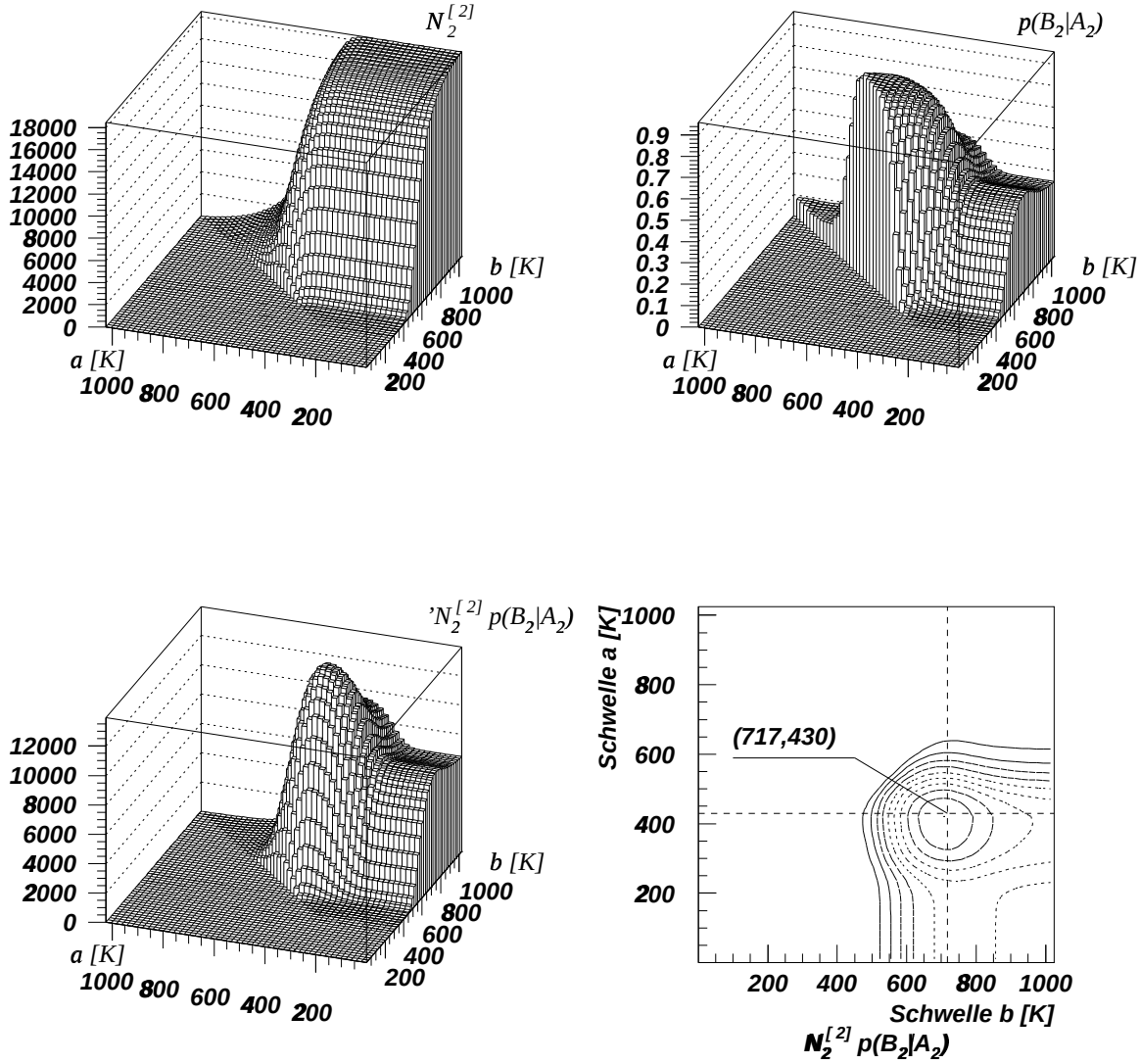


Abb. 7.9: Verfahren zur Bestimmung der Triggerschwellen; links oben: Anzahl $M_2^{[2]}$ an Ereignissen der Multiplizität 2 im Intervall $[a, b]$ in Abhängigkeit von a und b. Rechts oben: Die Wahrscheinlichkeit $p\,(B_2|A_2)$, ein Ereignis der Multiplizität 2 im Intervall $[a, b]$ zu finden in Abhängigkeit von a und b. Links unten: Die Anzahl günstiger Ereingisse $M_2^{[2]}$. Rechts unten: Die Anzahl günstiger Ereignisse im Konturplot.

Die optimalen Intervallgrenzen werden relativ zum Maximum $Q_{\max}$ der gemessenen Verteilung $f_1\,(Q)$ der Multiplizität eins in % angegeben. Die Wahrscheinlichkeiten für das Übersprechen und die Verluste bei Verwendung der optimalen Schwellen sind ebenfalls eingetragen. Die Berechnung wurde sowohl für den Fall ohne als auch mit Größenvergleich durchgeführt.

Resultate Aus beiden Tabellen liest man ab, daß bei Dominanz der Multiplizität eins die optimalen Schwellen im Rahmen der Fehler konstant sind. Für den Fall mit Größenvergleich liegt die obere Schwelle b_{opt} unterhalb jener für den Fall ohne Größenvergleich. Das ist verständlich, da der Größenvergleich zu einer Unterdrückung der Ereignisse im Landauschwanz führt. Die

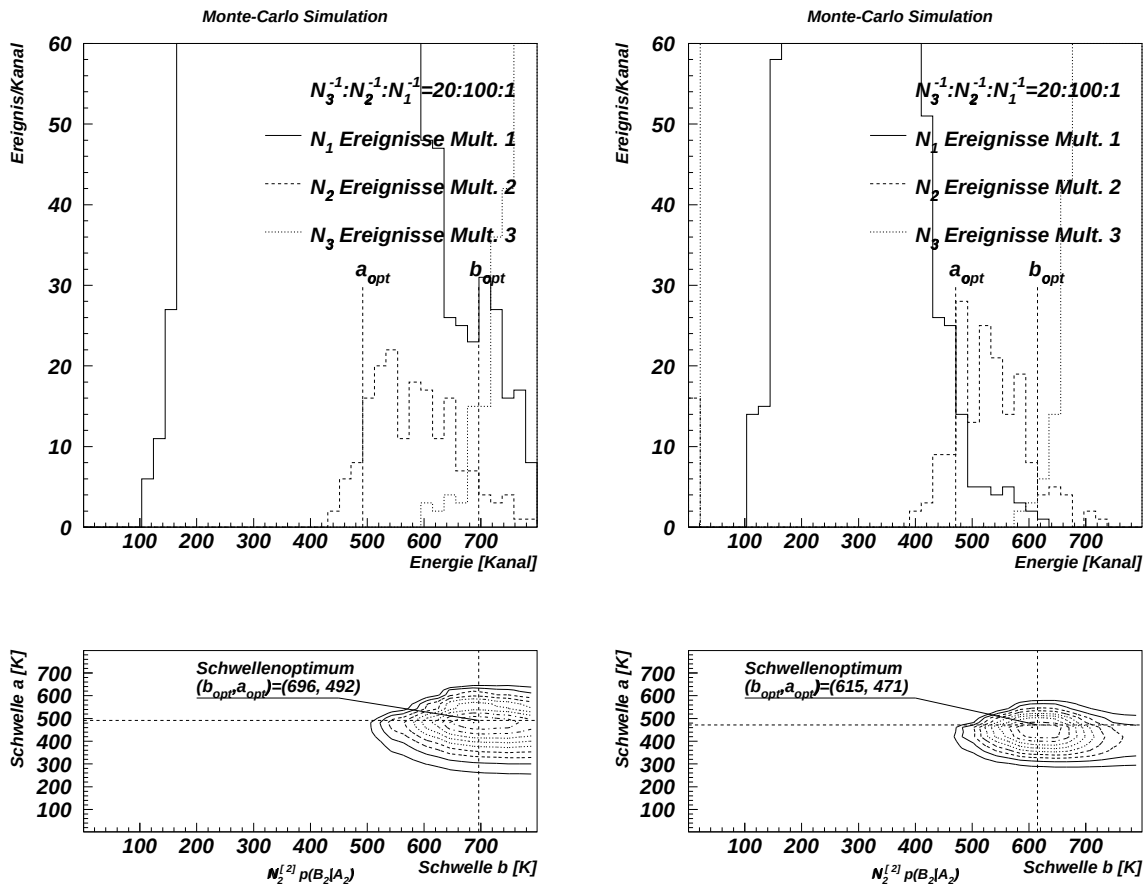


Abb. 7.10: Vergleich der Spektren ohne (links) und mit (rechts) Größenvergleich im Durchgangszähler mit 3 mm Szinitillator. Bei der Simulation wurde das Verfahren zur Bestimmung der optimalen Energieschwellen angewandt. Die Multiplizitäten stehen in den Verhältnissen $N_3^{-1} : N_2^{-1} : N_1^{-1} = 20 : 100 : 1$. Die optimalen Energieschwellen wurden aus den Konturplots abgelesen und in die Spektren eingetragen.

untere Schwelle liegt in beiden Fällen an nahezu gleicher Stelle. Die bedingte Wahrscheinlichkeit $p(B_1|A_2)$, die Multiplizität eins (Strahlanteil) zwischen den optimalen Schwellen zu finden, steigt mit sinkender Zahl wahrer Multiplizitäten zwei. Sie wird besonders hoch, wenn kein Größenvergleich durchgeführt wird. Der Größenvergleich dagegen führt zu einer starken Unterdrückung des Strahlanteils im optimalen Intervall. Die bedingte Wahrscheinlichkeit $p(B_2|A_2)$, eine Multiplizität zwei im optimalen Intervall zwei zu finden, sinkt mit dem Anteil wahrer Multiplizitäten 2. Der Fall mit Größenvergleich zeigt jedoch, daß $p(B_2|A_2)$ sehr viel höher ist als ohne Vergleich.

Schlußfolgerung In Abb.7.10 werden drei Multiplizitätsspektren gezeigt. Sie wurden aus dem in Abb.7.7 gezeigten Datensatz wiederum nach der Monte-Carlo Methode erzeugt. In dieser Simulation wurden allerdings die Verhältnisse $N_3^{-1} : N_2^{-1} : N_1^{-1} = 20 : 100 : 1$ gewählt.
Auf der *linken Seite* wurden die Spektren für den Fall *ohne* Größenvergleich simuliert. Im Fall ohne Größenvergleich erkennt man im gezeigten Auschnitt die Dominanz der Multiplizität 1. Die wahren Ereignisse der Multiplizität 2 werden überdeckt. Unter den erwarteten Verhältnissen bei *SELEX* wäre die Dominanz noch ausgeprägter. Die optimalen Schwellen a_{opt} und b_{opt} lassen sich aber ungeachtet dessen nach dem genannten Verfahren bestimmen und im dargestellten Konturplot von $M_2^{[2]}$ ablesen. Sie sind in die Spektren eingezeichnet.

Das Spektrum auf der *rechten Seite* von Abb.7.10 zeigt den Fall *mit* Größenvergleich. Es ist zu erkennen, daß die Ereignisse der Multiplizität 1 im Bereich der Multiplizität 2 unterdrückt sind. Die optimalen Schwellen a_{opt} und b_{opt} lassen sich wiederum aus dem Konturplot $M_2^{[2]}$ ablesen und sind in die Spektren eingezeichnet.
Es wird gefolgert, daß der Größenvergleich eine bedeutende Unterdrückung der Multiplizität 1 im Intervall 2 bewirkt. Die optimalen Schwellen können aus Tab.7.3 in bezüglich der Stelle des Maximums von Multiplizität eins abgelesen werden.

7.4 Setzen der optimalen Diskriminatorschwellen

Aus den optimalen Energieschwellen sollen nun die optimalen Diskriminatorschwellen bestimmt werden. Für den 3 mm dicken Szintillator können aus Abb.7.10 die absoluten optimalen Energieschwellen in ADC-Kanaleinheiten abgelesen werden. Zweckmäßiger ist es, die optimalen Schwellen bezüglich des Maximums Q_{max} aus Tab.7.3 für den Fall mit Größenvergleich abzulesen:

$$a_{\text{opt}} = 185\ Q_{\text{max}}\% \qquad b_{\text{opt}} = 241\ Q_{\text{max}}\% \tag{7.9}$$

Aus der Eichkurve Abb.7.4 werden dann die optimalen Diskriminatorschwellen $a_{\text{opt}}^{\text{disk}}$ und $b_{\text{opt}}^{\text{disk}}$ in Einheiten des C207 abgelesen:

$$a_{\text{opt}}^{\text{disk}} = 68 \qquad b_{\text{opt}}^{\text{disk}} = 82 \tag{7.10}$$

Die Schwellen können nun mit der Eichkurve 7.5 in die Einheit mV umgerechnet werden.

Pionen, Impuls 40 GeV/c in 3 mm Szintillator								
$\frac{N_1}{N_2}$	$\frac{N_1}{N_3}$	a_{opt} [$Q_{\max}$%]±6%	b_{opt} [$Q_{\max}$%]±6%	$p(B_1\|A_2)$ [%]	$p(B_3\|A_2)$ [%]	$p(B_2\|A_2)$ [%]	$p(B_2\|A_1)$ [%]	$p(B_2\|A_3)$ [%]
ohne Auswahl des kleineren Wertes								
1	1	168	281	6.9	5.1	88.0	1.4	13.9
20	10	185	289	49.4	7.9	42.8	0.4	6.6
50	10	185	273	70.4	4.4	25.1	0.1	3.5
100	20	193	273	79.2	3.3	17.5	0.1	2.8
200	40	192	297	84.2	6.8	8.9	0.05	1.6
mit Auswahl des kleineren Wertes								
1	1	153	249	1.2	1.7	97.1	6.4	4.8
20	10	169	249	10.0	3.3	86.7	0.5	2.7
50	10	169	241	22.5	2.0	75.5	0.2	1.9
100	20	185	241	22.2	2.9	74.9	0.2	2.1
200	40	185	249	37.5	4.8	57.7	0.1	1.8

Tab. 7.3: Optimale Schwellen a_{opt}, b_{opt} und Übersprechen $p(B_i|A_2)$ in das Intervall 2 im Wechselwirkungszähler mit 3 mm Szintillatoren.

Pionen, Impuls 40 GeV/c in 1 mm Szintillator, gebogener Lichtleiter								
$\frac{N_1}{N_2}$	$\frac{N_1}{N_3}$	a_{opt} [$Q_{\max}$%]±6%	b_{opt} [$Q_{\max}$%]±6%	$p(B_1\|A_2)$ [%]	$p(B_3\|A_2)$ [%]	$p(B_2\|A_2)$ [%]	$p(B_2\|A_1)$ [%]	$p(B_2\|A_3)$ [%]
ohne Auswahl des kleineren Wertes								
1	1	154	308	16.7	16.7	66.5	3.6	21.7
20	10	-	-	-	-	-	-	-
50	10	169	308	80.1	11.1	8.8	0.1	3.6
10	2	169	293	48.9	24.3	26.7	0.7	5.4
25	5	169	308	66.6	18.6	14.8	0.3	4.3
mit Auswahl des kleineren Wertes								
1	1	138	261	9.5	8.9	81.6	7.6	13.8
100	20	169	246	71.3	8.5	20.1	0.2	2.7
50	10	169	246	56.5	11.6	31.8	0.4	2.8
10	2	169	246	22.6	19.9	57.5	1.9	4.1
25	5	169	246	42.0	14.6	43.3	0.7	4.0

Tab. 7.4: Optimale Schwellen a_{opt}, b_{opt} und Übersprechen $p(B_i|A_2)$ in das Intervall 2 im Wechselwirkungszähler mit 1 mm Szintillatoren.

8 Der Wechselwirkungszähler im SELEX-Experiment

In der Targetregion von SELEX befindet sich eine Granitbank, auf der das Target, die Siliziumdetektoren und der Wechselwirkungszähler befestigt werden. Die Granitbank wurde vermessen. Auf dieser Grundlage wurde dann die die Haltemechanik entworfen. An dieser Stelle werden die Werkstattzeichnungen der Halterung und der Wechselwirkungszähler gezeigt.

8.1 Einbau in der Targetregion

In Abb.8.1 ist eine Hälfte der Targetregion in Aufsicht dargestellt. Man erkennt die fünf Targetschichten, die beiden Pixel-Detektoren und einen ersten VSSD. Dazwischen ist einer der beiden Durchgangszähler eingezeichnet. Für den Wechselwirkungszähler ist die Länge von 34.6 mm bis 43.6 mm in Strahlrichtung (z-Richtung) vorgesehen [H460]. Allerdings benötigen Lichtleiter und Photomultiplierhalterung mehr Platz. Wie in der Darstellung gezeigt, paßt die Haltemechanik vor den VSSD [MTW]. Die Targetregion wird von einem Aluminium-Kasten abgeschirmt. Seine strahlparallelen Wände sind $\approx$ 270 mm vom Rohrhalterende entfernt. Der Wechselwirkungszähler paßt daher auch in x-Richtung in die Targetregion.

8.2 Halterung in der Targetregion

Granitbank Der Wechselwirkungszähler wird auf der *Granitbank* montiert (Abb.8.2). Auf ihr lassen sich Target und Detektoren präzise ausrichten. Sie hat eine Breite von (252 ± 0.5) mm. Auf der Oberseite sowie an der rechten und linken Seite befinden sich vier Vertiefungen (Schienen) im Granit. Es ist vorgesehen, den Wechselwirkungshalter in diesen Schienen zu befestigen. Der Teilchenstrahl verläuft 297 mm über der Oberkante der Granitbank. Die Granitbank selbst kann um $\approx$ 15 mm gehoben und gesenkt werden. Durch diese Werte sind die Randbedingungen für die Halterung des Wechselwirkungszählers gegeben.

Befestigung auf der Granitbank Die Schienen in der Granitbank werden verwendet, um den *Haltebügel* (Abb.8.3) zu befestigen. Dazu werden mindestens zwei *Langlochplatten* Abb.8.4 unter den *Bügel* geschraubt. Die *Greifer* (Abb.8.4) werden in die Schienen gesetzt und über lange Schrauben mit den *Langlochplatten* fest verbunden. Der *Bügel* ist dann auf der Granitbank befestigt.

Montage der Durchgangszähler Die *Seiten* Abb.8.4 werden vertikal mit Hilfe der *Seitenhalteplatten* Abb.8.4 am *Haltebügel* verschraubt. Die beiden Enden lassen sich wiederum mit Hilfe von *Seitenhalteplatten* und der *Strebe* Abb.8.4 verschrauben. Damit ist der Halterahmen für die Durchgangszähler nach Abschnitt 5.1.2 aufgebaut. Die Durchgangszähler werden im Schlitz der *Seiten* befestigt.

Der Wechselwirkungszähler ist damit mechanisch installiert.

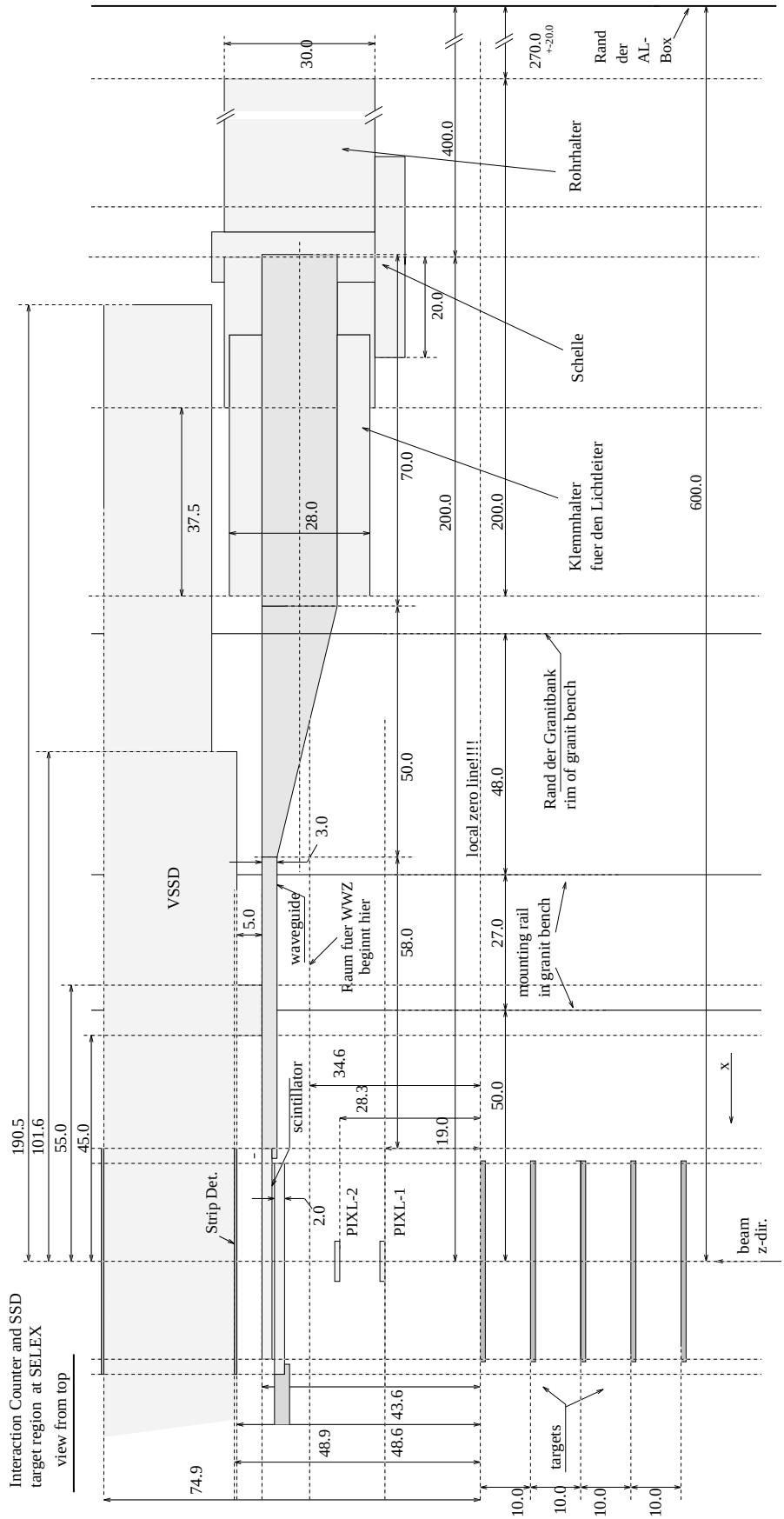


Abb. 8.1: Der Wechselwirkungszähler in der Targetregion: Die Targetregion wird zur Hälfte und in Aufsicht gezeigt. Der Teilchenstrahl zeigt zeigt im Bild in vertikale Richtung. Der Wechselwirkungszähler *WWZ* befindet sich zwischen dem Target und dem ersten VSSD. In der Targetregion ist der Bereich, den der WWZ in z-Richtung einnehmen darf, von 34.6 mm bis 43.6 mm festgelegt [H460]. In x-Richtung ist die maximale Ausdehnung 330 ± 20 mm. Dieser Wert ist nicht genau festgelegt, da Kabelanschlüsse am Ende des Rohrhalters (Abschnitt 5.1.2) herausragen. Die Angaben für den Wechselwirkungszähler haben in z-Richtung eine Toleranz von ± 0.2 mm und in x-Richtung ± 2 mm.

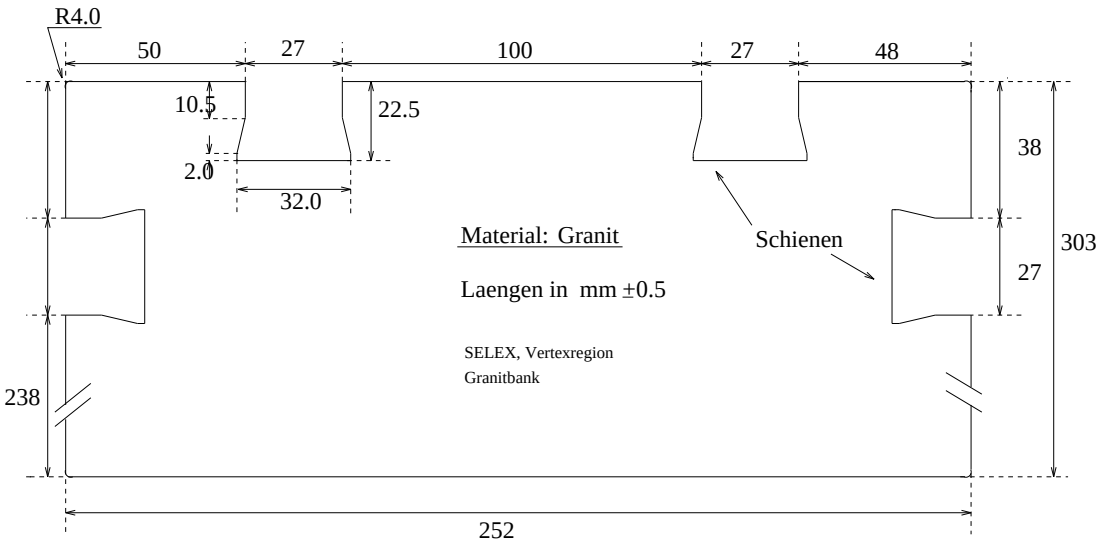


Abb. 8.2: Querschnitt der Granitbank in der Targetregion von *SELEX*. Gezeigt ist Ansicht in Strahlrichtung. Der Querschnitt ist senkrecht zur Strahlrichtung.

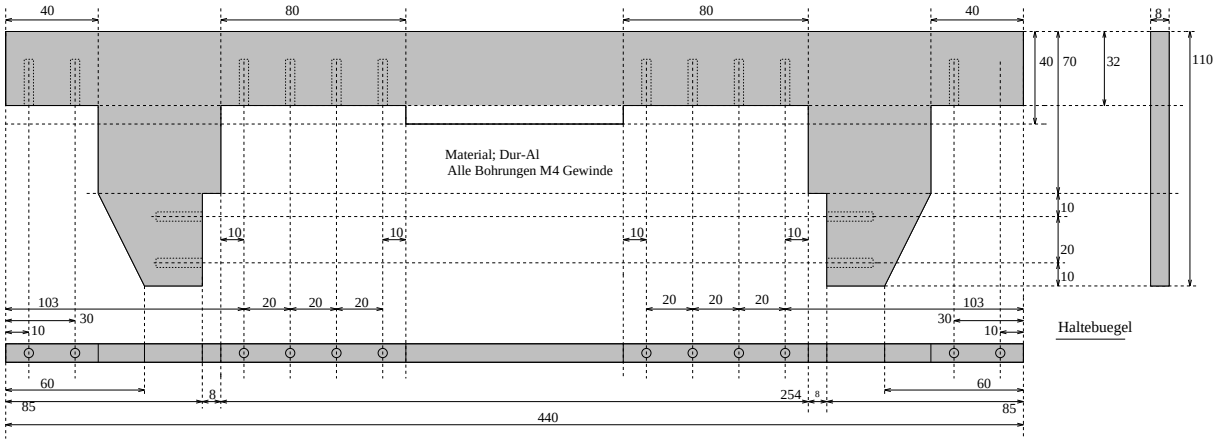


Abb. 8.3: Haltebügel für den Wechselwirkungszähler auf der Granitbank.

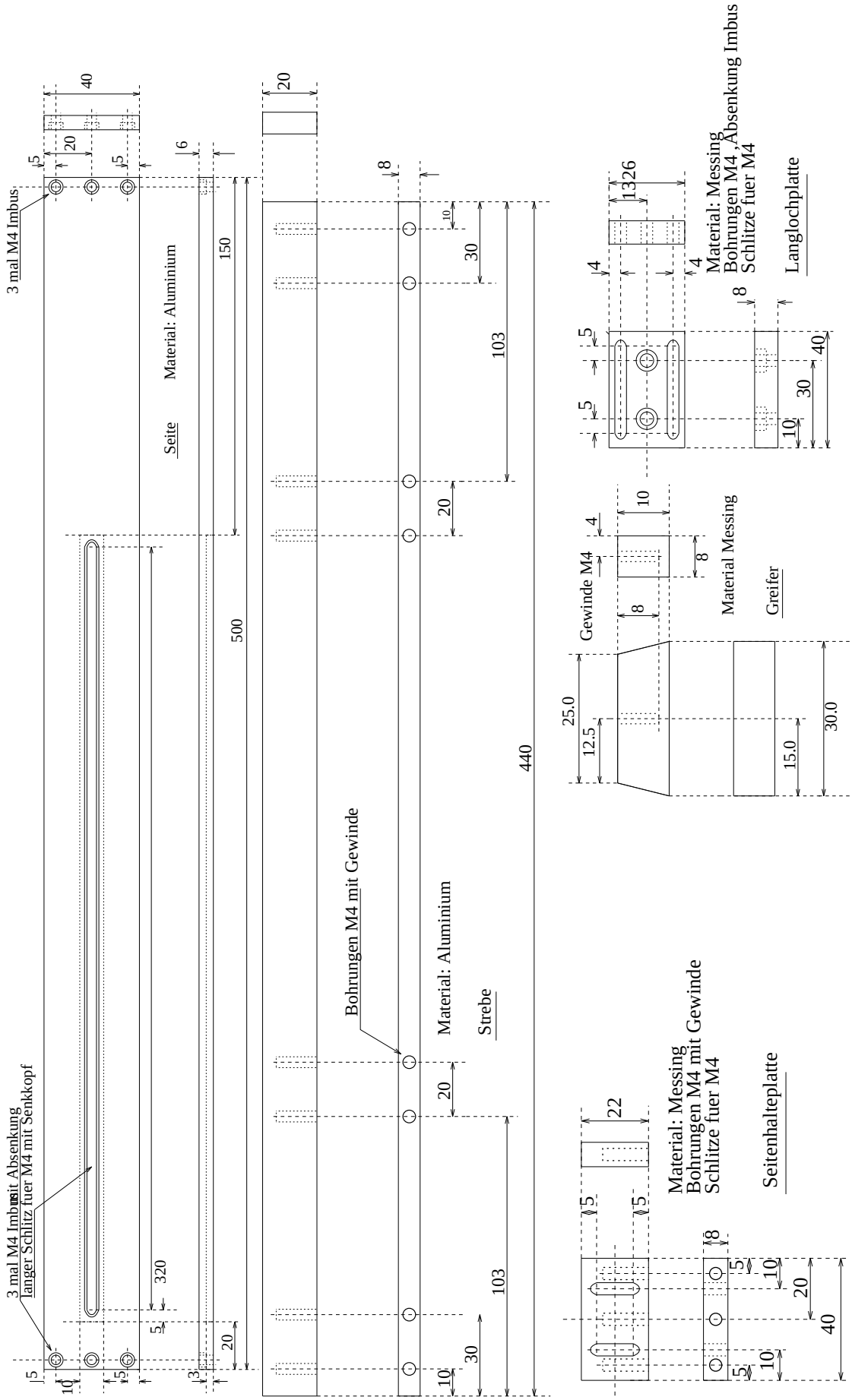


Abb. 8.4: Haltemechanik des Wechselwirkungszählers; Von oben: *Seite*, *Strebe*; unten von links nach rechts: *Seitenhalteplatte*, *Greifer* und *Langlochplatte*. Im Schlitz der *Seite* wird die Rohrhalterschelle Abb.5.3 mit dem Durchgangszähler befestigt. Die *Seite* wurde zweimal hergestellt. Beide Seiten werden mittels *Seitenhalteplatten* durch die *Strebe* verbunden. Mit der *Langlochplatte* und dem *Greifer* wird der *Bügel* Abb.8.3 auf der Granitbank in den Schienen befestigt.

9 Zusammenfasssung

In dieser Arbeit wurde der Wechselwirkungszähler beschrieben. Als Bestandteil der untersten Triggerstufe im SELEX-Experiment ist es seine Aufgabe, Wechselwirkungen von Strahlteilchen Σ_s^- und π^- mit dem Target zu detektieren und schnell (<100 ns) an die höheren Triggerstufen zu signalisieren. Dazu werden zwei Durchgangszähler mit Plastikszinitillatoren verwendet. Der Wechselwirkungszähler triggert auf Charm-Ereignisse mit der Multiplizität ≥ 3 und Ereignisse der Baryon-Elektron Streuung mit der Multiplizität 2. Man ist an Charm-Ereignissen interessiert, um Produktion und Lebensdauer von Charm-Baryonen zu untersuchen. Gleichzeitig werden elastische Streuereignisse von Strange-Baryonen ($\Sigma_s^-, \Xi_s^-, \Omega_s^-$) mit Hüllenelektronen im Target untersucht, um über die Formfaktoren auf die Ladungsradien zu schließen.

In dieser Arbeit konnte ausgehend von der Rosenbluthformel der Wirkungsquerschnitt (13.5 μb) und die daraus resultierende Rate für Σe-Streuung bezüglich der Strahlereignisse zu $1.5 \cdot 10^{-3}$ % abgeschätzt werden. Ebenfalls wurde der Anteil an Kernwechselwirkungen bestimmt (16%). Diese Werte zeigen, wie gering die Anzahl der Multiplizitäten 2 ist, an denen man bei der Bestimmung der Ladungsradien interessiert ist.

Auf Ereignisse der Multiplizität 2 und ≥ 3 wird getriggert, indem Diskriminatorschwellen im Pulshöhenspektrum gesetzt werden. Es wurde gezeigt, daß Ereignisse, der Multiplizität 1 in das Intervall der Multiplizität 2 und 3 übersprechen und dadurch einen Ereignisuntergrund bilden. In Abhängigkeit von den Multiplizitätsverhältnissen wurde die Übersprechwahrscheinlichkeit und die bei 100 prozentiger Detektoreffizienz mögliche Nachweisweiswahrscheinlichkeit quantifiziert. Das Pulshöhenintervall für Ereignisse der Multiplizität 2 wurde dabei durch die optimalen Diskriminatorschwellen definiert.

Es wurde gezeigt, an welchen Stellen im Energiespektrum die Schwellen optimal gesetzt und welche Kriterien für ihre Wahl entscheidend sind. Dazu wurde das Multiplizitätsspektrum nach einer Monte-Carlo Methode auf der Grundlage gemessener Daten simuliert. Es konnte festgestellt werden, daß die optimalen Schwellen kaum von den Multiplizitätsverhältnissen abhängen. Die optimale untere und obere Energieschwelle liegt bei 185% und 270%. Diese Angabe bezieht sich auf das Maximum der Energieverteilung der Multiplizität 1 in einem 3 mm Szintillator. Die Simulationen wurden ebenfalls für einen 1 mm Szintillator durchgeführt. Von Nachteil ist, daß die Simulation lediglich die Bestimmung der Schwellen und Effizienzen bis zu den Multiplizitätsverhältnissen $N_1^{-1} : N_2^{-1} : N_3^{-1} = 1 : 200 : 40$ zuließ, wobei man eigentlich an noch geringeren Anteilen der Multiplizität 2 interessiert wäre ($N_1^{-1} : N_2^{-1} : N_3^{-1} = 1 : 1000 : 200$). Man kann die optimalen Schwellen auch für diese Verhältnisse bestimmen, wenn man die in der Arbeit beschriebene Faltungsfunktion als Fit für die Multiplizitätsspektren verwendet. Das hat den Vorteil, daß man dann die Funktionen beliebig zueinander skalieren und somit jedes gewünschte Multiplizitätsverhältnis vorgeben kann.

Es wurde gezeigt, wie die Energieschwelle in eine Diskriminatorschwelle und in eine Pulsamplitude in mV umgerechnet werden kann. Die Eichkurven wurden angegeben.

Außerdem wurde ein Verfahren vorgeführt, mit dem der Ereignisuntergrund reduziert wird. In einer Simulation wurde gezeigt, daß durch Auswahl des kleineren Energiewertes von zweien die Ereignisse im 'Landauschwanz' unterdrückt werden. In einer weiteren Monte-Carlo Simulation für höhere Multiplizitäten mit Auswahl des kleineren Energie-

wertes wurden Nachweis- und Übersprechwahrscheinlichkeiten ermittelt. Dabei wurde festgestellt, daß durch die Auswahl des kleineren Energiewertes die Nachweiswahrscheinlichkeiten je nach Multiplizitätsverhältnissen um das 5-fache gesteigert und gleichzeitig die Übersprechwahrscheinlichkeit halbiert wird. Analog zum Fall ohne Größenvergleich wurden die optimalen Energieschwellen zu $[170\%, 240\%]$ *bestimmt. Sie liegen unterhalb der Schwellen ohne Größenvergleich, was die Unterdrückung von Ereignissen hoher Energiedeposition im Szintillator verdeutlicht. Auch diese Schwellen können über die Eichkurve in Diskriminatorschwellen umgerechnet werden.*

Es wurde eine elektronische Schaltung, die den Pulshöhenvergleich innerhalb von 100 ns durchführt, entwickelt, aufgebaut und getestet. Sie wurde auf 8 Diskriminatorschwellen pro Durchgangszähler ausgelegt. Im SELEX-Experiment reichen allerdings vier Schwellen pro Durchgangszähler. Dennoch war es von Wert, Pulshöhenmessungen mit Hilfe des Moduls durchzuführen und den gemessenen ladungsintegrierten ADC-Werten gegenüberzustellen. Es konnte festgestellt werden, daß der Zusammenhang zwischen Pulshöhe und Ladungsintegral im Mittel linear ist. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß die ladungsintegrierten Werte bei gleicher Pulshöhe unterschiedlich sind. Der gemessene Energieüberlapp zwischen den Pulshöhenintervallen konnte lediglich qualitativ erkannt werden. Der Energieüberlapp deutet darauf hin, daß die Genauigkeit mit der man auf die optimalen Energieschwellen triggert, beeinträchtigt wird. Man kann diesen Effekt studieren, wenn man Spektren sowohl mit einem ladungsintegrierenden ADC als auch mit einem pulshöhensensitiven ADC aufnimmt. Letzterer stand nicht zur Verfügung. Eine andere Möglichkeit, bestünde darin, zwei ladungsintegrierende ADCs zu verwenden, von denen einer nur einen Teil des Photomultipliersignals integriert. Das ist durch zeitliche Einstellung des ADC-Gates relativ zum Signal möglich. Auf diese Weise könnte man stückweise integrierte Signale aufnehmen und dadurch das Pulshöhenverhalten analysieren.

Es konnte gezeigt werden, daß die Schaltung den zuvor simulierten Pulshöhenvergleich durchführt. Dabei wurde festgestellt, das bei im mittel 6000 Entscheidungen eine Fehlentscheidung auftritt. Das gemessene Pulshöhenspektrum des kleineren Wertes zeigt die erwartete Unterdrückung der Ereignisse im Landauschwanz. Damit der Pulshöhenvergleich zur optimalen Reduktion der Ereignisse im Landauschwanz führt, muß die Signalverstärkung für beide Durchgangszähler so eingestellt werden, daß die Schwellen an gleichen Stellen relativ zu den Maxima im Pulshöhenspektrum der Durchgangszähler sitzen. Umgekehrt kann man bei unterschiedlicher Verstärkung die Schwellen so verschieben, bis beide in gleicher Relation zum Maximum der Verteilung stehen. In dieser Arbeit konnten keine Daten mit in diesem Sinn korrekt gesetzten Schwellen präsentiert werden, da die Eichkurve zwischen ADC-Wert und Pulshöhe erst nach der Teststrahlzeit mit den gewonnenen Daten bestimmt werden konnte.

Die geometrische Effizienz der Durchgangszähler wurde zu $\approx 20\%$ *abgeschätzt. Zur Abschätzung wurde die rechteckige Form des Szintillators, und die adiabatische Keilkopplung des Lichtleiters ausgenutzt. Ein Reflektor an einer Seite des Szintillators und die Lichtabschwächung entlang des Lichtleiters wurden berücksichtigt. Nicht berücksichtigt wurden Abschwächungen durch Klebung, Blaseneinschlüsse und Fettkopplung. Im Vergleich wurde die geometrische Effizienz eines rechteckigen Szintillators mit Reflektor und direkter Kopplung an den Photomultiplier mit* $\approx 50\%$ *angegeben.*
Die geometrische Effizienz wurde dann für beide Konfigurationen gemessen. Für die Durchgangszähler wurde ein Wert von $(3.2 \pm 0.3)\%$ *und für den Szintillator in direkter Kopplung* $(11.6 \pm 5.5)\%$ *ermittelt. Die Messungen liegen in beiden Fällen unter den Abschätzungen.*

Der Einfluß der Lichtleiterkopplung führt sowohl nach der Messung als auch nach der Abschätzung zu einer Abschwächung um den Faktor ≈ 3. Diese Tatsache unterstreicht die Bedeutung einer optimalen Lichtleiterankopplung. In diesem Zusammenhang wurde der Gewinn für eine 'ideale Keilkopplung' auf das 1.6 fache gegenüber der Keilkopplung abgeschätzt. Dieser Wert erlangt praktische Bedeutung bei den Überlegungen, ob anstelle der adiabatischen Keilkopplung nicht besser mittels 'gedrehter Lichtleiterzungen' gekoppelt werden sollte. Konsequenz dieser Überlegung ist, daß für die Einsatztypen bei SELEX nun eine Kopplung dieser Art vorbereitet wird.

A Bezugsquellen

Bicron
12345 Kinsman Road; Newsbury, Ohio 44065-9677; USA; Fax: (216)564-8047

Bürklin GmbH
Fax: 089-555323

CAEN
Vertrieb: Plein & Baus; Müllersbaum 20; 5093 Burscheid Hilgen; Fax: 02174-678-555

Hamamatsu
Arzbergerstr. 10; 82211 Herrsching am Ammersee; Fax: 49-8152-2658

LeCroy GmbH
Postfach 103767; Mannheimer Str. 177; 6900 Heidelberg; Fax: 06221-834655

Motorola
Lit. Distr. Center; P.O. Box 20912 Phoenix, Arizona 85036; USA;

Nuclear Enterprises
Vertrieb: GC Technology; Warthestr.3; 81927 München; Tel.u.Fax: 089-9294399

Phillips
Burchardstr. 19; 2000 Hamburg 1; Tel.: 040-3296-0

Usine Silicones
B.P.22; 69191 Saint-Fons Cedex

B Pulshöhenvergleich in *NIM*-Logik

Es ist schwierig, einen Pulshöhenvergleich für acht Schwellen in diskreter NIM-Logik aufzubauen. Das liegt daran, daß der Schaltungsaufwand unzumutbar hoch wird, was man sofort erkennt, wenn man die interne Logik des ECL-Komparators 10166 betrachtet [MOT]. Für vier oder weniger Schwellen mag der Schaltungsaufwand geringer sein. Deshalb wurde eine Logik vorgeschlagen, von der vermutet wird, daß sie den Pulshöhenvergleich durchführen kann und den kleineren Wert bestimmt. Hier wird auf diesen Vorschlag Bezug genommen und gezeigt, daß die vorgeschlagenen logischen Verknüpfungen vereinfacht werden können und einen Pulshöhenvergleich ermöglichen, dabei jedoch die größere Pulshöhe selektieren. Es werden die Regeln von de Morgan verwendet, die ein notwendiges Hilfsmittel zur Behandlung von Problemen in der logischen Schaltalgebra sind.

Es wurde vorgeschlagen, für beide Durchgangszähler A und B je vier Schwellen $i = 1..4$ mit Diskriminatoren an den Stellen 0.5 mip, 1.8 mip, 2.7 mip und 3.6 mip im Pulshöhenspektrum zu setzen[56]. Die Diskriminatoren besitzen logische Ausgänge, deren Signalnamen $A_1..A_4$ und $B_1..B_4$ als Indize die Schwellennummer tragen, oberhalb derer das Signal aktiv ist. Die logisch invertierten Signale werden durch die Schreibweise '/' oder synonym durch ein '$^-$' über dem Signal gekennzeichnet.

Der Vorschlag definiert vier Signale $S_1..S_4$ über die boolschen Gleichungen:

$$\begin{aligned} S_1 &= A_1B_1 + \bar{A}_2B_1 + \bar{B}_2A_1 \\ S_2 &= A_2B_2 + \bar{A}_3B_2 + \bar{B}_3A_2 \\ S_3 &= A_3B_3 + \bar{A}_4B_3 + \bar{B}_4A_3 \\ S_4 &= A_4B_4 \end{aligned} \tag{B.1}$$

Nach Konvention bedeutet '$\cdot$' eine logische 'und'-Verknüpfung und wird nicht ausgeschrieben. Die logische 'oder'-Verknüpfung wird durch ein '+' symbolisiert. Es wurde vorgeschlagen, ein Signal S_i mit dem Veto der Stufe $i+1$, also dem Signal $\bar{S}_{i+1}$, zu 'verunden', um dann mit den Signalen $M_i = S_i\bar{S}_{i+1}$ genau

[56] Man beachte, daß die Schwellen relativ gut mit den in Tab.7.3 übereinstimmen, wenn man berücksichtigt, daß sich Angaben in 'mip' auf den Mittelwert eines Multiplizitätsspektrums beziehen.

ein Pulshöhenintervall zu definieren. Zunächst soll bewiesen werden, daß die Aussagen B.1 vereinfacht werden können zu:

(B.2) $$S_i = A_i + B_i \qquad i = 1..3$$

Dazu wird die Tatsache verwendet, daß A_i, B_i Diskriminatorsignale sind, und somit gilt

(B.3) $$A_{i+1} \Rightarrow A_i \quad \text{und} \quad B_{i+1} \Rightarrow B_i$$

woraus folgt:

(B.4) $$A_{i+1}\bar{A}_i = 0 \quad \text{und} \quad B_{i+1}\bar{B}_i = 0$$

Die logische 0 kennzeichnet den inaktiven Zustand.
Außerdem werden die Regeln von de Morgan verwendet [EUL]. Danach gilt für zwei beliebige logische Signale x, y:

(B.5) $$\overline{xy} = \bar{x} + \bar{y} \quad \text{und} \quad \overline{x+y} = \bar{x}\bar{y}$$

Beweis:

$$\begin{aligned}
S_i &= A_iB_i + \bar{A}_{i+1}B_i + \bar{B}_{i+1}A_i \\
&= /(/(A_iB_i)/(\bar{A}_{i+1}B_i)/(\bar{B}_{i+1}A_i)) \\
&= /(\bar{A}_i + \bar{B}_i)(A_{i+1} + \bar{B}_i)(B_{i+1} + \bar{A}_i)) \\
&= /((\bar{A}_i\bar{B}_i + \bar{B}_iA_{i+1} + \bar{B}_i)(B_{i+1} + \bar{A}_i)) \\
&= /(\bar{B}_i\bar{A}_i + \bar{B}_i\bar{A}_i) \\
&= /(\bar{B}_i\bar{A}_i) \\
&= B_i + A_i
\end{aligned}$$

Die Gleichungen B.1 stellen sich für $i = 1, 2, 3$ daher als 'oder' Verknüpfung der Signale A_i, B_i dar[57]. Diese Tatsache ist anschaulich nicht so schnell zu erkennen!

Die Signale M_i sind definiert als:

(B.6) $$M_i = S_i\bar{S}_{i+1}$$

Daraus ergibt sich:

(B.7) $$M_i = /\left(\bar{B}_i\bar{A}_i + B_{i+1} + A_{i+1}\right)$$

Diese Gleichung beschreibt den Signalvergleich zwischen zwei Pulshöhen. M_i ist genau dann aktiv, wenn die Pulshöhe von einem Durchgangszähler im Intervall oberhalb der Schwelle mit Nummer i liegt oder, wenn die Pulshöhen beider Zähler oberhalb i und beide noch unterhalb $i+1$ liegen. Dieser Pulshöhenvergleich bestimmt also die größere von zwei Pulshöhen.

Es bleibt festzuhalten, daß die Beziehung B.1 vereinfacht werden kann. Es ist richtig, daß mit einer Schaltung, die die Gleichung B.6 nachbildet, ein Pulshöhenvergleich durchgeführt werden kann. Allerdings wird dabei der größere Wert bestimmt. Daraus wird geschlossen, daß es möglich ist, mit gleicher Anzahl an logischen Verknüpfungen (minimal 12) den kleineren Wert zu bestimmen.

C Frontplatte und Pinbelegung des Trigger-Moduls

In Abb.C.1 ist die Frontplatte und die Pin-Belegung an den Steckerleisten des Trigger-Moduls dargestellt. Man erkennt die *ECL*-Eingänge ch_0 bis ch_7 wie sie in Abb.5.7 beschrieben wurden. Darunter befinden sich die Ausgänge mit den kodierten Pulshöhen *DA* und *DB*, den Werten der Triggerentscheidung *DEC* und die *TRG*-Signale.

[57] Der Beweis läßt sich auch auf einem anderen Weg führen. Dazu schreibt man die Logiktabelle aller möglichen Signalkombinationen auf (16 Kombinationen). Das Ergebnis zeigt die Kombinationen einer 'oder'-Verknüpfung zwischen A_i,B_i.

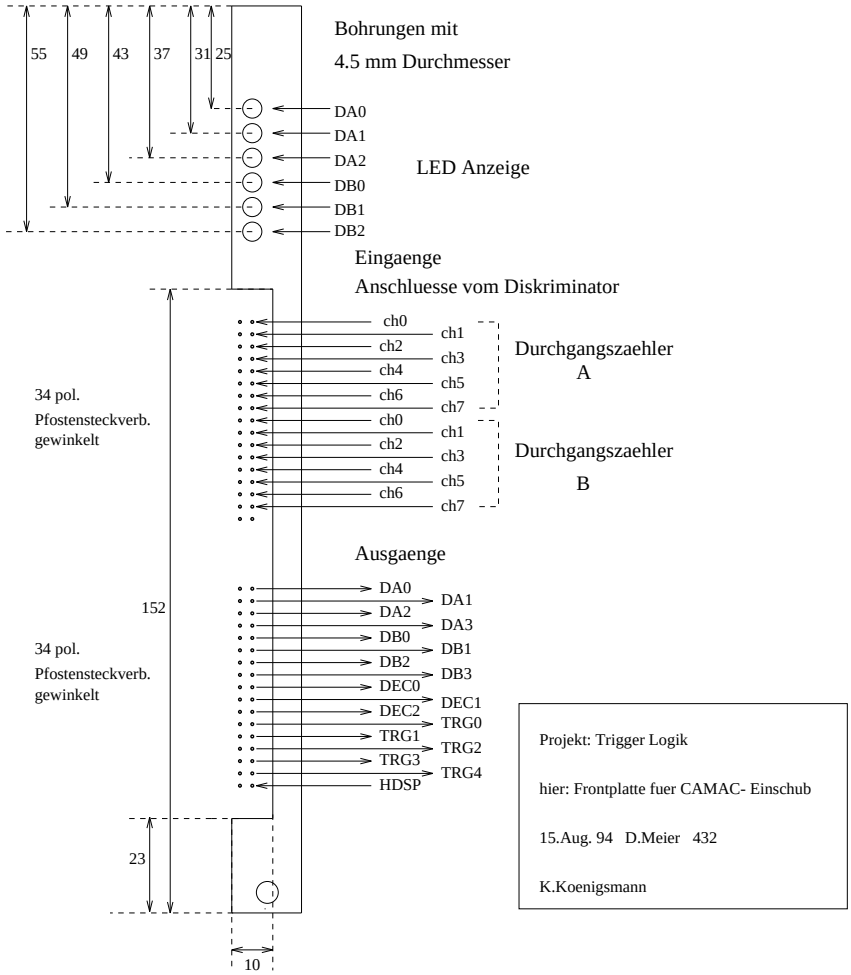


Abb. C.1: Frontplatte und Pinbelegung des Trigger-Moduls.

Abbildungen

1.1 Baryonen in der Multipletdarstellung 6
2.1 Aufsicht auf das *SELEX* Experiment 11
3.1 Feynman-Diagramm: Streuung zweier punktförmiger Fermionen 18
3.2 Feynman-Diagramm: Streuung zweier punktförmiger Fermionen 18
4.1 Mittlerer Energieverlust ausgewählter Teilchen in 1 mm Plastik 26
4.2 Mittlerer Energieverlust niederenergetischer Elektronen in 1 mm Plastik 28
4.3 Reichweite von Elektronen in Plastik 28
4.4 Landaudichte, die Verteilung des Landauparameters 30
4.5 Spektrum von Multiplizitäten und Spektrum des kleineren Wertes 33
4.6 Energieniveaus der π-Elektronen im organischen Molekül 36
4.7 Energieniveaus der π-Elektronen, Absorption, Emission und Selbstabsorption . . 36
4.8 Lichtkegel im Szintillator 39
4.9 Lichtweg im Szintillator und Lichtleiter mit Reflektor 39
4.10 Effizienzen verschiedener Lichtsammelvarianten 41
4.11 Photomultiplierröhre R1450 mit Basisbeschaltung 43
4.12 Quanteneffizienz des Photomultipliers und Photonenspektrum NE102A 44
4.13 Ausgangsignal des Photomultipliers 44
4.14 Messung der Kennlinie des R647 46
5.1 Prototyp eines Szintillators mit Lichtleiter 48
5.2 Klemmhalter für einen Lichtleiter 49
5.3 Schelle für Rohrhalter 49
5.4 Rohrhalter für Photomultiplier und Klemmhalter 50
5.5 Verteiler -6dB an 50Ω für den Wechselwirkungszähler 51
5.9 Zeitdiagramm des Trigger-Moduls 54
5.6 Elektronischer Aufbau des Wechselwirkungszählers 56
5.7 Schaltplan Priority-Logik für einen Durchgangszähler 57
5.8 Schaltplan Größenvergleich für den Wechselwirkungszähler 58
6.1 Energiespektrum im Szintillator und Fit 61
6.2 Aufbau zur Messung kosmischer Höhenstrahlung 64
6.3 Energiespektren kosmischer Strahlung in Szintillatoren verschiedener Dicke . . . 66
6.4 Energieverlust im Szintillator in Abhängigkeit von der Dicke 67
7.1 Messung der Energien und der Pulshöhen mit dem Trigger-Modul 72
7.2 Bestimmung des Zusammenhangs zwischen Pulshöhe und Energie 73
7.3 Eichkurve Diskriminatorschwelle über ADC-Kanal 74
7.4 Eichkurve Diskriminatorschwelle über Energie in Einheiten $Q_{\max}\%$ 75
7.5 Vergleich dreier Pulshöhenspektren vom Trigger-Modul 76
7.6 Energieverlustspektrum im 1 mm dicken Szintillator und Fit 78
7.7 Energieverlustspektrum im 3 mm dicken Szintillator und Fit 78
7.8 Spektrum höherer Multiplizitäten nach der Monte-Carlo Simulation 79
7.9 Verfahren zur Bestimmung der Triggerschwellen 81
7.10 Triggerschwellen mit und ohne Größenvergleich 82
8.1 Der Wechselwirkungszähler in der Targetregion 86
8.2 Granitbank bei *SELEX*, Querschnitt 87
8.3 Haltebügel für den Wechselwirkungszähler auf der Granitbank 87
8.4 Haltemechanik des Wechselwirkungszählers 88
C.1 Frontplatte des Trigger-Moduls 94

Tabellen

1.1 Leptonische Punktteilchen und Teilchen mit Struktur 4
1.2 Quarks und ihre Quantenzahlen 5
1.3 Massen, mittlere Lebenszeiten, Zerfallskanäle von Baryonen 7
2.1 Strahlteilchen und Targetmaterialien 9
3.1 Wechselwirkungsraten im Target 22
4.1 Konstanten zur Berechnung des Energieverlustes 27
4.2 Vielfachstreuung im Wechselwirkungszähler 34
4.3 Daten ausgewählter und verwendeter Szintillatormaterialien und Plexiglas 37
4.4 Geometrische Effizienzen bei Änderung der Keilkopplung und des Reflektors . . . 41
4.5 Maße der verwendeten Photomultiplier 42
4.6 Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier 43
4.7 Zeitverhalten der verwendeten Photomultiplier 44
4.8 Spannung und Verstärkung der verwendeten Photomultiplier 45
6.1 Messung im Teststrahl: Auflösung und Photoelektronenzahl 63
6.2 Messung der Anzahl an Photoelektronen und Detektoreffizienz mit kosmischer Strahlung 65
6.3 Vergleich Detektoreffizienzen Messungen zu Theorie 67
7.1 Initialisierung des Diskriminators C207 mit Schwellen 70
7.2 Korrelationskoeffizienten ρ bei Messungen am Trigger-Modul 71
7.3 Übersprechen im Wechselwirkungszähler mit 3 mm Szintillatoren 84
7.4 Übersprechen im Wechselwirkungszähler mit 1 mm Szintillatoren 84

Literaturverzeichnis

[AKI] Akimov Yu.K.: РАЗДЕЛЕНИЕ ЧАСТИЦ ПО ВЕЛИЧИНЕ ИОНИЗАЦИИ В НЕСКОЛЬКИХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКАХ; Pribory i technika eksperimenta 62,4 (1960)

[AME] Amendolia S.R.: *A Measurement of the Kaon Charge Radius*; Physics Letters B; Vol. 178,no.4 Oct.1986

[AUH] Aitchison Ian J.R., Hey Anthony J.G.: *Gauge Therories in Particle Physics, A practical Introduction*; Second Edtition. Vrlg. Adam Hilger (1989)

[BER] Berger J., Seltzer Stephen M.: *Energy-Loss Straggling of Protons and Mesons: Tabulation of The Vavilov Distribution*; *Studies in Penetration of Charged Paricles in Matter*; Nuclear Science Series Report Number 39; Publication 1133, National Academy of Sciences, Washington,D.C. (1964)

[BIC] Bicron Corporation: *Brochure about Scintillation Detectors, Accessories and Applications*;

[BIR] Birks J.B.: *The Theory and Practice of Scintillation Counting*; Pergamon Press, (1964)

[BJD] Bjorken, Drell: *Relativistic Quantum Mechanics*; International Series in pure and applied Physics

[BOR] Borkowski F u.a.: Nucl. Phys. B93 (1975) 461

[BRS] Bronstein I.N., Semendjajew K.A.: *Taschenbuch der Mathematik* Harri Deutsch, Frankfurt

[BRÜ] Brückner W.: *MONITOR.DOC - Hints on how to write monitor and check tasks for WA89* edition Sep. 1992

[BÜR] Bürklin Fa.: *Elektronik Hauptkatalog* 1992

[CAE] CAEN company: *CAMAC-line Technical Information Manual Mod. C207 16 Channel Prog. Discriminator* CAEN März 1994

[CLB] CERN-CN Division: *CERNLIB - Short Writeups*; CERN, Geneva 1993

[EUL] Europa Lehrmittel: *Mathematik für Elektrotechnik* Europa Lehrmittel 3.Aufl. 1979

[FAN] Fano U.: *Penetration of Protons, Alpha Particles, and Mesons*; Ann. Rev. Nuclear Science Vol.13, 1 (1963)

[FUN] Funk M.A.: *Simulationen zur Messung elektromagnetischer Radien negativer Hyperonen*; Diplomarbeit MPI für Kernphysik (1994)

[GEA] CERN-CN Division: *GEANT-Detector Description and Simulation Tool*; CERN, Geneva 1993

[GAR] Garwin R.L: *The Design of Liquid Szintillation Cells*; Rev. Sci. Instr. 23,755 (1952)

[GRU] Grupen C.: *Kosmische Strahlung*; Physik in unserer Zeit 3/85

[HAM1] Hamamatsu: *Photomultiplier Tubes and Assemblies For Scintillation Counting and High Energy Physics* Cat. No. TPMO0001E02 August 1993

[HAM2] Hamamatsu: *How to Perform Photon Counting Using Photomultiplier Tubes*; Technical Information No.ET-06/FEB 1990

[H460] Lach J., Gottschalk E.: *E781 Layout*; H-note 460R5; FermiLab edition Jan. 1994

[H676] Kulyavtsev A., Cooper P., Kozhevnikov A., Russ J.: *E781 Hardware Trigger Preliminary Design*; H-note 676 V1.2 May 1994

[H574] Königsmann K., Paul S., Povh B.: *Electromagnetic Radii of Hyperons Using SELEX*; H-note 574; FermiLab edition Aug. 1992

[H599] Russ J., Lach J., Cooper P., u.a.: *A Proposal to Construct SELEX*; H-note 599 E781; FermiLab edition Feb. 1993 and edition Nov. 1987

[H643] Engelfried J., Cooper P.S., Dongning M.: *The E781 Trigger and Data Acquisition System*; H-note 643 E781; FermiLab edition Sep. 1994

[H708] Moinester M., Ashery, Landsberg, Lipkin: *Pentaquark Search with Energetic Hadron Beams*; H-note 708; FermiLab edition July 1994

[H671] Moinester M.: *Two Meson and Multi Pion Final States from 600GeV Pion Interactions*; H-note 671; FermiLab edition May 1994

[HOF] Hofstadter R., Bumiller, Yearian: *Electromagnetic Structure of the Proton and Neutron* Rev. Mod. Phys. **30**, 482 (1958)

[JDJ] Jackson, John David: *Classical Electrodynamics*; Second Edition, John Wiley and Sons, Inc., (1975)

[KÄL] Källén Gunnar: *Elementary Particle Physics*; Addison-Wesley Pub. Comp., Inc., (1964)

[KEI] Keil G.: *Design Principles of Fluorescence Radiation Converters*; Nuclear Instr. and Methods 87 (1970) 111-123 North Holland Publishing Co. Achtung, dieser Artikel befindet sich entgegen der Angabe im Band 89 (1970).

[KLE] Kleinknecht K.: *Detektoren für Teilchenstrahlung*; Teubner Vrlg. (1987)

[KÖL] Kölbig K.S., Schorr B.: *Program Package for the Landau Distribution*; Computer Physics Communications 31(1984)97-111, North-Holland, Amsterdam

[KOP] Kopjevilitsch Boris: mündliche Mitteilungen über Wirkungsquerschnitte

[LAN] Landau L.: *On the Energy Loss of Fast Particles by Ionisation*; Journal of Physics Vol. VIII. No.4 (1944)

[LEC] LeCroy Company: *Research Instrumentation Catalog*; 1994

[MAR] Margulies S.: *Fitting Experimental Data Using the Method of Last Squares* Rev. Sci. Instr. Vol.39 Number 4 (1968), page 478

[MAS] Masciocchi Silvia: mündliche Mitteilungen mpi-HD (1994)

[MAT] Martens Kai: *Die Suche nach dem Zerfall* $U^+(3100) \rightarrow \Lambda\bar{p}\pi^+\pi^+$ *in dem Hyperonenstrahlexperiment WA89*; Dissertation Uni. Heidelberg; Genf 1994

[MTW] Mathew P: Mitteilungen zur Geometrie der Vertexdetektoren

[MES] Meshkovsky A.G.: СПЕКТРЫ ИОНИЗАЦИИ МЯГКОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УРОВНЕ МОРЯ; Zurnal eksperimentalnoj i teoreticeskoj fiziki 30 (1956)

[MIN] CERN-CN Division: *MINUIT - Function Minimization and Error Analysis*; Reference Manual Vers.92.1; CERN, Geneva 1992

[MOT] Motorola: *MECL Data DL122/D REV5*

[NAC] Nachtmann O.: *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik*; Vieweg 1986

[NUE] Nuclear Enterprises: *Scintillators for the Physical Sciences*

[PDG] Particle Data Group: *Review of Particle Properties*; Phys. Review D, Particles and Fields Part 1, Vol.50 Aug. 1994

[POV] Povh B, Rith, Scholz, Zetsche: *Teilchen und Kerne*; Springer 1993

[RHO] Fa. Rhöm: *Lichttechnik-Richtwerte und Anwendungen*; Kennummer 211-3 April 92

[RUS1] Russ J.: *Charm-Baryon Physics - Present and Future*; Talk at Charm2000 Meeting at FermiLab printed in H-note 695 Aug.94

[ROS] Rossi Bruno: *High-Energy Particles* Prentice-Hall (1961)

[VOR] Vorwalter Klaus: *Einsatz des SVX-Chips zur Auslese von μ-Streifendetektoren* Diplomarbeit am Max-Planck-Institut Kernphysik Heidelberg (1994)

[ZIZ] Zizlsperger Manfred: Diplomarbeit am Max-Planck-Institut Kernphysik Heidelberg (1995), in Vorbereitung

Ich bedanke mich bei den Mitgliedern der *WA89*-, *NMC*- und *HERMES*-Gruppe am *CERN* und in Heidelberg. Insbesondere gilt mein Dank:

Walter Brückner[58], Norbert Bulian[59], Phillip Geiger[60], Kay Königsmann[61], Igor Konorov[62], Herrn Mallinger[63], Silvia Masciocchi[64], Bogdan Povh[65], Herrn Siegmann[66], Klaus Vorwalter[67], Jürgen Zimmer[68], Manfred Zizlsperger[69]

[58] *CERN*, *DESY* oder Australien
[59] Elektronikwerkstatt mpi-Heidelberg
[60] mpi-Heidelberg
[61] mpi-Heidelberg und nun Uni. Freiburg
[62] *CERN*
[63] Mechanikwerkstatt mpi-Heidelberg
[64] mpi-Heidelberg
[65] mpi-Heidelberg
[66] Mechanikwerkstatt mpi-Heidelberg
[67] mpi-Heidelberg
[68] *CERN*
[69] zu meiner Rechten

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den _____ Unterschrift: _____