

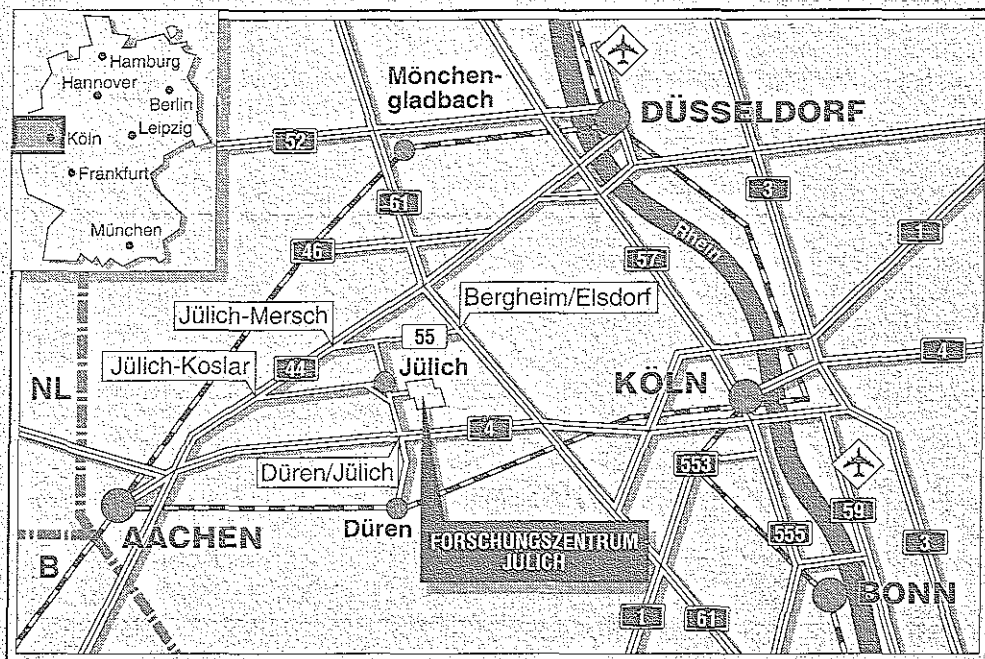
Institut für Kernphysik

**Entwicklung einer Influenzdriftkammer
für Experimente an COSY und
Untersuchung von Hochrateneffekten
nach einem neuartigen Verfahren**

Rüdiger Stratmann



Handwritten text in a cursive script, likely a letter or a journal entry. The text is written in dark ink on a light background. The handwriting is fluid and somewhat slanted. The text is arranged in several paragraphs, with some lines indented. The overall tone of the writing appears to be personal and reflective.



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2901

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jüli-2901

D 5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon : 024 61 / 61 - 61 02 · Telefax : 024 61 / 61 - 61 03 · Telex : 8 33556-70 kfa d

Entwicklung einer Influenzdriftkammer für Experimente an COSY und Untersuchung von Hochrateneffekten nach einem neuartigen Verfahren

Rüdiger Stratmann

Abstract

One of the first experiments with the new proton storage ring COSY will be the measurement of the differential cross-section in the reaction $p d \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ at threshold. This reaction is known to be of interest due to a surprisingly large η -production cross section. Thus, η -production mechanism and decay features can be studied. Monte-Carlo-Calculations have proved that the Time-Of-Flight-detector (TOF) is well suited for such measurements with a good resolution and almost 4π -acceptance (in CMS). The necessary suppression of background reactions will be achieved by using the time-of-flight- and the ΔE -information of the scintillator hodoscopes of this apparatus.

In the future, the TOF-detector will be extended by an additional tracking device with good spatial resolution ($\sigma_x \approx 30 \mu\text{m}$) and high rate capability ($\sim 10^6 \text{ p/mm}^2 \cdot \text{s}$) to improve the angular resolution and to identify secondary vertices. Such a device, an Induction Drift Chamber, was developed and has been tested in measurements in Hamburg, Bonn and at CERN (Geneva). To assure long-term stability of this drift chamber, a detailed study on the mechanisms of wire-breaking due to sparks was carried out. Based on the results of this examination, a new technique for an almost massless support of the wires with nylon threads was developed, which helped to avoid breakdowns of the chamber due to destroyed wires.

In the first measurement with COSY the IDC was installed to test its applicability as a high resolution beam monitor and to measure the rate capability with highly ionizing protons. The IDC shows a good performance and is able to determine the COSY beam diameter with a resolution of less than $100 \mu\text{m}$. The use of a Flash-ADC read out of the chamber signals made it possible to test a new method for an exact measuring of the rate dependency of the gas gain, even at a low beam rate. At a gas gain of $\sim 2 \cdot 10^3$ the IDC can be used up to beam rates of at least $2.5 \cdot 10^6 \text{ particles/mm}^2 \cdot \text{s}$ (allowing a reduction in the gas gain of 10 %), which makes this tracking device compatible to the other components of the TOF-detector.

Answer part 2

The first thing I noticed when I stepped out of the car was the cold. It was a sharp, biting cold that seemed to penetrate my coat. I shivered as I walked towards the entrance of the building. The air was thick with the scent of old wood and the faint, distant smell of coffee. I had heard that the office was old, but I didn't realize it would be this old. The building was a grand, multi-story structure with a facade of dark stone and ornate carvings. The entrance was a large, arched doorway with a heavy wooden door. I pushed the door open and stepped inside. The interior was dimly lit, with the light coming from a few small, round lamps hanging from the ceiling. The walls were covered in dark wood paneling, and the floor was made of polished stone tiles. I walked down a long, narrow hallway. The walls were lined with bookshelves filled with old, leather-bound books. The air was still and quiet, with only the sound of my footsteps echoing in the distance. I reached the end of the hallway and turned right. The door was slightly ajar, and I pushed it open. The room was large and empty, with a high ceiling and a large, round chandelier hanging from the center. The walls were covered in the same dark wood paneling as the hallway. In the center of the room was a large, round table with a white tablecloth. On the table were several small, round objects that looked like buttons or coins. I walked towards the table and picked up one of the objects. It was a small, round, silver button. I held it in my hand and looked at it. It was simple and plain, but it felt like it had a history. I looked up at the ceiling and saw a small, round hole in the wood. I reached up and touched the hole. It was warm and felt like it was part of something. I looked down at the button again. It was a simple, round button, but it felt like it was a key to something. I walked back to the door and opened it. I stepped out into the cold air and looked back at the building. It was a grand, old building with a long history. I had just found a small part of that history. I walked back to the car and got in. I started the engine and drove away. The cold air was still in my mind, but the warmth of the button was still there. I had found a small part of the history of the building, and it felt like I had found a piece of myself.

The second thing I noticed was the silence. It was a deep, quiet silence that seemed to fill the room. I had heard that the office was quiet, but I didn't realize it would be this quiet. The silence was a heavy, oppressive silence that made me feel like I was the only person in the world. I looked around the room and saw that there were no other people. The room was empty, except for the table and the books. I walked back to the door and opened it. I stepped out into the cold air and looked back at the building. It was a grand, old building with a long history. I had just found a small part of that history. I walked back to the car and got in. I started the engine and drove away. The cold air was still in my mind, but the warmth of the button was still there. I had found a small part of the history of the building, and it felt like I had found a piece of myself.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 η-Produktion in der Proton-Deuteron-Streuung	5
1.1 Eigenschaften des η -Mesons	5
1.2 Modelle zur η -Produktion	7
1.3 Zweistufen-Reaktionen und Geschwindigkeits-Anpassung . . .	10
2 Experimenteller Zugang zur η-Produktion	13
2.1 Aufbau des Flugzeitspektrometers	14
2.1.1 Der Startdetektor	15
2.1.2 Das Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target	17
2.1.3 Das Szintillator-Hodoskop	19
2.2 Optimierung des Quirl-Detektors	23
2.2.1 Prinzip der adiabatischen Parallelisierung	23
2.2.2 Simulation der Lichtleitung	25
2.2.3 Ergebnisse	26
2.3 Nachweis der η -Mesonen mit dem Flugzeitspektrometer	30
2.3.1 Kinematik der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$	31
2.3.2 Unterdrückung von Untergrund-Reaktionen	32
2.3.3 Auflösung der Missing Mass	35
3 Einsatz einer Influenzdriftkammer am Flugzeitspektrometer	39
3.1 Funktionsweise der asymmetrischen IDC	40
3.2 Die Jülicher Influenzdriftkammer	44
3.2.1 Dimensionierung der Kammer	44
3.2.2 Konstruktion und Aufbau	46
3.2.3 Modifikation des Kathodenlayouts	51
3.2.4 Stabilisierung der Kammerdrähte	52
3.3 Herausragende Eigenschaften	60
3.3.1 Ortsauflösung	60
3.3.2 Massenbelegung	61
3.3.3 Hochratenverträglichkeit	63
3.3.4 Einsatz zum Trigger	65

3.4	Untersuchungen zum Einsatz am TOF-Spektrometer	67
3.4.1	Verbesserung in der Rekonstruktion	67
3.4.2	Grenzen für den Einsatz	70
4	Untersuchungen zur Hochratenverträglichkeit	73
4.1	Beschreibung des Meßverfahrens	74
4.2	Experimentelle Realisierung	74
4.2.1	Doppelspur-Trigger und Datenaufnahme	75
4.2.2	Darstellung der Auswerteroutinen	78
4.2.3	Run-Statistik	80
4.3	Einsatz der IDC zur Strahldiagnose	82
4.3.1	Auflösung der Zeitstruktur des COSY-Strahls	83
4.3.2	Erste Messung des COSY-Strahlprofils	83
4.4	Charakteristische Eigenschaften der Signale	85
4.4.1	Eventlänge und Cut-Kriterien	86
4.4.2	Integrierte Ladung	88
4.4.3	Das $\Delta P/\Sigma P$ -Spektrum	90
4.5	Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung	92
4.5.1	Theoretische Grundlagen	92
4.5.2	Meßergebnisse	96
	Zusammenfassung	103
	Literaturverzeichnis	105

Einleitung

Im Frühjahr 1993 hat der Protonen-Beschleuniger COSY am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich den Strahlbetrieb aufgenommen. Dieser Speicherring wird Protonen, Deuteronen und in einer späteren Phase auch ein breites Spektrum leichter Ionen mit einer kinetischen Energie von bis zu 2.5 GeV für verschiedene Experimente der Mittelenergie-Physik liefern. Das Akronym COSY steht dabei für 'COoler SYnchrotron' und bezeichnet die Besonderheit dieses Beschleunigers: durch zwei sich ergänzende Verfahren - Elektronenkühlung im Bereich der Injektionsenergie und stochastische Kühlung bei höheren Energien (ab etwa 1 GeV) - erreicht COSY einen sehr kleinen Strahldurchmesser und scharf definierte Longitudinal-Impulse der emittierten Protonen, umgangssprachlich wird dies auch als „gekühlter“ Strahl bezeichnet. In der Endphase wird eine horizontale und vertikale Emit-tanz von etwa 0.2π mm mrad und eine Impulsunschärfe $\Delta p/p$ von $\leq 10^{-4}$ angestrebt. Im COSY-Ring lassen sich maximal 10^{11} Protonen speichern, die mit einer Rate von bis zu 10^{10} Teilchen/s extrahiert werden können; es wird also ein hoher Strahlstrom mit einem Duty-Cycle von bis zu 90 % zur Verfügung stehen [Mai93]. Aufgrund dieser hervorragenden Eigenschaften wird mit COSY eine neue Möglichkeit für Präzisionsexperimente aus der Mittelenergie-Physik, wie beispielsweise die Messung von Wirkungsquer-schnitten in der Nähe der Schwelle, eröffnet.

In Abbildung 0.1 ist die gesamte COSY-Anlage mit den angeschlossenen Experimenten zu sehen. Als Injektionsquelle wurde das bereits vorhandene Zyklotron JULIC genutzt, das H_2^+ -Ionen mit bis zu 80 MeV kinetischer Energie liefern kann. An einem Stripping-Target werden dann über die Reaktion $H_2^+ \rightarrow 2p + e^-$ die Protonen erzeugt und in den Speicherring eingespeist. Der Cooler Ring selbst besitzt einen Umfang von 183.5 m und ist mit zwei Bau-gruppen (Signalaufnehmer und -geber) für die stochastische Kühlung sowie einem Elektronenkühler in der Teleskopstrecke ausgerüstet. Außerdem exi-stieren drei Plätze für interne Experimente (COSY-11, MOMO und die Zero-Degree-Facility). Der extrahierte Protonenstrahl kann zu drei verschiedenen Strahlplätzen geleitet werden, von denen momentan zwei mit Experimenten belegt sind: das Time-Of-Flight-Spektrometer und der BIG-KARL-Detektor. Ferner wird es hier auch einen Platz für die Protonentherapie im Rahmen des COSY-Medizin-Programms geben.

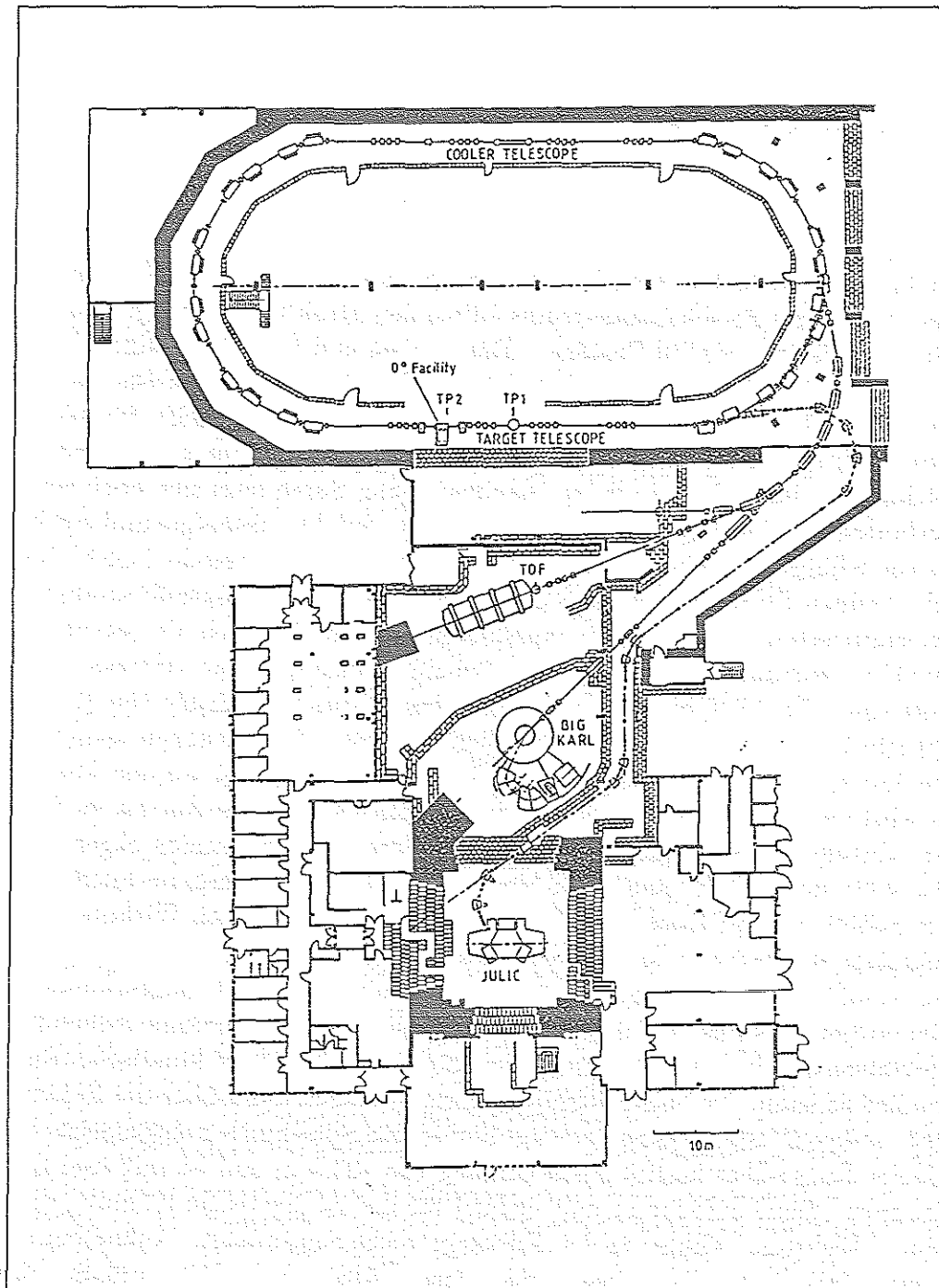


Abbildung 0.1: Übersicht über den COSY-Speicherring und die angeschlossenen Experimente

Die herausragenden Eigenschaften des COSY-Beschleunigers stellen besondere Anforderungen an die angeschlossenen Experimente. Um beispielsweise bei Messungen nahe der Schwelle die ausgezeichnete Strahlqualität ausnutzen zu können, werden Detektor-Systeme benötigt, die die präzise Bestimmung von Richtung und Impuls der Ejektile über den gesamten Phasenraum ermöglichen. Mit der gesteigerten Präzision der modernen Mittelenergie-Beschleuniger hat demnach auch die Entwicklung neuer Detektor-Konzepte an Bedeutung gewonnen.

Die vorliegende Arbeit behandelt Entwicklung, Aufbau und Test eines hochauflösenden Spurdetektors vom Typ der Influenzdriftkammer (IDC). Ein besonders für den Betrieb an COSY wichtiger Parameter ist die Hochratentauglichkeit. So werden beispielsweise an einem Flüssig-Deuterium-Target, wie es momentan an COSY eingesetzt wird, bei einer Strahlrate von 10^{10} p/s im Mittel etwa 10^8 geladene Sekundärteilchen produziert. Diese hohe Teilchenrate sollte auch von der Influenzdriftkammer mit möglichst 100 % Nachweis-Effizienz verarbeitet werden können. Mit einem externen COSY-Strahl wurden daher Hochrateneffekte, wie die Signalüberlagerung und die Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung, an der IDC mit einem neuartigen Meßverfahren untersucht.

Aus der Vielzahl von Reaktionen, die in Zukunft mit COSY gemessen werden sollen, wird anhand eines konkreten Beispiels der Einsatz einer IDC am Time-Of-Flight-Detektor diskutiert. Dazu wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen die prinzipielle Durchführbarkeit des Experiments mit dem Flugzeitspektrometer gezeigt und die Verbesserung beim zusätzlichen Einsatz einer Influenzdriftkammer dargestellt.

Kapitel 1

η -Produktion in der Proton-Deuteron-Streuung

Die neueren Entwicklungen in der η -Physik verdeutlichen in besonderem Maße, daß, selbst angesichts der Erschließung der Quark-Substruktur durch Hochenergie-Beschleuniger wie HERA oder LEP, auch in der Mittelenergie-Physik immer noch eine Vielzahl von bislang ungeklärten Fragen - mit möglicherweise überraschenden Ergebnissen - zu erforschen bleibt.

Bei Messungen am Protonen-Synchrotron SATURNE in Saclay wurde 1987 ein überraschend hoher Wirkungsquerschnitt für die η -Produktion im Kanal $p d \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ nahe der Schwelle gemessen. Seither wurde mit mehreren, zum Teil sehr unterschiedlichen theoretischen Ansätzen versucht, diesen Effekt zu erklären und so ein besseres Verständnis der η -Nukleon-Wechselwirkung zu gewinnen. Einige Modelle werden in ihrer Grundidee in diesem Kapitel behandelt. Momentan müssen diese noch gleichwertig nebeneinander gestellt werden; um endgültige Aussagen zu den verschiedenen Modellen machen zu können, werden noch erheblich mehr und präzisere Daten, vor allem für eine Winkelverteilung des η , benötigt.

Der Speicherring COSY bietet - in Kombination mit hochauflösenden 4π -Detektoren - die Möglichkeit, in kurzer Zeit eine große Menge solcher Daten zu gewinnen.

1.1 Eigenschaften des η -Mesons

Das η -Meson besitzt eine Masse von $m_\eta = 547.3 \text{ MeV}/c^2$ und gehört, wie die Pionen und das um etwa $400 \text{ MeV}/c^2$ schwerere η' , zur Gruppe der pseudoskalaren Mesonen mit $J^{PC} = 0^{+-}$. Den Regeln der $SU(3)_f$ -Gruppentheorie folgend, lassen sich diese 9 Quark-Antiquark-Kombinationen in ein Mesonen-Oktett und ein Singulett einordnen. Als Ordnungsschema dient hierbei die starke Hyperladung (die sich im Fall der $SU(3)_f$ für Mesonen auf die Strangeness-Quantenzahl S reduziert) und die z-Komponente des Isospins.

In Abbildung 1.1 ist das Multipllett für die pseudoskalaren Mesonen mit Angabe der zugehörigen Quarkinhalte dargestellt.

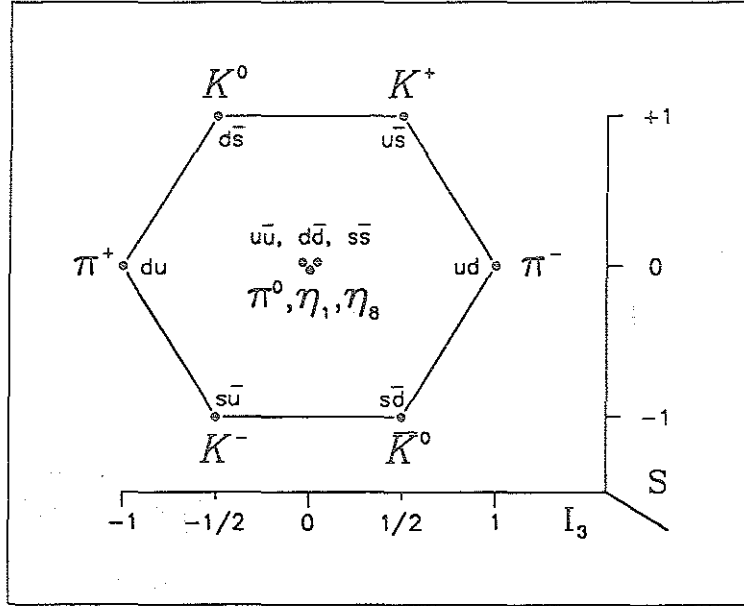


Abbildung 1.1: $SU(3)_f$ -Oktett und Singlett für die pseudoskalaren Mesonen

Das Zentrum des Multipletts wird von den neutralen Mesonen π^0 , η_8 und η_1 besetzt. Allerdings sind die physikalisch meßbaren Teilchen η und η' als Mischzustände zwischen dem η_8 und dem η_1 realisiert:

$$\eta (547 \text{ MeV}/c^2) = \eta_8 \cdot \cos \theta_P - \eta_1 \cdot \sin \theta_P \quad (1.1)$$

$$\eta' (957 \text{ MeV}/c^2) = \eta_8 \cdot \sin \theta_P + \eta_1 \cdot \cos \theta_P \quad (1.2)$$

Als Mischungswinkel für die pseudoskalaren Mesonen wurde ein Wert von $\theta_P \approx -20^\circ$ bestimmt.

Der Quarkinhalt des η -Mesons, insbesondere der Anteil an versteckter Strangeness durch Beimischung von $s\bar{s}$ -Paaren, ist bislang nur unzureichend bekannt. Durch die Messung des Verzweungsverhältnisses beim Zerfall der η -, ρ - und ϕ -Mesonen konnten zumindest Grenzbereiche festgelegt werden, wie in Abbildung 1.2 zu sehen. Die Achsen in diesem Diagramm bezeichnen den Anteil an strange bzw. non-strange-Quarks und sind über die Beziehung

$$|\eta\rangle = x \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} |u\bar{u} + d\bar{d}\rangle + y \cdot |s\bar{s}\rangle \quad (1.3)$$

definiert; eine Lösung muß daher auf dem eingezeichneten Einheitskreis liegen. Wie man anhand der Abbildung erkennt, liefert die Gesamtheit aller Messungen eine grobe Abschätzung für den Quarkinhalt, hiernach liegt der

Anteil an strange Quarks für das η bei $\sim 70\%$. Für das η' dagegen kann ein solcher Wert noch nicht angegeben werden, da die bisher vorhandenen Meßwerte praktisch noch keine Eingrenzung des strange-Quark-Anteils erlauben.

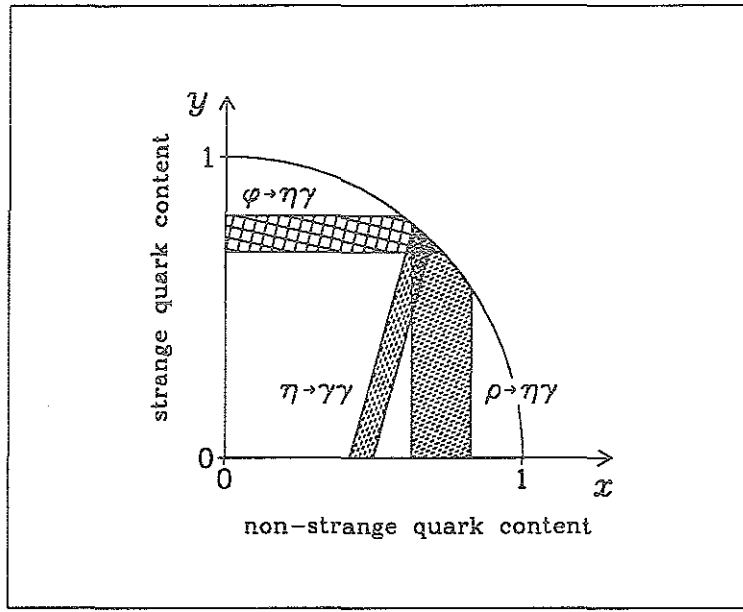


Abbildung 1.2: Abschätzungen für den Quarkinhalt des η -Mesons aufgrund verschiedener Zerfallsmessungen [Ros83]

1.2 Modelle zur η -Produktion

Im Gegensatz zu den Pionen oder K-Mesonen, deren Eigenschaften mittlerweile durch eine Vielzahl von Experimenten sehr präzise bestimmt werden konnten, existieren für das η bislang nur relativ wenig Meßwerte mit zumeist schlechter Statistik. Um neue Quellen für η -Daten zu erschließen, wurde am Beschleuniger SATURNE mit dem Spektrometer SPES-4 die Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He } \eta$ untersucht [Plo88]. Hierbei zeigte sich ein unerwartet hoher totaler Wirkungsquerschnitt in der Nähe der η -Produktionsschwelle. In Abbildung 1.3 ist diese sogenannte Schwellen-Anregungs-Kurve für die Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He } X^0$ dargestellt; man erkennt deutlich die massive Überhöhung (um etwa einen Faktor 100) in der Zählrate für das π^0 und das η .

Durch den hohen Wirkungsquerschnitt und die klare Trennung gegen den Untergrund läßt sich demnach über die Proton-Deuteron-Streuung ein 'getaggter' η -Strahl realisieren; dies ermöglicht u.a. die Untersuchung seltener Zerfälle oder eine präzise Bestimmung der η -Masse [Plo92]. Darüberhinaus aber zeigt sich, insbesondere von theoretischer Seite, auch ein verstärktes

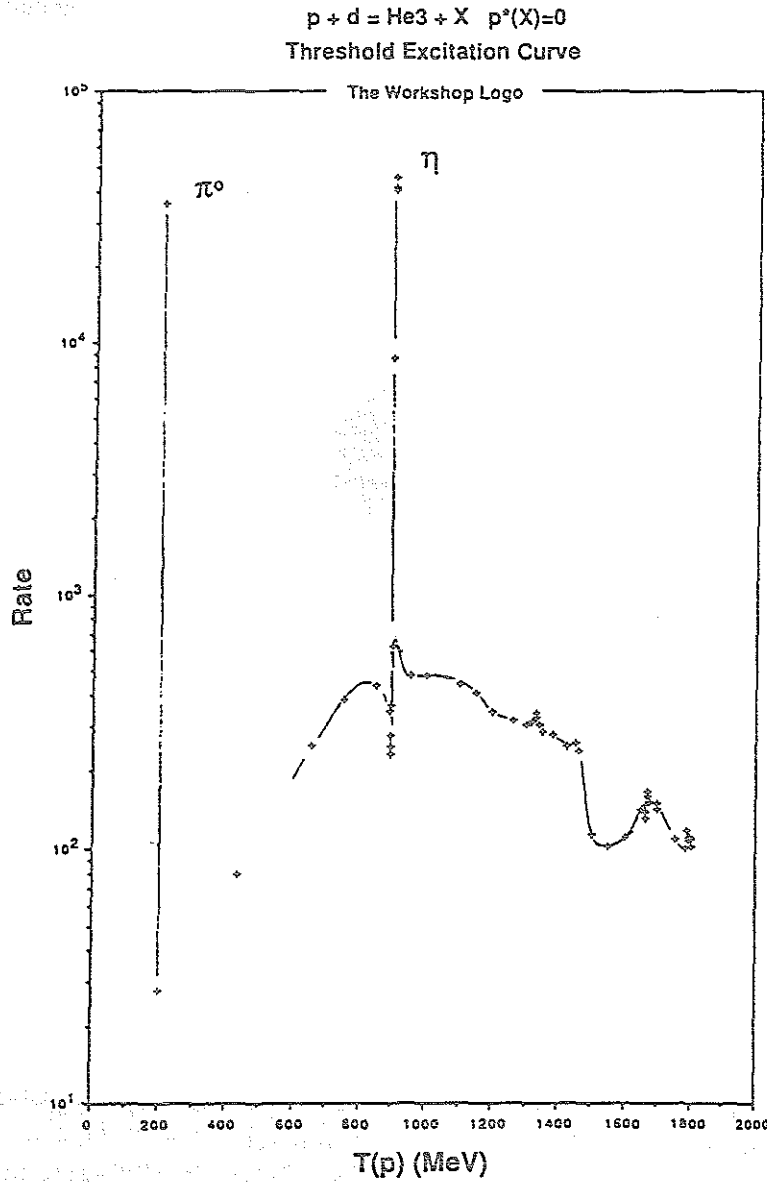


Abbildung 1.3: Schwellen-Anregungs-Kurve für die Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} X^0$

Interesse am eigentlichen Produktionsmechanismus und an der η -Nukleon-Wechselwirkung. Verschiedene theoretische Modelle sollen den experimentell bestimmten hohen Wirkungsquerschnitt erklären und seine Energieabhängigkeit beschreiben.

Ein erster Ansatz von Liu et al. [Liu89] erklärt die Überhöhung im totalen Wirkungsquerschnitt über die Anregung der $N^*(1535)$ -Resonanz durch ein virtuelles π^0 . Diese Annahme wird auch durch den für eine Resonanz typischen Verlauf der Anregungsfunktion gestützt. Das Feynman-Diagramm für diesen einfachen Zweikörper-Prozess zeigt Abb. 1.4 a). Allerdings erfordert

dieser Mechanismus relativ hohe Impulsüberträge durch das Pion; die berechneten Wirkungsquerschnitte sind daher stark unterdrückt und weichen um mehr als zwei Größenordnungen von den gemessenen Werten ab.

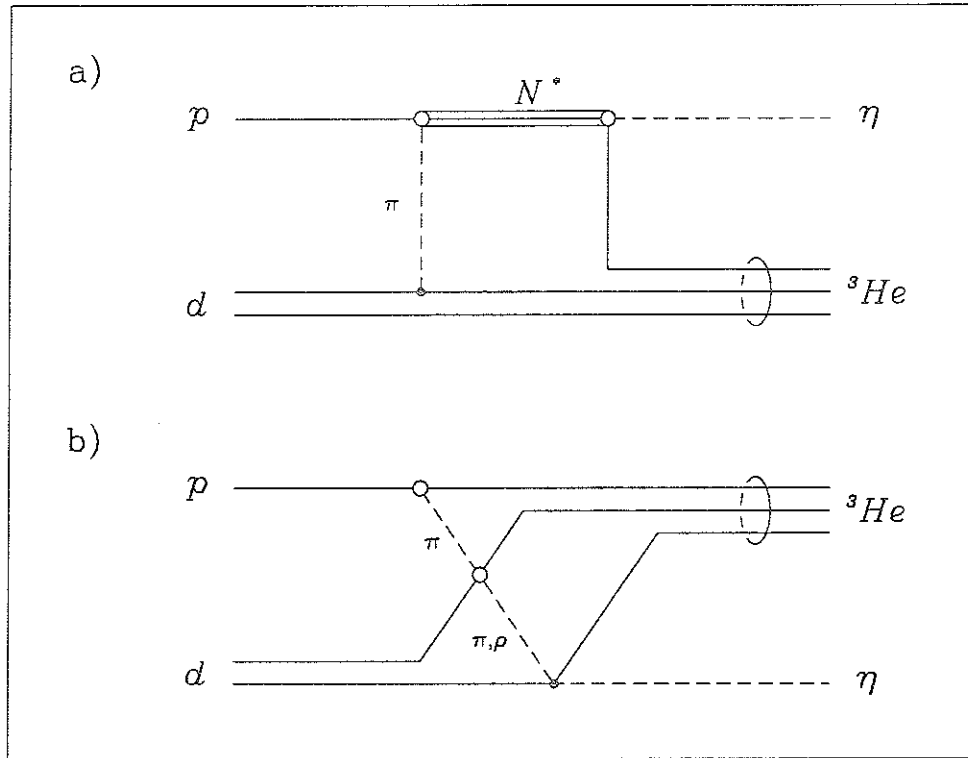


Abbildung 1.4: Feynman-Diagramme für die η -Produktion in der Proton-Deuteron-Streuung, a) einfacher Meson-Austausch mit Anregung der N^* -Resonanz, b) doppelter Meson-Austausch im Dreikörper-Mechanismus

Aus diesem Grund erweiterten Laget und Lecolley das Modell zu einem Dreikörper-Mechanismus mit doppeltem Meson-Austausch [Lag88]. Hierbei kann der Impulsübertrag zur Erzeugung des η zwischen allen an diesem Prozess beteiligten Nukleonen aufgeteilt werden, so wie im Feynman-Graphen in Abb. 1.4 b) dargestellt. Allein der Beitrag dieser Streuamplitude ist ausreichend, um den Wirkungsquerschnitt an der η -Schwelle zu reproduzieren. Generell liefert das Modell von Laget und Lecollet eine deutlich verbesserte Beschreibung der kohärenten Meson-Produktion bei $p d$ -Einfangreaktionen, allerdings liegen auch hier immer noch Diskrepanzen zwischen den berechneten Wirkungsquerschnitten und experimentellen Daten vor. In Abbildung 1.5 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für Rückwärtsstreuung des η in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des Protons aufgetragen, man erkennt vor allem bei niedrigen Energien eine signifikante Abweichung zwischen Rechnung und Meßdaten.

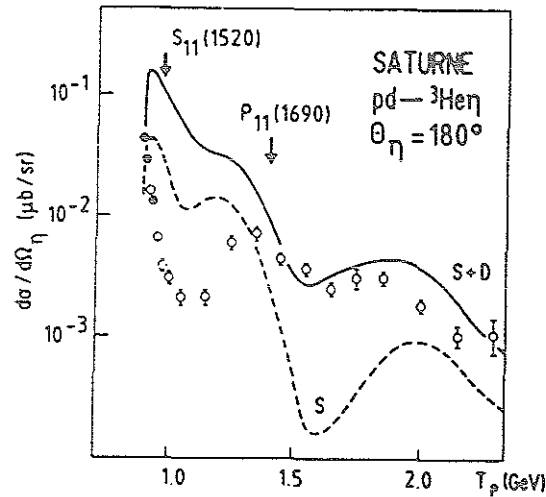
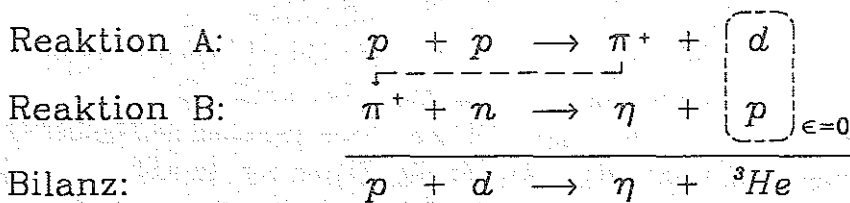


Abbildung 1.5: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ bei $\theta_\eta = 180^\circ$. Die gestrichelte Kurve wurde mit reiner S-Wellen-Streuung berechnet, bei der durchgezogenen Kurve wurden S- und D-Wellen-Anteile der Wellenfunktion des an der η -Produktion beteiligten Nukleons berücksichtigt.

1.3 Zweistufen-Reaktionen und Geschwindigkeits-Anpassung

Bei den beiden zuvor genannten Modellen werden die Amplituden für die η -Produktion vornehmlich durch den Austausch eines oder mehrerer virtueller Mesonen beschrieben. Im Gegensatz hierzu versucht ein Ansatz von Kilian und Nann [Kil90], den hohen Wirkungsquerschnitt in dieser Reaktion durch die Kombination von Anregungsfunktionen mehrerer bekannter Einzelprozesse darzustellen. Hierbei geht man davon aus, daß die Reaktion in zwei getrennten Schritten, jeweils an einem einzelnen Nukleon des Deuterons abläuft. Ein Beispiel für eine solche Zweistufen-Reaktion ist im folgenden aufgeführt:



Im ersten Reaktionsschritt wird bei der Streuung an einem der Nukleonen des Deuterons ein reelles π^+ erzeugt und in Vorwärts-Richtung emittiert. Innerhalb des Deuteron-Radius wechselwirkt dieses Pion wiederum mit dem

anderen Nukleon des Deuterons, wobei das η produziert wird. Die bei beiden Reaktionen erforderlichen Impulsüberträge liegen im Bereich von etwa 900 MeV/c, so daß der Wechselwirkungsbereich sehr klein (≈ 0.2 fm) gegen den Radius des Deuterons (≈ 3 fm) ist. Die Beschreibung des Prozesses durch zwei getrennte on-shell Amplituden ist somit eine zulässige Näherung. Interessant ist, daß bei diesem Prozess die Schwelle für die η -Produktion mit 1587 MeV/c deutlich niedriger liegt als im elementaren Kanal $p p \rightarrow p p \eta$ (hier wird ein Strahlimpuls von $p_{beam} = 1986$ MeV/c benötigt).

Aus den beiden Reaktionsschritten geht neben dem η -Meson ein Deuteron und ein Proton hervor. Die Wahrscheinlichkeit, daß beide Teilchen sich zu einem gebundenen 3-Nukleonen-System, dem ${}^3\text{He}$, formieren, wird bestimmt durch die Relativ-Energie ϵ im $p d$ -Subsystem. Dies läßt sich beschreiben durch

$$P_{fusion} = \exp\left(-\frac{\epsilon}{B({}^3\text{He})}\right), \quad (1.4)$$

wobei $B({}^3\text{He})$ die Bindungsenergie des Heliums (-5.495 MeV) bezeichnet. Die Relativ-Energie zwischen Proton und Deuteron im CMS lautet:

$$\epsilon_{pd} = \sqrt{(\mathbf{p}_p + \mathbf{p}_d)^2 - m_p - m_d}. \quad (1.5)$$

Es ist einsichtig, daß die maximale Fusionswahrscheinlichkeit bei der Relativenergie $\epsilon = 0$ auftritt, d.h. wenn Proton und Deuteron gleiche Richtung und gleiche Geschwindigkeit haben. Am Beispiel der Reaktion $n d \rightarrow {}^3\text{He} \pi^-$ (bei der das gleiche Modell zugrunde gelegt werden kann und für die bereits Daten von Rössle et al. [Rös82] existieren) ist in Abb. 1.6 die Relativ-Energie, die Fusionswahrscheinlichkeit und der differentielle Wirkungsquerschnitt für Rückwärtsstreuung der Pionen in Abhängigkeit vom Impuls des Neutrons dargestellt.

Es handelt sich also bei dieser sogenannten Geschwindigkeits-Anpassung um einen rein kinematischen Effekt, der zur Erklärung vieler experimenteller Ergebnisse bei Reaktionen mit komplexen Teilchen beiträgt. Um Aussagen über die relative Bedeutung der verschiedenen Modelle machen zu können, werden allerdings noch wesentlich mehr Meßwerte benötigt, die dann auch (im Gegensatz zu den ersten Saclay-Experimenten) den gesamten Phasenraum abdecken sollten. Für ein umfassendes Verständnis des Reaktionsmechanismus sollten darüberhinaus auch die Dreikörper-Ausgangskanäle ($p d \rightarrow p d X^0$, etc.) gemessen und in einer Dalitz-Plot-Analyse untersucht werden.

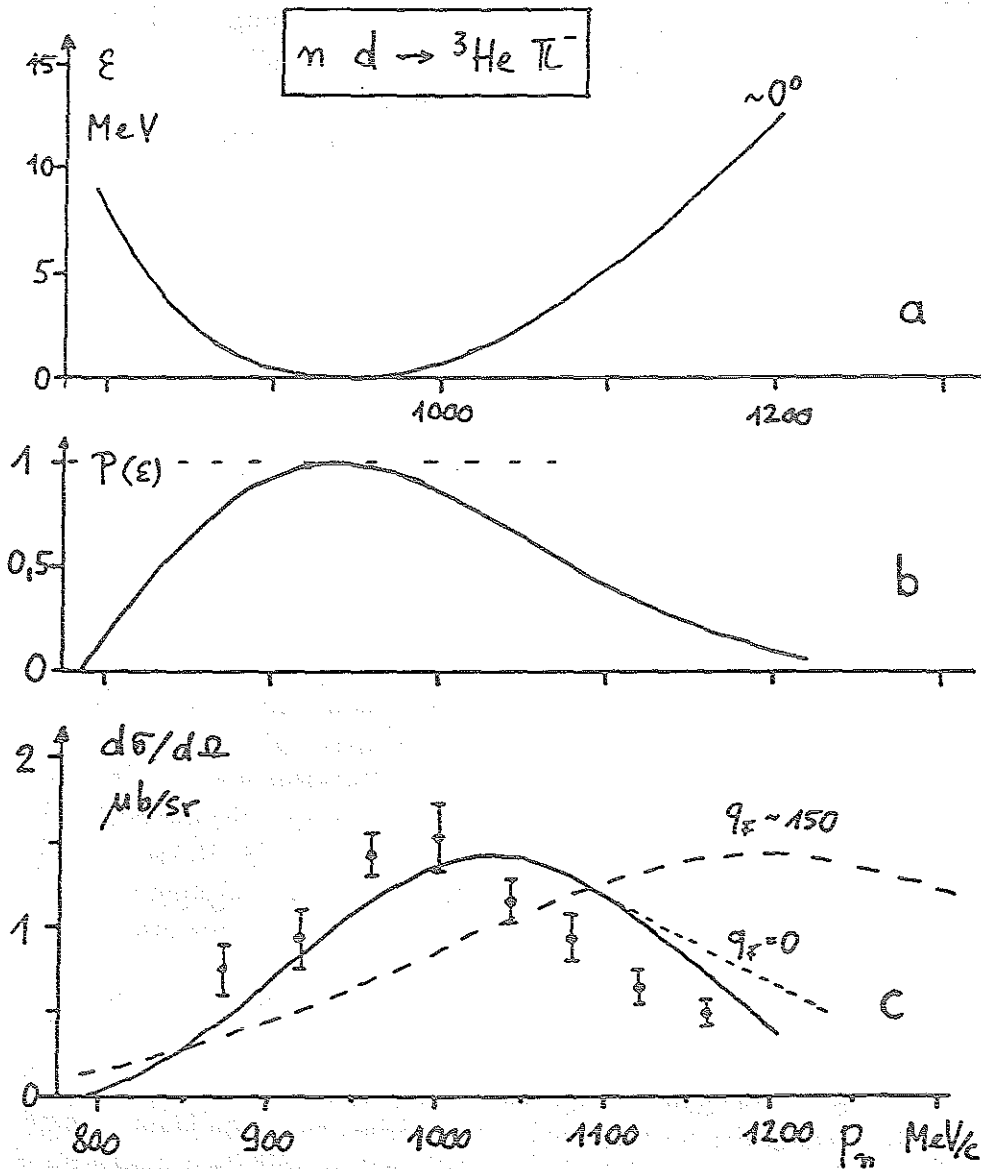


Abbildung 1.6: Simulationsrechnungen zum Zweistufen-Prozess in der Reaktion $n d \rightarrow {}^3\text{He} \pi^-$ [Kil90]. Die durchgezogene Linie beschreibt das Produkt aus der Fusionswahrscheinlichkeit und dem totalen Wirkungsquerschnitt des Kanals $n p \rightarrow \pi^- d$, die gestrichelten Kurven sind das Ergebnis einer detaillierteren Monte-Carlo-Rechnung mit unterschiedlichen Fermi-Impulsen.

Kapitel 2

Experimenteller Zugang zur η -Produktion

Dem verstärkten Interesse an der η (η')-Physik, welches sich von theoretischer Seite auch in verschiedenen Rechnungen [Ger90] [Lag91] zum Wirkungsquerschnittverhalten nahe der Schwelle im pp -Kanal ausdrückt, steht bislang noch ein unzureichendes Angebot an experimentellen Daten gegenüber. Erst in den letzten Jahren wurde am SATURNE-Beschleuniger in Sacclay und am CELSIUS in Uppsala mit einer systematischen Messung des η -Wirkungsquerschnittes in der Schwellenregion begonnen [Bor92], [Wat94]. Auch bei den neuen Experimenten am Speicherring COSY wird daher die Untersuchung von Eigenschaften und Produktionsmechanismen des η -Mesons einen breiten Raum einnehmen. So wird beispielsweise an zwei internen Targets - dem Experiment COSY 11 [Grz93] und der Zero Degree Facility [Bor91] - die η -Produktion in Proton-Proton- bzw. Proton-Nucleon-Stößen studiert; darüberhinaus ist geplant, die im vorigen Kapitel dargestellten Zweistufen-Prozesse auch am BIG-KARL-Spektrometer zu untersuchen [Mac92].

Als erstes Experiment zu diesem Themenkreis ist die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die Fusionsreaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ vorgesehen [Rod89]. Dieser Reaktionskanal bietet sich aufgrund der relativ niedrigen Schwellenenergie, der klaren Signatur und der vorwärts gerichteten Kinematik für eine erste Messung mit dem Flugzeitspektrometer TOF an. Außerdem sind hierzu, bis auf wenige Ausnahmen, bislang nur experimentelle Daten bei sehr kleiner Winkelakzeptanz bzw. niedriger Energie verfügbar, wie Abb. 2.1 veranschaulicht (die Daten hierzu sind in [Bert85], [Chi90] und [Berg88] publiziert). Ein Detektor mit großer Winkelakzeptanz, wie das TOF-Spektrometer, zusammen mit der hohen COSY-Strahlenergie würde hier einen weiten, bisher noch weitgehend unerschlossenen Bereich für neue physikalische Fragestellungen eröffnen.

Die ersten Messungen, die ab Mitte '94 geplant sind, sollen mit einer Grundversion des Flugzeitspektrometers durchgeführt werden, dessen Aufbau und

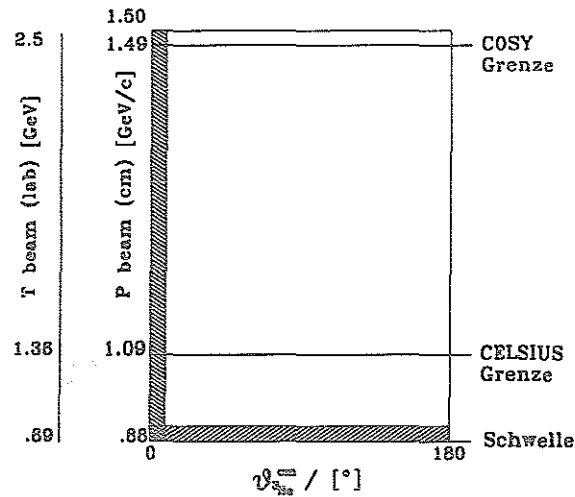


Abbildung 2.1: Überblick über gemessene Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$

Optimierung im folgenden kurz beschrieben sei. Desweiteren werden in diesem Kapitel die Ergebnisse von Monte-Carlo-Rechnungen zur Untergrund-Reduktion und zur Missing-Mass-Auflösung dargestellt, welche die Durchführbarkeit dieses Experiments mit dem Flugzeitspektrometer belegen.

2.1 Aufbau des Flugzeitspektrometers

Das Flugzeit- (oder auch Time-Of-Flight-) Spektrometer ist neben dem BIG-KARL-Detektor eines der externen Experimente am COSY-Beschleuniger; es wird in einer Kollaboration zwischen den Forschungszentren Jülich und Rossendorf sowie den Universitäten Bochum und Erlangen entwickelt und gebaut.

Mit diesem Detektor wurde weitgehend das Konzept des materiefreien Detektors realisiert, d.h. die bei der Reaktion entstandenen Ausgangsteilchen werden durch die zu ihrem Nachweis erforderlichen Detektorkomponenten so wenig wie möglich beeinflusst. Dies erst eröffnet - zusammen mit einer guten Auflösung von Strahlimpuls und Vertexort - die Möglichkeit zu Präzisionsmessungen. Der Detektor besteht aus einem zylinderförmigen, auf 10^{-3} mbar evakuierten Stahltank, dessen Wände mit einem dreilagigen Szintillator-Hodoskop ausgekleidet sind. Eine Koinzidenz zwischen den drei Lagen dieses Stop-Zählers ergibt dabei den Ort des Teilchendurchgangs, darüberhinaus liefert jede der Lagen ein unabhängiges Zeitsignal und eine Information über die deponierte Energie ΔE . Zusammen mit einem geeigneten Startzähler läßt sich so Richtung und Flugzeit aller nachgewiesenen Teilchen bestimmen, bei Annahme der Teilchenmassen ermöglicht dies die vollständige Rekonstruktion der Kinematik der Ausgangsteilchen einer Reak-

tion. Abbildung 2.2 zeigt den Aufbau und die Bemaßung des TOF-Detektors. Durch die Konzeption der Meßanordnung als fixed target-Experiment erhalten die Reaktionsteilchen einen Lorentz-Boost in Vorwärtsrichtung, daher werden die meisten Teilchen mit voller 4π -Winkelakzeptanz (im CMS) erfaßt, obwohl die Szintillator-Hodoskope nur einen maximalen Laborwinkel von $\vartheta_{max}^{lab} = 90^\circ$ überdecken. Überdies ist der gesamte Tank in modularen Einheiten aufgebaut. Durch Entfernen einzelner Tank-Segmente läßt sich der Abstand zwischen Target und dem zentralen Quirl-Hodoskop in diskreten Schritten ändern und die Winkelakzeptanz der höher auflösenden Quirl- und Ring-Hodoskope dem maximalen Laborwinkel der jeweils untersuchten Reaktion anpassen.

Diesem allgemeinen Überblick schließt sich in den folgenden Abschnitten eine nähere Beschreibung der einzelnen Baugruppen des Flugzeitspektrometers an.

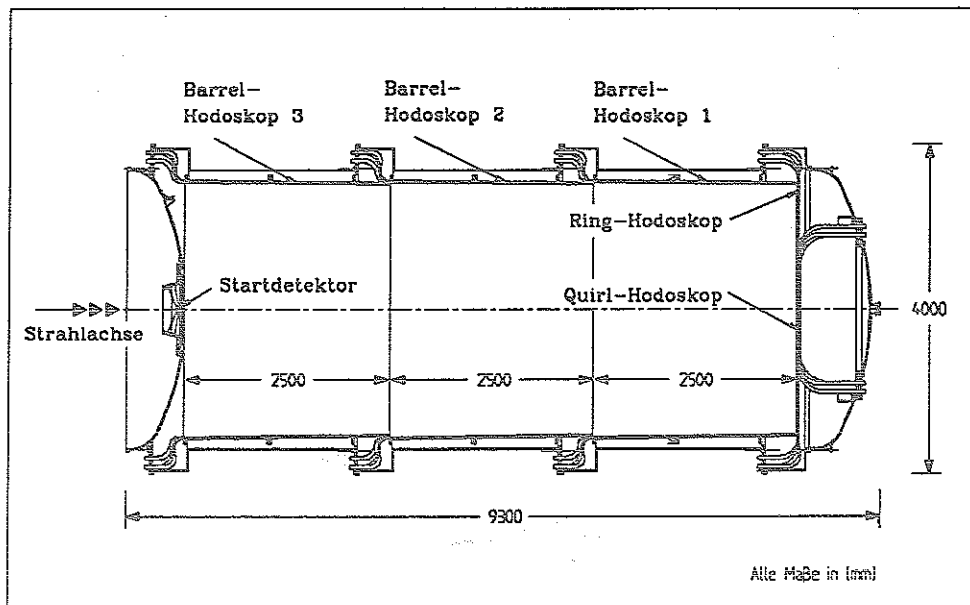


Abbildung 2.2: Querschnitt durch den TOF-Detektor (Komplettaufbau)

2.1.1 Der Startdetektor

Für die universelle Nutzung des Flugzeitspektrometers bei unterschiedlichen physikalischen Fragestellungen wurden zwei austauschbare Startdetektoren gebaut, die direkt auf das jeweilige Experiment hin optimiert wurden. Der am Physikalischen Institut der Universität Erlangen entwickelte Startdetektor soll vornehmlich verzögerte Zerfälle in der assoziierten Strangeness-Produktion nachweisen, wohingegen der Rossendorfer Startdetektor bei den

Experimenten der Proton-Proton-Bremsstrahlung und der η -Produktion eingesetzt werden soll. Im Rahmen dieser Arbeit wird lediglich der für die η -Experimente vorgesehene Rossendorfer Startdetektor ausführlicher dargestellt.

Primär abgestimmt auf die Untersuchung der $pp \rightarrow pp\gamma$ -Reaktion, sollte auch dieser Detektor möglichst materiefrei aufgebaut sein; außerdem sollte er die Möglichkeit bieten, den Untergrund an elastischer Streuung durch einen Veto-Trigger zu reduzieren. Abbildung 2.3 zeigt einen Schnitt durch den oberen Teil dieses zylindersymmetrischen Detektors (eine Gesamtansicht findet sich im folgenden Abschnitt bei der Beschreibung des Targets, siehe Abb. 2.5). Das Startsignal wird von 500 μm dicken, trapezförmigen Szintillatorscheibchen geliefert, die um die Strahlachse angeordnet sind. Sie bilden einen 16-fach segmentierten Ring, der dementsprechend für eine grobe Richtungsinformation oder eine Koplanaritätsabfrage genutzt werden kann. Dieser Ring überdeckt einen Laborwinkelbereich von $\vartheta^{\text{lab}} = 2.5^\circ \dots 30^\circ$. Ein zweiter, ähnlich gebauter Ring schließt sich an diesen Bereich an und soll bis $\vartheta^{\text{lab}} = 90^\circ$ ein Veto-Signal bei elastischen Events liefern. Die Lichtauskopp- lung auf die Photomultiplier erfolgt bei beiden Ringen über galvanisch herge- stellte Hohllichtleiter mit einer Wandstärke von nur 6 μm , dies gewährleistet neben einer guten Photonenausbeute auch die geforderte geringe Massenbe- legung ($< 50 \text{ mg/cm}^2$) des Detektors. Ein weiterer Vorteil der Hohllichtlei- ter ist die Vermeidung von Cherenkov-Licht. Der gesamte Innenraum des

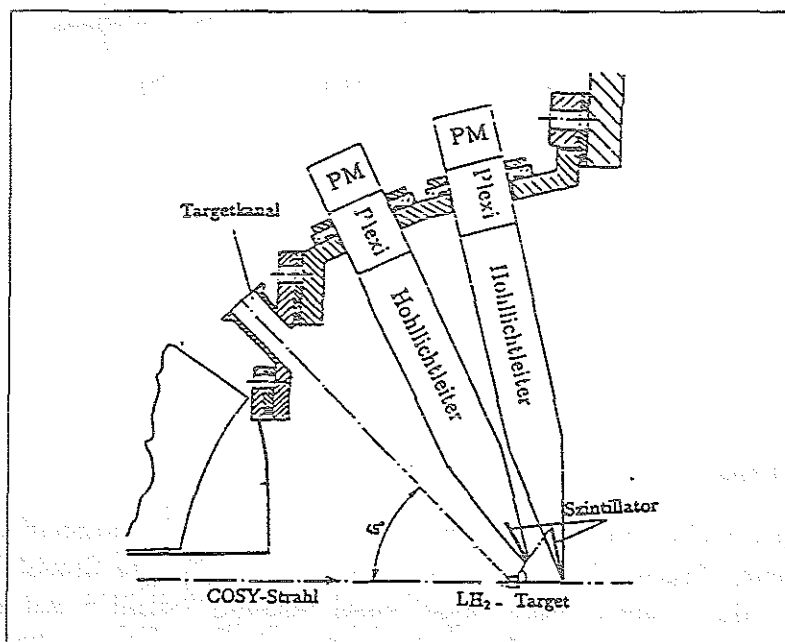


Abbildung 2.3: Schnitt durch den Rossendorfer Startdetektor

Startdetektors wird auf einen Betriebsdruck von ca. 10^{-6} mbar abgepumpt. Dieses Vakuum dient zur Wärmeisolierung des nachfolgend beschriebenen Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets, welches sich ebenfalls im Gehäuse des Startdetektors befindet.

In Testmessungen am Rossendorfer Zyklotron [Mic93] und am T11-Teststrahl am CERN [Mic92] konnte gezeigt werden, daß die an den Detektor gestellten Anforderungen:

- Zeitauflösung von unter 500 ps (FWHM) für minimal ionisierende Teilchen
- Lückenlose, gleichmäßige Überdeckung der einzelnen Szintillator-Scheiben
- Hochratentauglichkeit bis zu einer Rate von 10^6 Teilchen/s

in vollem Umfang erfüllt werden.

2.1.2 Das Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target

Der Einsatz eines Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets bietet sich an, wenn man bei kleinsten Targetabmessungen eine möglichst hohe Targetdichte - und damit Luminosität - bei geringem Untergrund an Kohlenstoff-Reaktionen erreichen will.

Für den Rossendorfer Startdetektor wurde bereits eine Targetzelle von 6 mm Länge realisiert und erfolgreich getestet. Es ist geplant, diese Länge auf bis zu 1 mm zu reduzieren, was, zusammen mit dem gekühlten COSY-Strahl, eine gute Vertexauflösung ermöglichen würde. Der Einsatz von extrem dünnen Hostaphan-Fenstern ($d \approx 1 \mu\text{m}$) zur Abdeckung der Targetzelle in Strahlrichtung erlaubt selbst solch geringe Abmessungen bei einem vertretbar geringen Kohlenstoff-Untergrund. Um solch dünne Folien verwenden zu können, muß allerdings (in Anbetracht des Vakuums im Startdetektorgehäuse) auch der Innendruck in der Targetzelle reduziert werden. Ein mechanischer Druckausgleich sorgt für eine konstante, vom Druck im Startdetektorgehäuse unabhängige Druckdifferenz von 200 mbar in der Targetzelle. Die Dimensionierung des Targets kann Abb. 2.4 entnommen werden, die Position von Kaltkopf und Targetzelle innerhalb des Rossendorfer Startdetektors zeigt Abb. 2.5.

Die Entwicklung der Targets erfolgte im Forschungszentrum Jülich, dokumentiert ist sie in den Diplomarbeiten [Jae92] [Nak93].

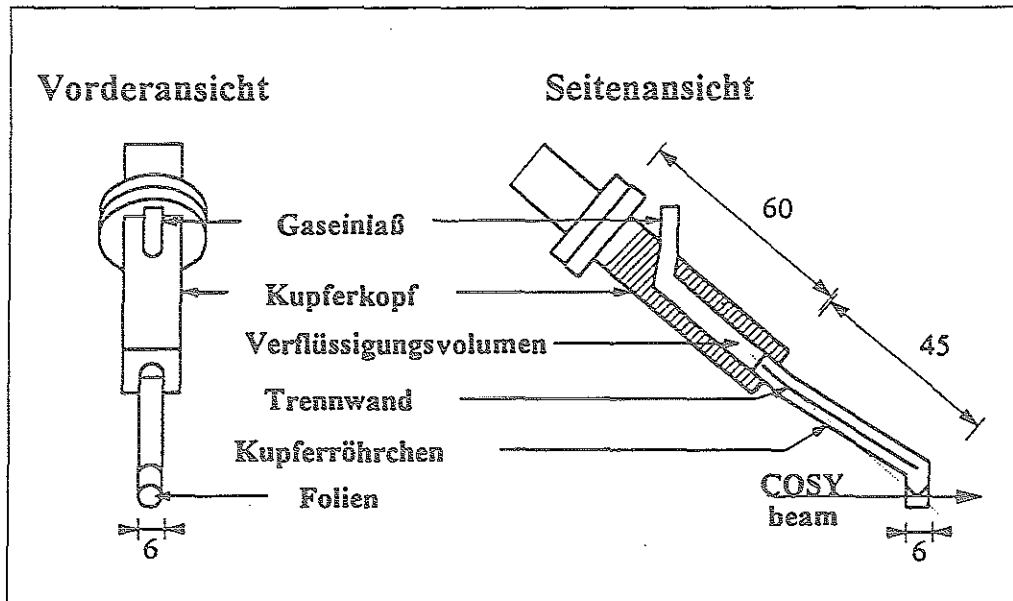
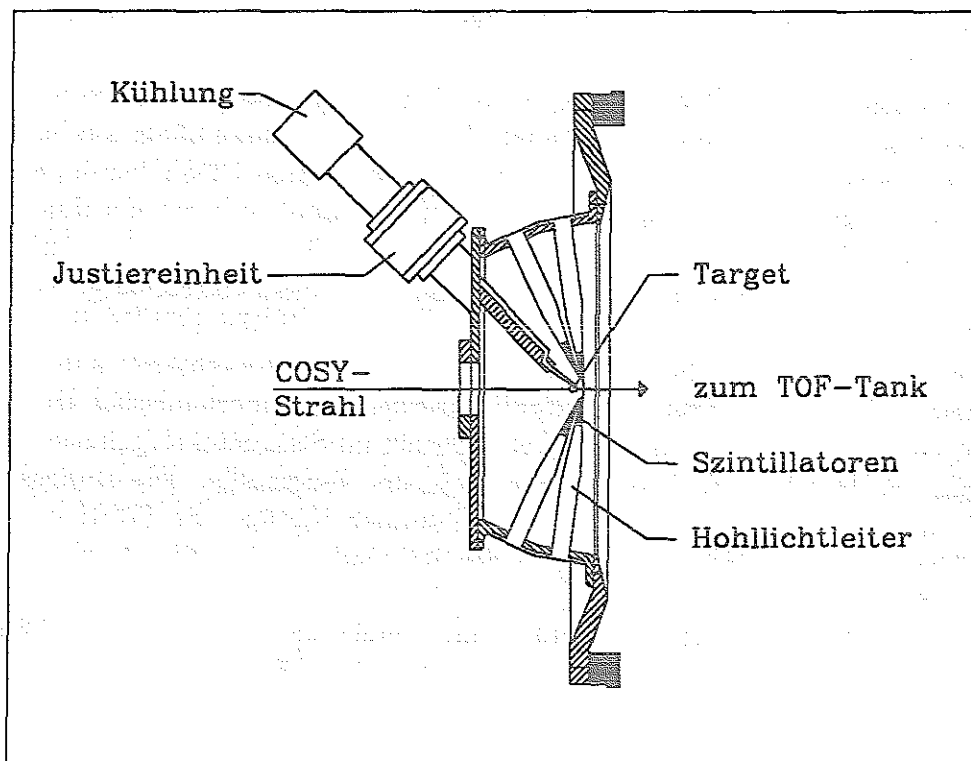
Abbildung 2.4: Dimensionierung des Jülicher LH₂ - /LD₂-Targets

Abbildung 2.5: Schnitt durch den gesamten Startdetektor

2.1.3 Das Szintillator-Hodoskop

Die Form der einzelnen Komponenten des Stop-Hodoskops wird aus der schematischen Zeichnung in Abb. 2.6 ersichtlich. Prinzipiell besteht dieser Detektorteil aus drei unterschiedlichen Elementen, dem Quirl-, dem Ring- und dem Barrel-Hodoskop, denen jedoch allen die gleiche Topologie zugrunde liegt (so stellt z.B. das Barrel-Hodoskop, welches die Wände der drei zylindrischen Tank-Abschnitte bedeckt, lediglich eine Projektion der Quirl-Geometrie auf eine Zylinderfläche dar).

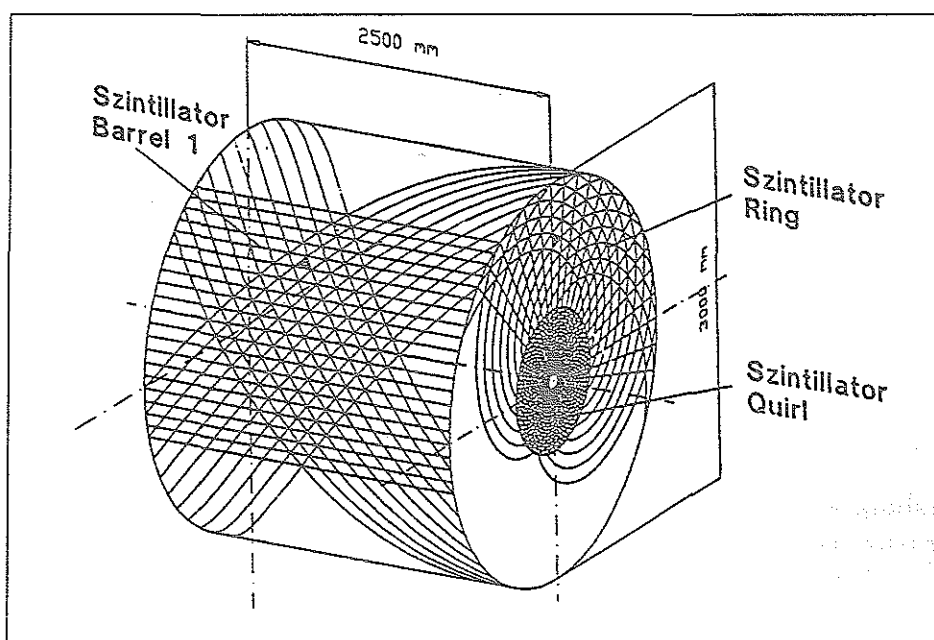


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau des TOF-Szintillator-Hodoskops

Detektoren vom Typ des Quirl-Hodoskops wurden aufgrund ihrer besonderen Vorzüge bereits mehrfach in Jülich gebaut und in Experimenten am LEAR (CERN) und CELSIUS (Uppsala) eingesetzt. Eine dritte, fast baugleiche Version ist mittlerweile auch für das Flugzeitspektrometer fertiggestellt und wird momentan mit Höhenstrahlung getestet. In dieser Ausbaustufe - Flüssig-Deuterium-Target, Startdetektor und Quirl-Hodoskop - sollen auch die ersten Experimente zur η -Produktion durchgeführt werden, der folgende Abschnitt beschränkt sich daher auf die Beschreibung von Aufbau und besonderer Eigenschaften des Quirl-Detektors.

Abbildung 2.7 veranschaulicht noch einmal den Aufbau des dreilagigen Hodoskops¹, die Form der einzelnen Szintillator-Elemente sowie die Ortsrekon-

¹zur besseren Übersicht sind die Abstände zwischen den einzelnen Lagen gestreckt, außerdem wurden Lichtleiter und Photomultiplier weggelassen

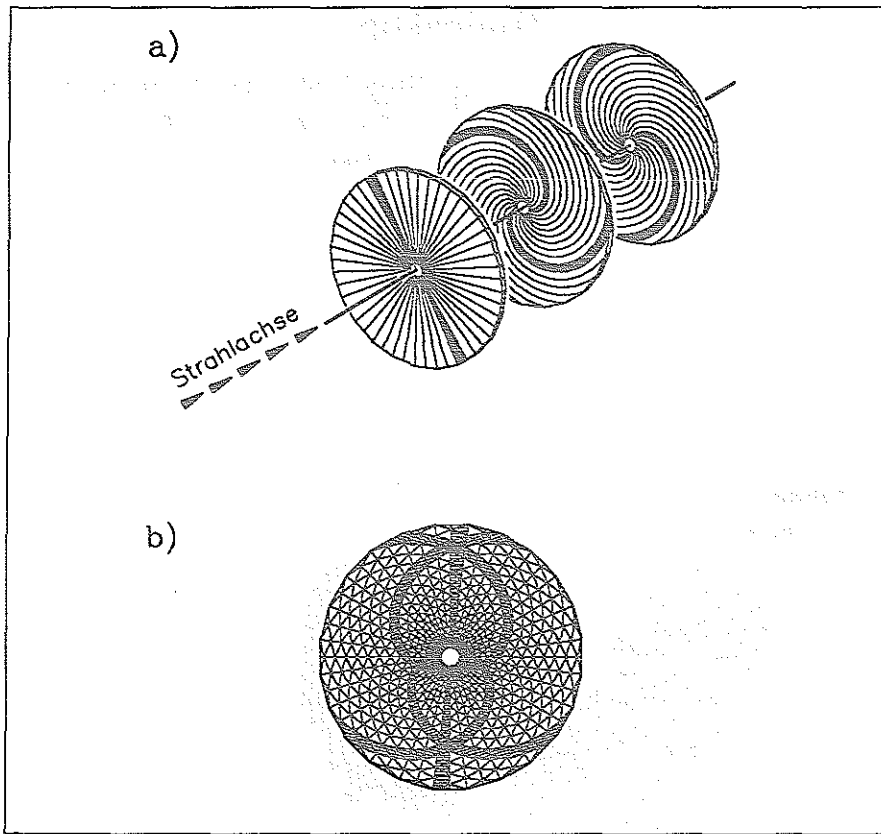


Abbildung 2.7: Der Quirl-Detektor in einer Seitenansicht (a) und in der Projektion (b), die beim Teilchendurchgang getroffenen Szintillatoren sind jeweils schraffiert

struktion bei Durchgang zweier Teilchen. Die erste Lage des Quirl-Hodoskops besteht aus keilförmigen Szintillatoren mit einem Öffnungswinkel von 7.5° . Die äußeren Begrenzungslinien der Szintillatoren aus der 2. und 3. Lage haben die Form einer links- bzw. rechtsgewundenen Archimedischen Spirale, und werden durch die folgende Funktion beschrieben:

$$r(\varphi) = \frac{R_{max}}{\varphi_{max}} \cdot (\varphi + i \cdot \Delta\varphi) \quad (2.1)$$

mit

$$\begin{aligned} R_{max} &= \text{Außenradius des Detektors (580 mm)} \\ \varphi_{max} &= \text{maximaler Biegewinkel (} 180^\circ \text{)} \\ \Delta\varphi &= \text{Öffnungswinkel der Szintillatoren} \end{aligned}$$

Der Parameter φ läuft dabei von $\varphi_{min} = (R_{min} \cdot \varphi_{max})/R_{max}$ bis zu $\varphi_{max} = 180^\circ$. Wählt man den Öffnungswinkel der keilförmigen Szintillatoren halb so groß wie den der gebogenen, so erhält man in der Projektion aller drei Lagen

das in Abb. 2.7 b) dargestellte Muster aus dreieckigen Pixeln. Hier erkennt man auch das Prinzip der Ortsrekonstruktion: die getroffenen Szintillatoren aller drei Lagen definieren pro Teilchenspur jeweils ein solches Dreiecks-Pixel, welches den Ort des Teilchendurchgangs angibt. Der rotationssymmetrische Aufbau des Quirl-Detektors bietet hierbei noch einen weiteren Vorteil. Bei einer systematischen Durchnummerierung der einzelnen Szintillatoren ergibt die Summe aus der Nummer des rechts- und des linksgewundenen Szintillators automatisch einen Ausdruck für den Polarwinkel ϑ einer Spur. In gleicher Weise erhält man aus der Differenz den Azimutwinkel φ (der natürlich auch aus der Szintillator-Nummer der ersten Lage gewonnen werden kann).

Besondere Eigenschaften

Mit der ausgefallenen Form und der rotationssymmetrischen Geometrie des "Jülicher Quirls" ist eine Vielzahl von positiven Eigenschaften verbunden, die diesen Detektor als ideales Hodoskop für teilchenphysikalische Experimente ausweisen:

- Bei hinreichend großem Abstand zwischen Target und Quirl wird durch jedes der Pixel in etwa gleicher Raumwinkel belegt. Neben einer näherungsweise konstanten Winkelauflösung über den gesamten Bereich ermöglicht dies eine Abschätzung über den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes allein anhand der registrierten Teilchenrate/Pixel.
- Im Gegensatz zu konventionellen rechtwinkligen Hodoskopen überdeckt hier jeder Szintillator in gleicher Weise den gesamten Streuwinkel-Bereich. Daher wirkt auf jeden Szintillator auch die gleiche Teilchenrate ein, wodurch eine Unterdrückung winkelabhängiger Totzeitverluste erreicht wird.
- Das zuvor beschriebene Verfahren, auf einfache Weise den ϑ - und φ -Winkel einer Spur zu ermitteln, eröffnet die Möglichkeit für einen schnellen kinematischen Trigger oder vielfältige andere Trigger-Varianten. Der Einsatz des Quirl-Hodoskops als Trigger am Jetset-Experiment beispielsweise ist in [Sef88] beschrieben.
- Darüberhinaus bietet die sich zum Multiplier hin öffnende Form der Szintillatoren gute optische Eigenschaften, die durch eine Erhöhung der Photonenausbeute und Beschleunigung der Photonensammlung zur guten Zeitauflösung des Quirl-Detektors beitragen. Dieses wird in Abschnitt 2.2.1 noch detailliert erläutert.

Eine umfassende Beschreibung über den Aufbau dieses Detektortyps sowie die Ergebnisse verschiedener Tests und Messungen wird in Kürze in [Dah94a] veröffentlicht.

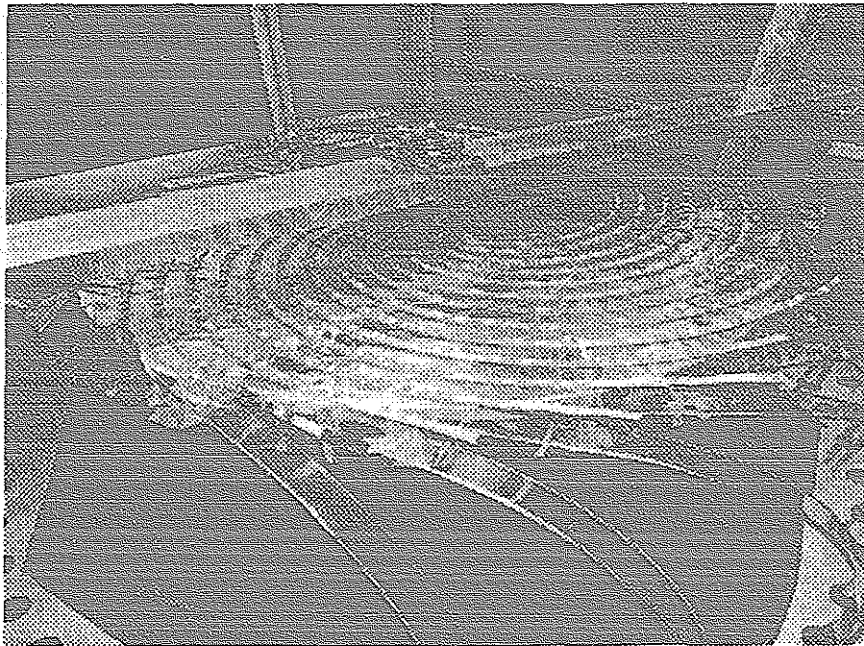


Abbildung 2.8: Aufnahme des teilbestückten Quirl-Hodoskops

Daten zum TOF-Quirl

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die technische Ausführung des TOF-Quirls sowie über weitere wichtige Daten, sofern diese nicht bereits aufgeführt wurden.

Szintillatoren	48 gerade, 24 links-, 24 rechtsgewunden	
	Material:	Bicron BC404
	Dicke:	5 mm
	Brechungsindex:	1.58
Lichtleiter	Abschwächungslänge	1.20 m
	Material:	Röhm GS233
	Dicke:	6 mm
	Brechungsindex:	1.49
Photomultiplier	Abschwächungslänge	6.00 m
	XP-2020 mit Philips-Base	
Fläche	$\sim 1.05 \text{ m}^2$	
Pixel-Anzahl	1 104	

Tabelle 2.1: Wichtige Daten zum Quirl-Hodoskop des TOF-Spektrometers

2.2 Optimierung des Quirl-Detektors

Zusätzlich zur Orts- und Zeitinformation liefert der Quirl-Detektor auch drei voneinander unabhängige Messungen des Energieverlustes ΔE im Szintillator, die z.B. bei bekanntem β zur Unterscheidung von einfach und mehrfach geladenen Teilchen genutzt werden können. Allerdings ist hierzu eine präzise Eichung² der Quirl-Szintillatoren erforderlich, da die Photonenausbeute je nach Ort des Teilchendurchgangs starken Variationen unterliegt. Diese Unterschiede beruhen vornehmlich auf der besonderen Detektorgeometrie und können insofern nur unzureichend analytisch abgeschätzt werden. Für die Untersuchung der Ortsabhängigkeit der Photonenausbeute wurde daher ein Monte-Carlo-Programm entwickelt, das die Lichtausbreitung in komplexen Szintillator-Lichtleiter-Arrangements simuliert.

Abgesehen von der genauen Kenntnis der Photonenausbeute in Abhängigkeit von ihrem Entstehungsort ist es natürlich generell wünschenswert, eine möglichst hohe Lichtausbeute über alle Bereiche des Hodoskops zu erreichen, da hierdurch sowohl die Zeitauflösung wie auch die Energieauflösung verbessert wird. Eine solche Optimierung ist ein vielparametriges Problem - Szintillatordicke und -material, Oberflächengüte, Lichtleiterbiegung u.a. können die Lichtausbeute beeinflussen, wobei einige der Parameter durch physikalische oder andere äußere Gegebenheiten (z.B. das Detektorgehäuse) bereits vorgegeben sind. Ein einfaches und elegantes Verfahren, mit dem man durch geringfügige Änderungen in der Form des Lichtleiters eine deutliche Steigerung der Photonen-effizienz erzielen kann, wird im nächsten Abschnitt vorgestellt, wobei zur Optimierung auch hier wieder die Ergebnisse des oben erwähnten MC-Programms zugrundegelegt wurden.

2.2.1 Prinzip der adiabatischen Parallelisierung

Die Qualität der Zeitmessung mit einem Szintillationsdetektor ist einerseits bestimmt durch die Anzahl der registrierten Photonen, die in die intrinsische Zeitauflösung des Photomultipliers mit einem Faktor $1/\sqrt{n}$ eingeht. Darüberhinaus spielt - vor allem bei einer niedrigen Photonenzahl - aber auch die Zeitdispersion, d.h. die Differenz zwischen minimaler und maximaler Laufzeit des Lichts, eine wichtige Rolle. Wie man im folgenden sieht, ist die Laufzeit-Dispersion, im Gegensatz zur Photonenausbeute, allein durch die Form des Lichtleiters vorgegeben und kann durch Berücksichtigung eines simplen Prinzips optimiert werden.

In Abb. 2.9 a) ist der Lichtweg bei minimaler und maximaler Laufzeit für den einfachen Fall eines rechtwinkligen Lichtleiters skizziert. Bei diesem zweidimensionalen Schema ergibt sich der maximale Lichtweg durch eine Spiegelung

²Eine experimentelle Kalibration anhand von Daten einer CERN-Testmessung wurde bereits in der Diplomarbeit [Thi93] durchgeführt.

an den Grenzflächen unter dem Totalreflexionswinkel α_T . Es gilt daher:

$$t_{\min} = \frac{l}{c} \cdot n \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} t_{\max} &= \frac{l}{c} \cdot \frac{1}{\sin \alpha_T} \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \\ &= \frac{l}{c} \cdot n^2 \cdot \frac{1}{\cos \gamma} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Mit dem Faktor $(\cos \gamma)^{-1}$ wird die Verlängerung der Lichtlaufzeit berücksichtigt, die entsteht, wenn das Photon sich nicht in der eingezeichneten Fläche, sondern unter einem Winkel γ zu dieser Fläche innerhalb des dreidimensionalen Lichtleiters bewegt. Eine Verringerung der Zeitdispersion erreicht man, indem (wie in Abb. 2.9 b) ersichtlich) der Querschnitt des Lichtleiters langsam (adiabatisch) vergrößert wird. Auf diese Weise wird ein Teil der Lichtstrahlen mit großen Reflexionswinkeln - und demzufolge hoher Laufzeit - in die Richtung der Lichtleiterachse reflektiert, die anfangs isotrop ausgestrahlten Lichtquanten werden also parallelisiert. Diese Verringerung der Divergenz der ausgesandten Photonen hat außer der Verbesserung der Laufzeitverteilung noch einen weiteren Vorteil: die Zahl der Totalreflexionen, und damit auch die Lichtverluste durch endliche Oberflächengüten, wird deutlich vermindert. Außerdem sind mit einem derart parallelisierten Lichtstrahl geringere Verluste bei der Biegung von Lichtleitern und beim Durchgang durch Brechzahlspünge verbunden.

Bei allen hier genannten Effekten ist es wichtig, die Verringerung der Divergenz durch Querschnittsvergrößerung so früh wie möglich durchzuführen, da die Verbreiterung der Laufzeitverteilung oder Lichtverluste durch schlechte Oberflächenqualität einen irreversiblen Vorgang darstellen. Dies ist auch einer der Gründe für die gute Zeitauflösung des Quirl-Detektors im Vergleich zu rechtwinkligen Szintillationszählern (wie z.B. dem Barrel-Hodoskop): hier findet die Querschnittsvergrößerung bereits am Szintillator selbst, also am Entstehungsort der Photonen, statt, die Lichtstrahlen werden also zum frühestmöglichen Zeitpunkt in Richtung des Photomultipliers gebündelt. In einer vergleichenden Simulation mit dem nachfolgend beschriebenen Programm liefert beispielsweise ein keilförmiger Szintillator (Öffnungswinkel 7.5°) eine um $\sim 16\%$ bessere Photonenausbeute als ein rechteckförmiger Szintillator gleicher Länge und Dicke. Durch eine adiabatische Vergrößerung des Querschnitts von Szintillator und Lichtleiter kann also eine signifikante Verbesserung der Photonenausbeute und der Zeitdispersion erreicht werden.

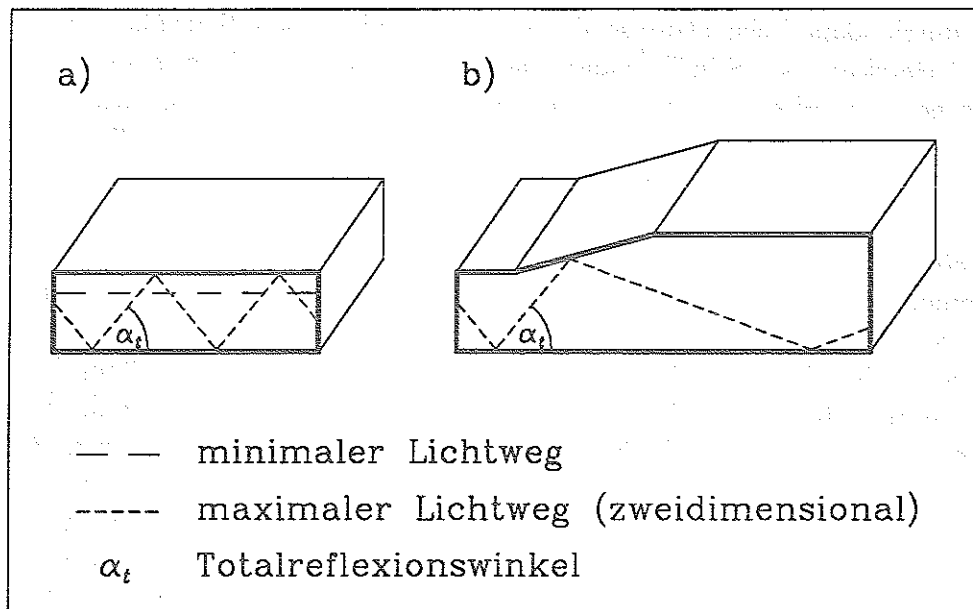


Abbildung 2.9: Maximale und minimale Laufzeit innerhalb eines quaderförmigen Lichtleiters (a) und in einem Lichtleiter mit adiabatisch vergrößertem Querschnitt (b)

2.2.2 Simulation der Lichtleitung

Um beim Optimierungsprozess den Einfluß verschiedener Lichtleiterformen auf die Photonenausbeute und die Zeitdispersion beurteilen zu können, wurde das Monte-Carlo-Programm 'MONA LISA' zur Simulation des Photonentransports in Lichtleitern und Szintillatoren entwickelt ('Monte Carlo Application for Lightguide-Scintillator-Arrangements'). Das Programm wurde auf dem zentralen IBM 3090-Rechner in Standard-FORTRAN 77 geschrieben und ist somit (nach Umschreiben einiger Grafik-Routinen, die gegebenenfalls auch weggelassen werden können) auch auf andere Rechner leicht portierbar. Auf ein Ablaufschema des Programms wird an dieser Stelle verzichtet, da dieses vom Prinzip her bei allen Lichtleitersimulationen ähnlich ist und z.B. bei [Emp89] oder [Zie89] nachgelesen werden kann. Es werden daher hier nur die Besonderheiten und die Möglichkeiten des 'MONA LISA'-Programms kurz umrissen.

Das Programm wurde speziell konzipiert für die Simulation der Szintillatoren des TOF-Hodoskops einschließlich der Lichtleiter. Es werden daher alle Körper detailgetreu simuliert, die sich aus der Überlagerung von Spiralfächen, Zylinderflächen und beliebigen ebenen Flächen herstellen lassen. In der momentanen Programmversion können maximal 4 solcher Körper mit unterschiedlichen Brechungsindices und Abschwächungslängen aneinandergefügt werden, eine Erweiterung ist jedoch ohne Schwierigkeiten möglich.

Hierdurch kann beispielsweise die Form der gebogenen Szintillatoren des Quirl-Detektors einschließlich angeschrägter, gebogener Lichtleiter exakt wiedergegeben werden. Beim Photonentransport werden die exponentielle Abschwächung im Medium, die endliche Oberflächengüte und die Reflexion an den Grenz- und Übergangsflächen gemäß der Fresnel'schen Gesetze berücksichtigt. Zur Überprüfung der Auswirkungen der verschiedenen Effekte ist es möglich, diese individuell ein- oder auszuschalten.

In einem Datensatz kann nun eine beliebige Menge von Punkten innerhalb der Körper festgelegt werden, an der eine Anzahl von Photonen isotrop ausgestrahlt wird. Als Ausgabe liefert 'MONA LISA' zu jedem dieser Punkte u.a. die Lichtausbeute, die Laufzeit- und Winkelverteilung der Photonen an der Multiplier-Fläche sowie einen Eventplot, der den Lichtweg eines oder mehrerer Photonen in einem Gittermodell der Körper darstellt (siehe Abb. 2.10 a)). Für eine Optimierung der Szintillatorform kann die Anzahl der Reflexionen und die Höhe der Brechungsverluste für jede Fläche ausgegeben werden. Außerdem wird die Response des Photomultipliers anhand von Meßdaten für ein Single-Electron-Spektrum [Wer91] der XP-2020-Röhre simuliert, man erhält hierbei (abhängig von der Triggerschwelle) einen Wert für den Trigger-Zeitpunkt und die Zeitauflösung.

In einem zweiten Modus wird ein Photon-Efficiency-Plot erstellt. Hierbei wird eine große Anzahl von Szintillationsorten homogen über einen Körper verteilt und die Lichtausbeute (normiert mit der in einem Raumintervall erzeugten Anzahl von Photonen) in einer Falschfarbendarstellung aufgetragen. Ein Beispiel für eine solche Efficiency-Karte ist in Abb. 2.10 b) dargestellt. Ein Vergleich der Simulationsrechnungen mit den bei einer CERN-Messung gewonnenen Daten wurde anhand einiger Beispiele durchgeführt [Thi93], bis auf kleinere Abweichungen in einigen Bereichen konnte hierbei eine gute qualitative Übereinstimmung festgestellt werden.

2.2.3 Ergebnisse

Wie bereits an einem Beispiel gezeigt wurde, stellt die adiabatische Querschnittserhöhung von Lichtleiter und Szintillator ein probates Verfahren dar, um mit einfachen Mitteln die Lichtausbeute eines Szintillationsdetektors zu verbessern. Für die Optimierung des Quirl-Hodoskops - welches die adiabatische Parallelisierung ja bereits bei der Form der Szintillatoren ausnutzt - wurde daher zusätzlich noch der Querschnitt des Lichtleiters vergrößert. Die Möglichkeiten hierzu sind beträchtlich, da ein massiver Unterschied zwischen der Fläche des Szintillators (senkrecht zur optischen Achse) mit

$$A_{\text{Szint.}} = 420 \text{ mm}^2$$

und der nutzbaren Kathodenfläche des Multipliers mit

$$A_{PM} = 1452 \text{ mm}^2$$

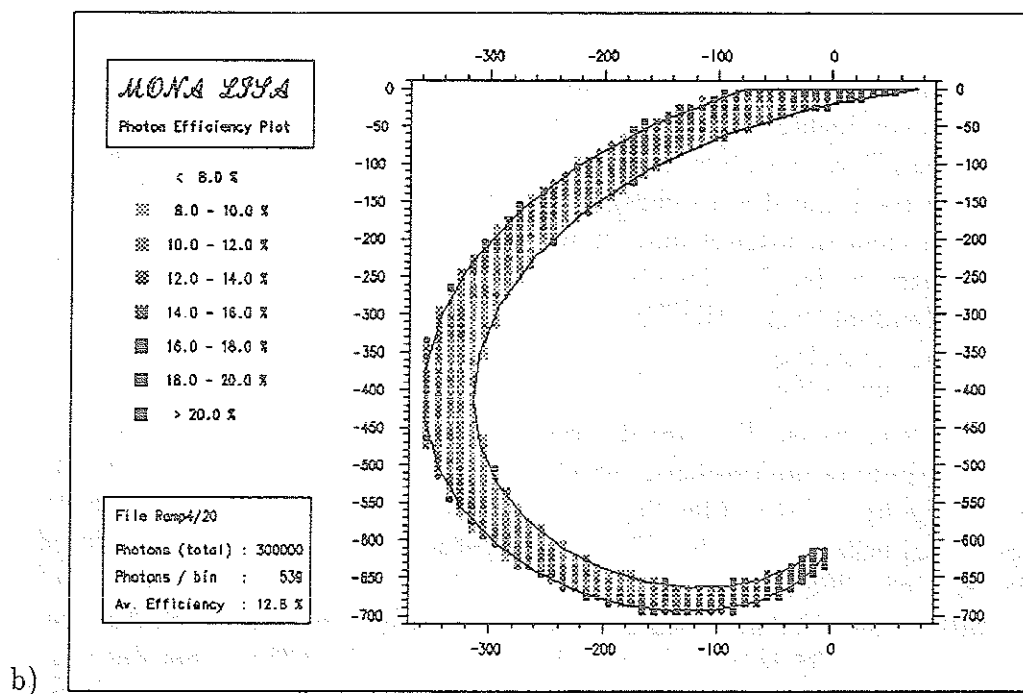
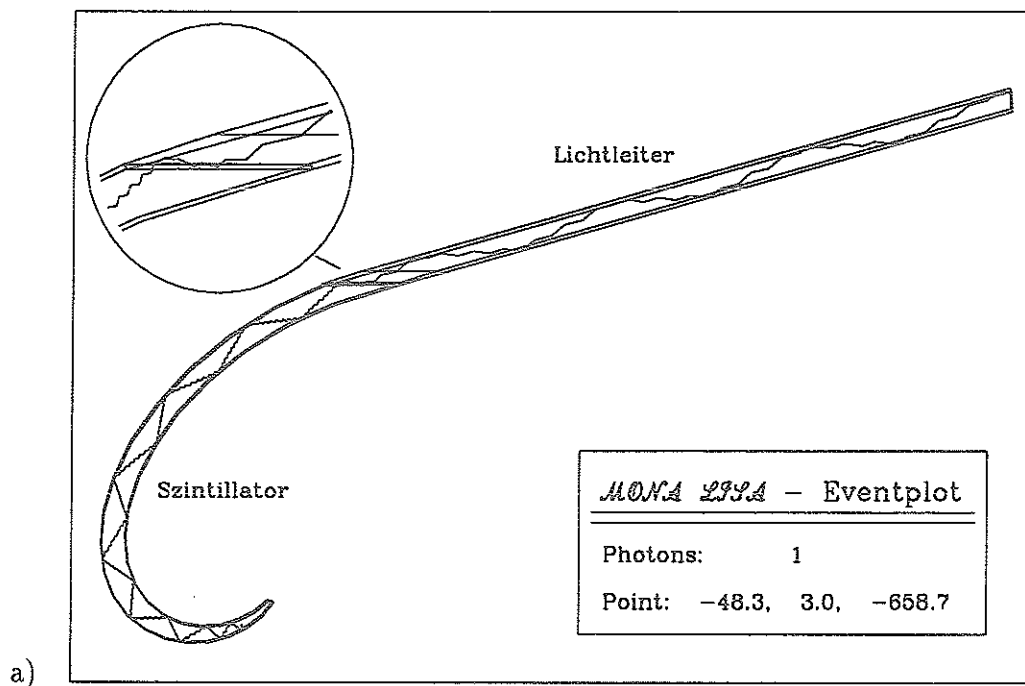


Abbildung 2.10: Graphische Ausgaben des Programms '*MONA LISA*':
 a) Event-Plot mit dem Lichtweg eines Photons (der Bereich am Lichtleiteransatz wurde nachträglich vergrößert; man erkennt die Auswirkung der adiabatischen Parallelisierung am Lichtleiter), b) Photon-Efficiency-Plot für einen Quirl-Szintillator (in Graustufendarstellung)

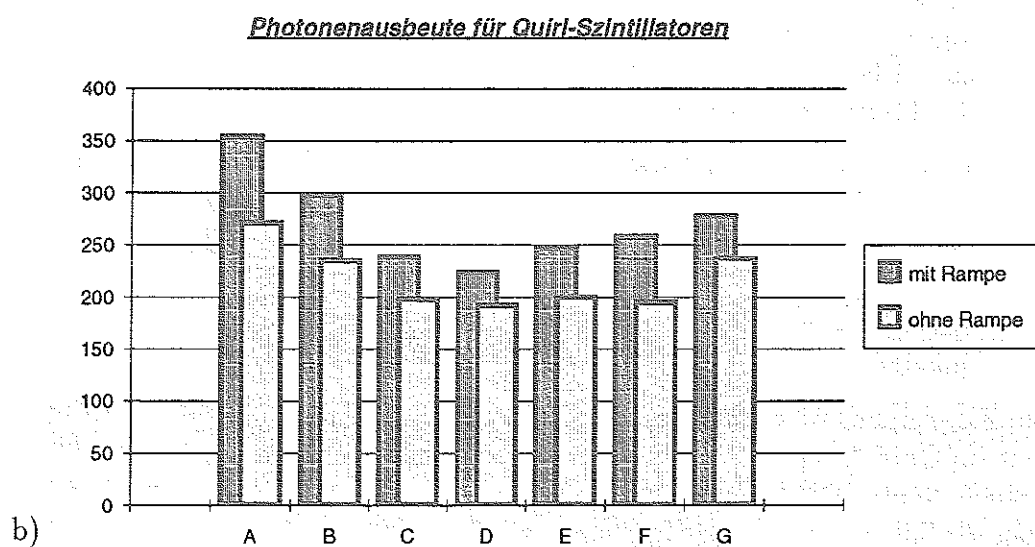
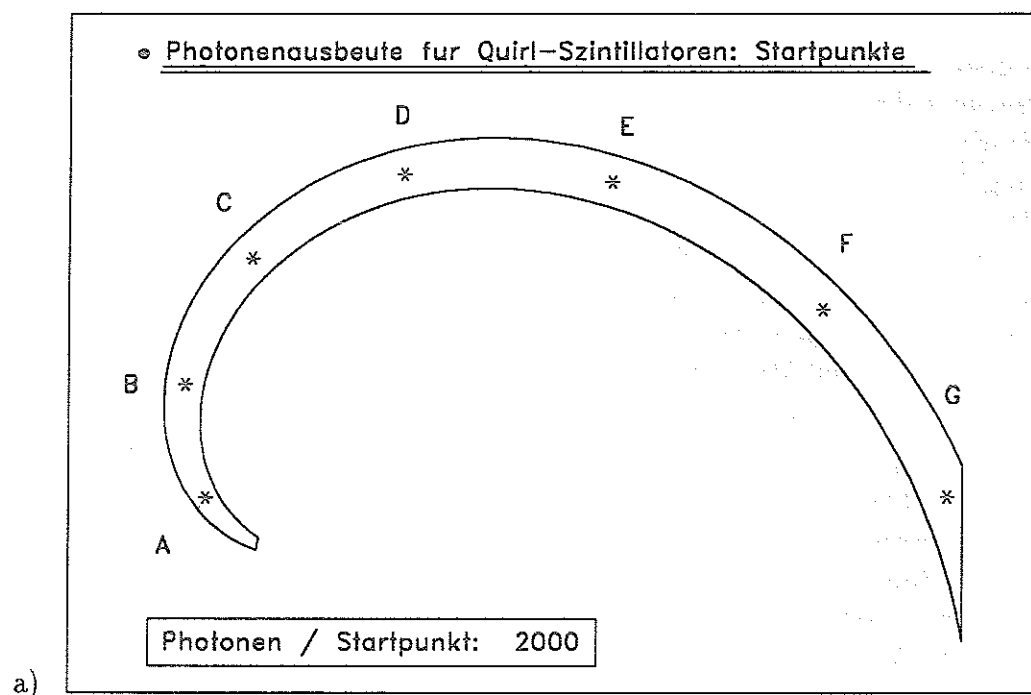


Abbildung 2.12: a) Verteilung der Photonen-Startorte bei der Simulation der Quirl-Lichtausbeute, b) Anzahl der registrierten Photonen ohne und mit eingefräster 20 mm-Rampe am Lichtleiter

2.3 Nachweis der η -Mesonen mit dem Flugzeitspektrometer

Als erste Experimente mit dem Flugzeitspektrometer sind zunächst die Untersuchung der Proton-Proton-Bremsstrahlung, der Nachweis der assoziierten Strangeness-Produktion im Kanal $p + p \rightarrow K^+ + \Lambda + p$ sowie die Untersuchung der η -Produktion über Zweistufenreaktionen am Deuteron vorgesehen. Letzteres bietet sich besonders für eine erste Messung mit dem Flugzeitspektrometer an, zumal der Detektor zunächst nur in einer Grundversion mit eingeschränkter Winkelakzeptanz, bestehend aus dem Flüssig-Deuterium-Target, dem Rossendorfer-Startdetektor und dem Quirl-Hodoskop, verfügbar sein wird. Als Vorzüge dieses Experiments sind u.a. aufzuführen:

- Nur ein einzelnes Teilchen, das ${}^3\text{He}$, wird im Quirl-Hodoskop nachgewiesen. Für Strahlimpulse nahe der Schwelle hat dieses Teilchen ein sehr kleines β und dementsprechend eine lange Flugzeit. Außerdem verursacht die doppelte Ladung des ${}^3\text{He}$ (zusammen mit dem niedrigen β) eine hohe Energiedeposition im Szintillator. Diese Informationen liefern somit eine einfache, klare Signatur der Events und können für eine Abgrenzung gegen Untergrund-Reaktionen ausgenutzt werden.
- Durch den großen Unterschied in den Massen der Ausgangsteilchen wird das ${}^3\text{He}$ stets in Vorwärtsrichtung emittiert, bei Reaktionen im Schwellenbereich ist der maximale Polarwinkel im Labor sogar auf wenige Grad begrenzt. Diese vorwärtsgerichtete Kinematik weist eine gute Übereinstimmung mit der zunächst begrenzten Winkelakzeptanz des Flugzeitspektrometers auf.
- Im Gegensatz beispielsweise zur Erzeugung von assoziierter Strangeness hat die η -Produktion am Deuteron eine relativ niedrige Reaktionschwelle bei einem Strahlimpuls von $p_{\text{thresh}} = 1642 \text{ MeV}/c$. Dieser Strahlimpuls wird vom COSY-Beschleuniger kurz nach Überschreiten der Übergangsenergie erreicht und dürfte für die ersten Experimente bereits zur Verfügung stehen.

Im Experiment wird der Viererimpuls des ${}^3\text{He}$ aus Durchtrittsort und Flugzeit im Quirl-Detektor vollständig bestimmt. Da das TOF-Experiment über keinen Neutralteilchen-Detektor verfügt, mit dem das η beispielsweise über den Zerfall $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ nachgewiesen werden kann, muß das η indirekt mit Hilfe der Missing-Mass-Methode identifiziert werden.

Im folgenden Abschnitt wird anhand von einfachen kinematischen Betrachtungen die prinzipielle Durchführung der Messung erläutert. Daran anschließend wird mit Monte-Carlo-Simulationen die Unterdrückung der wichtigsten Konkurrenzreaktionen und die Auflösung des η im Missing-Mass-Spektrum untersucht.

2.3.1 Kinematik der Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} \eta$

Nach der in Kapitel 1.3 beschriebenen Theorie für die Produktion des η in einer Zweistufenreaktion sollte bei einer bestimmten Energie nahe der Schwelle eine deutliche Überhöhung im totalen Wirkungsquerschnitt zu beobachten sein. Für eine Untersuchung des η -Produktionsmechanismus sollte daher in einer ersten Messung der totale und differentielle Wirkungsquerschnitt in einem Bereich von etwa 100 MeV oberhalb der Schwelle bestimmt werden.

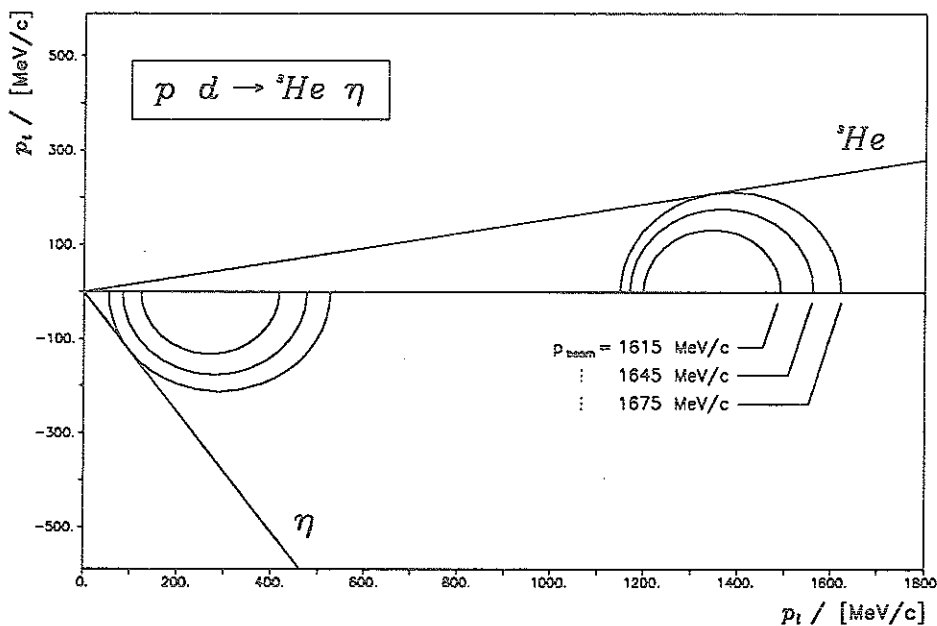


Abbildung 2.13: Verteilung der Laborimpulse der Ausgangsteilchen in der Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ für unterschiedliche Strahlimpulse

In Abbildung 2.13 sind die Laborimpulse der Ejektile für 3 verschiedene Strahlimpulse aus diesem Meßbereich aufgetragen. Wählt den longitudinalen bzw. transversalen Laborimpuls als Achsen des Koordinatensystems, so liegen die Laborimpulse (unter Berücksichtigung der relativistischen Kinematik) auf der Oberfläche eines Ellipsoids mit dem Zentrum $\vec{\eta} \cdot E_{cm,s}^i$. Wie man aus Abb. 2.13 ersehen kann, werden sowohl das ${}^3\text{He}$ -Teilchen wie auch das η für alle eingezeichneten Strahlimpulse in der Vorwärtsrichtung ausgestrahlt, das ${}^3\text{He}$ sogar in einem engen Vorwärtskonus von $< 10^\circ$. Dieser Bereich kann vollständig durch das Quirl-Hodoskop abgedeckt werden, im Schwerpunktsystem wird dann das ${}^3\text{He}$ mit annähernd 4π Akzeptanz nachgewiesen⁴. Um beim Nachweis des ${}^3\text{He}$ eine möglichst gute Auflösung bei der Richtungs- und Zeitbestimmung zu erhalten, sollte der Abstand zwischen Target und

⁴ausgenommen ist lediglich der Bereich um das Strahlloch, der allerdings nur einen Raumwinkel von wenigen Promille einnimmt.

Stop-Hodoskop derart variiert werden, daß zu einem bestimmten Strahlimpuls der maximale Laborwinkel des ${}^3\text{He}$ mit der Winkelakzeptanz des Quirl-Hodoskops übereinstimmt. Dies ist durch den modularen Aufbau des Flugzeitspektrometers zumindest in diskreten Schritten möglich. Abbildung 2.14 zeigt den maximalen Laborwinkel und die Position des Quirl-Detektors in Abhängigkeit vom Strahlimpuls.

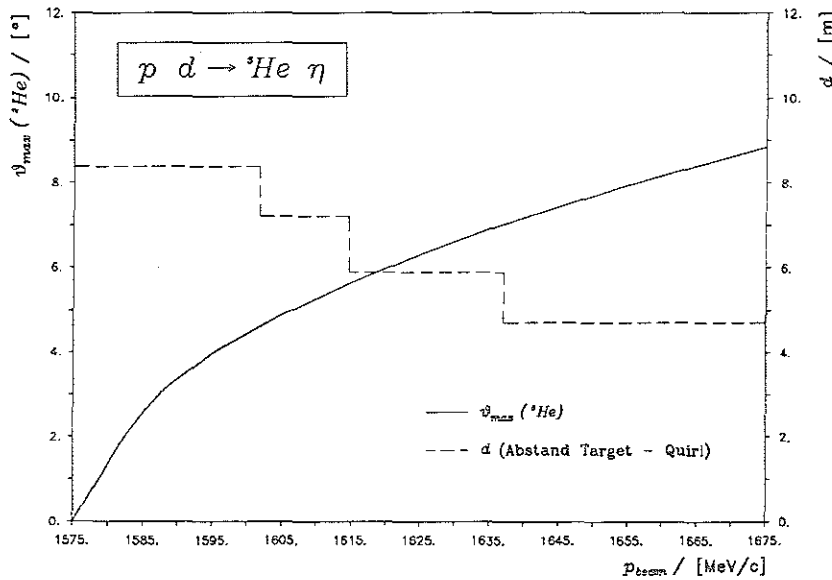


Abbildung 2.14: Polarwinkel ϑ_{lab}^{max} des ${}^3\text{He}$ und Abstand des Quirl-Hodoskops in Abhängigkeit vom Strahlimpuls

2.3.2 Unterdrückung von Untergrund-Reaktionen

Von entscheidender Bedeutung für die Durchführbarkeit eines Experimentes ist das Herausfiltern der gesuchten Events aus einer großen Masse an Konkurrenz-Reaktionen, beispielsweise durch Multiplizitäts-Schnitte oder kinematische Kriterien. Die wichtigsten Reaktionen bei der Proton-Deuteron-Streuung und ihre Wirkungsquerschnitte im Bereich der ${}^3\text{He}$ η -Schwelle (so weit dort Daten verfügbar waren) sind in Tabelle 2.2 aufgeführt [Fla84].

Gegenüber den beiden stärksten Ausgangskanälen, der elastischen Streuung und der Deuteron-Aufbruchsreaktion, ist die η -Produktion um etwa einen Faktor $10^4 - 10^5$ unterdrückt, es muß also ein leistungsfähiges Kriterium gefunden werden, diese Reaktion sowohl in einem Online-Trigger wie auch in der Offline-Datenanalyse zu separieren.

Reaktion	Schwellenimpuls $p_{thr} / [\text{MeV}/c]$	Meßdaten	
		$p_{beam} / [\text{MeV}]$	$\sigma_{tot} / [\text{mb}]$
$p d \rightarrow p d$	–	1 700.	12.18
$p p n$	79.2	1 300.	7.9
${}^3\text{He } X^0$			
$p d X^0$			
$p p n X^0$			
$X^0 = \begin{cases} \pi^0 & 657.3 \\ 2\pi^0 & 988.2 \\ \pi^+\pi^- & 1008.9 \\ 3\pi^0 & 1283.0 \\ \pi^+\pi^-\pi^0 & 1302.5 \end{cases}$			
${}^3\text{He } \eta$	1 575.7	1 640.	~ 0.0004
$p d \eta$	1 585.0		
$p p n \eta$	1 586.9		

Tabelle 2.2: Auflistung der wichtigsten Reaktionen in der Proton-Deuteron-Streuung

Eine wirksame Unterdrückung von Ereignissen der elastischen Streuung wird bereits durch Ausnutzen der Flugzeit-Information erreicht. Da die η -Produktion bereits 550 MeV der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ verbraucht, steht - im Vergleich zur elastischen Streuung - entsprechend weniger kinetische Energie für die übrigen Baryonen zur Verfügung. Aus diesem Grund weist das ${}^3\text{He}$ eine deutlich niedrigere Geschwindigkeit auf als die Ausgangsteilchen der elastischen Streuung. Abbildung 2.15 zeigt, daß bei einer Flugstrecke von ca. 4.7 m eine saubere Trennung zwischen den Flugzeiten von Proton bzw. Deuteron und der Flugzeit des ${}^3\text{He}$ vorliegt. Diese Ergebnisse beruhen auf Monte-Carlo-Daten⁵, die für jeweils 20 000 Ereignisse bei einem Strahlimpuls von $p_{beam} = 1\,640 \text{ MeV}/c$ erstellt wurden. Aufgrund der geringen Winkelakzeptanz des Quirl-Detektors werden nur ca. 3 % der Ausgangsteilchen der elastischen Streuung nachgewiesen, wohingegen die ${}^3\text{He}$ -Teilchen zu annähernd 99 % von diesem Hodoskop erfaßt werden. Um dennoch die Flugzeit-Verteilungen beider Ausgangskanäle in einem Diagramm darstellen zu können, wurde für Abbildung 2.15 eine logarithmische Auftragung gewählt.

⁵Die Monte-Carlo-Simulationen in diesem und dem folgenden Kapitel basieren auf dem GEANT-Programmpaket der CERN-Library. Eine ausführliche Beschreibung der Programme für die Simulation und Auswertung der TOF-Daten wird in [Dah94b] veröffentlicht.

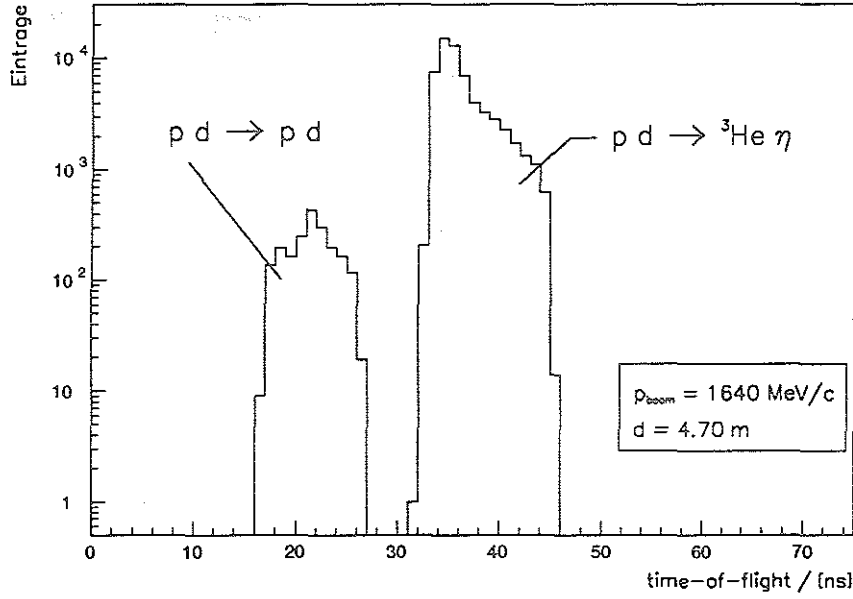


Abbildung 2.15: Flugzeit-Verteilung für elastische Proton-Deuteron-Streuung und für die Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He } \eta$ bei 1640 MeV/c Strahlimpuls

Für die Aufbruch-Reaktion $p d \rightarrow p p n$ kann dieses Flugzeit-Kriterium nicht genutzt werden, da hierbei auch sehr langsame Protonen emittiert werden. Wesentlich aussagekräftiger, auch in Bezug auf die elastische Streuung, ist hier die in den Szintillatoren deponierte Energie. Gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung

$$\frac{dE}{dx} = \frac{D Z_{med} \rho_{med}}{A_{med}} \cdot \left(\frac{Z_{inc}}{\beta} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.4)$$

ist die Energiedeposition in guter Näherung proportional zu Z^2/β^2 , d.h. sowohl die doppelte Ladung des ${}^3\text{He}$ wie auch seine niedrige Geschwindigkeit gehen hier quadratisch ein und führen zu einer deutlich höheren Intensität des Szintillator-Signals. Dies kann auch schon für eine grobe Trennung in einem Online-Trigger verwendet werden.

Eine Möglichkeit für eine noch deutlichere Separation im Rahmen der Offline-Analyse ist in Abb. 2.16 dargestellt. Kombiniert man beide oben genannten Kriterien und trägt die Energiedeposition gegen die Flugzeit in einem Scatter-Plot auf, so erhält man ein klar abgetrenntes Gebiet für die ${}^3\text{He}$ -Ereignisse gegen die anderen Konkurrenzreaktionen. Hier kann zudem noch ausgenutzt werden, daß beim Quirl-Hodoskop für jeden Teilchendurchgang drei voneinander unabhängige Messungen der Energiedeposition zur Verfügung stehen,

der einer Landau-Verteilung unterworfenen Fehler in der Energiebestimmung wird so um einen Faktor $1/\sqrt{3}$ verringert. Die simulierten Daten wurden analog zu Abb. 2.15 erstellt, bei einem Strahlimpuls von $p_{beam} = 1640$ MeV/c und einem Abstand von 4.70 m zwischen Target und Hodoskop. In dem in Abb. 2.16 markierten Gebiet befinden sich ca. 98 % aller ${}^3\text{He}$ -Ereignisse, mit einem zweidimensionalen Schnitt sollte demnach eine deutliche Separation der ${}^3\text{He}$ -Teilchen gegen die Konkurrenz-Reaktionen zu erreichen sein.

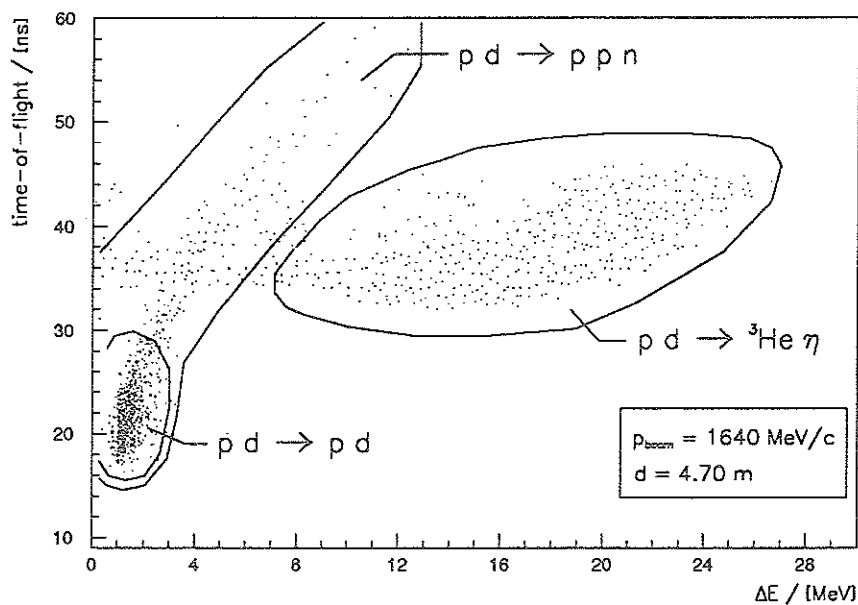


Abbildung 2.16: Zweidimensionale Flugzeit- ΔE -Verteilung für die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ (im Vergleich zu $pd \rightarrow ppn$ und $pd \rightarrow pd$)

2.3.3 Auflösung der Missing Mass

Bei Reaktionen mit einem einzelnen neutralen Teilchen im Endzustand, wie beispielsweise der $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ -Reaktion, kann dieses durch eine Missing-Mass-Rechnung vollständig rekonstruiert werden. Hierbei erhält man unter Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung aus den Viererimpulsen der Eingangsteilchen und der nachgewiesenen Ausgangsteilchen die Ruhemasse des nicht nachgewiesenen Teilchens:

$$m_x^2 = (\mathbb{P}_b + \mathbb{P}_t - \mathbb{P}_1 - \mathbb{P}_2 - \dots)^2 \quad (2.5)$$

Durch die endliche Auflösung der Viererimpulse der nachgewiesenen Teilchen ergibt sich für m_x^2 kein diskreter Wert, sondern eine Verteilung mit einer ge-

wissen Breite (zusätzlich zu der durch die endliche Lebensdauer hervorgerufenen Breite, die z.B. für das η -Meson einen Wert von $\Gamma_\eta = 1.2 \pm 0.1$ keV aufweist). Die Missing-Mass-Verteilung für das η ist einem breiten Untergrund von Ereignissen mit neutralen (oder nicht nachgewiesenen) Pionen überlagert, wobei zwischen η -Ereignissen und Untergrund prinzipiell nicht unterschieden werden kann. Die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts erfolgt durch Interpolation des Untergrundes im Bereich des η -Peaks und Subtraktion dieser Ereignisse. Es ist offensichtlich, daß eine solche Interpolation umso präziser wird, je schmaler die η -Missing-Mass-Verteilung ist; Fehler bei der Bestimmung der Viererimpulse der nachgewiesenen Teilchen beeinflussen somit auch die Auflösung bei der Bestimmung des η -Wirkungsquerschnitts.

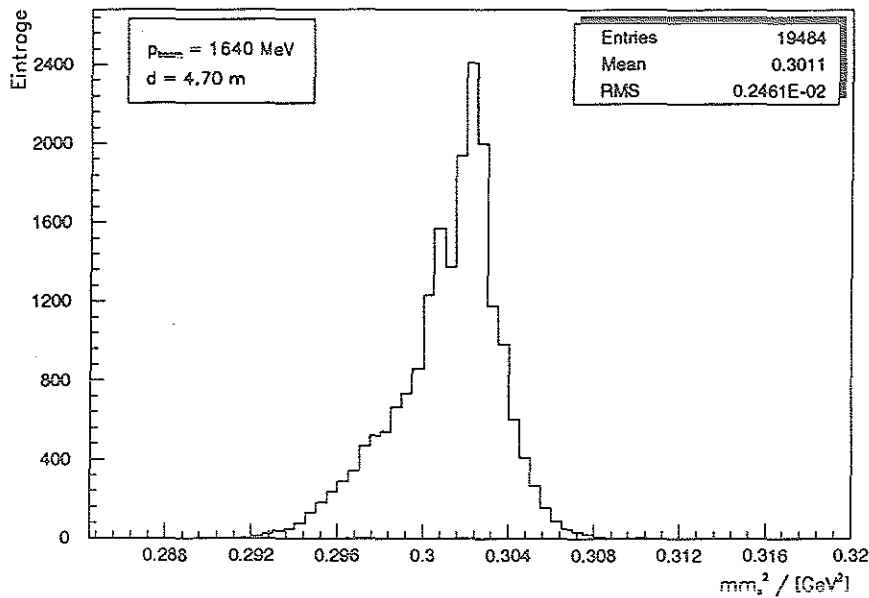


Abbildung 2.17: Simulierte Missing-Mass-Verteilung für die Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ bei $p_{\text{beam}} = 1640$ MeV/c

Die simulierte Missing-Mass-Verteilung für den Nachweis des η -Mesons mit dem Flugzeitspektrometer ist in Abb. 2.17 dargestellt. Bei der Monte-Carlo-Rechnung wurde u. a. Coulomb-Vielfachstreuung, Energieverlust beim Durchgang durch Materie, eine Verschmierung des Vertexortes innerhalb der Targetzelle sowie eine orts- und energieabhängige Zeitauflösung des Quirl-Hodoskops berücksichtigt, für Strahlimpuls und Targetabstand wurden die gleichen Werte wie im vorhergehenden Abschnitt zugrundegelegt. Der Schwerpunkt der Missing-Mass-Verteilung liegt bei 0.3011 GeV^2 , dies entspricht

exakt der η -Masse von

$$m_\eta = 548.8 \text{ MeV.}$$

Die σ -Breite des Peaks beträgt umgerechnet $\sim 49.6 \text{ MeV}$, über die Missing-Mass-Analyse kann also das η -Meson mit einer Genauigkeit von

$$\frac{\Delta m_\eta}{m_\eta} = 9.1\%$$

bestimmt werden. Dominierend ist hierbei der Fehler in der Rekonstruktion der Richtung des ${}^3\text{He}$ durch die Pixel des Quirl-Detektors.

Eine Verbesserung beim Nachweis des η läßt sich auf unterschiedliche Art erreichen. Zunächst wäre hier die Methode des kinematischen Fits zu nennen. Geht man von der Hypothese aus, daß das gemessene Ereignis tatsächlich der Reaktion $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ zuzuordnen ist, so kann die Masse des η als bekannt vorausgesetzt werden und das Gleichungssystem zur Bestimmung der Vierervektoren ist überbestimmt. In diesem Fall ist es notwendig, die einzelnen Meßwerte innerhalb ihrer Fehlergrenzen zu variieren. Gewählt wird schließlich der Satz von (variieren) Meßwerten, der bei dem Gütekriterium

$$\chi^2 = \frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_{\text{mess},i} - x_{\text{var},i}}{\Delta x_{\text{mess},i}} \right)^2 \quad (2.6)$$

den niedrigsten χ^2 -Wert aufweist. Durch diesen Fit werden die rekonstruierten Ereignisse zum einen kinematisch konsistent (d.h. sie erfüllen Energie- und Impulserhaltung), zum anderen wird im Mittel die Abweichung der gefitteten Ergebnisse zu den jeweiligen Meßwerten reduziert.

Eine andere Vorgehensweise, den Nachweis des η -Mesons mit dem Flugzeitspektrometer zu verbessern, besteht in der Erweiterung des Detektors durch zusätzliche Nachweiselemente, beispielsweise zur Vermessung der Teilchenspur. Der Einsatz eines solchen Spurdetektors, einer hochauflösenden Influenzdriftkammer, am Flugzeitspektrometer wird im folgenden Kapitel diskutiert.

Kapitel 3

Einsatz einer Influenzdriftkammer am Flugzeitspektrometer

Die in Kapitel 2 dargestellte Verbreiterung der Missing-Mass-Verteilung durch die endliche Ortsauflösung des Quirl-Detektors legt es nahe, das Flugzeitspektrometer durch einen zusätzlichen Spurdetektor zu erweitern. Der Einbau eines solchen Spurdetektors in der Targetregion bietet darüberhinaus noch weitergehende Möglichkeiten, wie z.B. die Verbesserung der Vertexauflösung beim Nachweis sekundärer Vertices, die eine weitere Verwendung auch für andere Reaktionen denkbar erscheinen lassen.

Natürlich sollten der weitgehend materiefreie Aufbau des Flugzeitspektrometers, eine der herausragendsten Eigenschaften dieses Detektors, und die mit COSY erzielbare hohe Luminosität durch den Einsatz einer Spurkammer so wenig wie möglich eingeschränkt werden. Neben einer guten Ortsauflösung ist daher vor allem eine sehr geringe Massenbelegung und eine gute Eignung für Hochraten-Messungen von essentieller Bedeutung für den einzusetzenden Spurdetektor. Diese Eigenschaften bietet in besonderem Maße die Influenzdriftkammer, ein Vertexdetektor, der sich auf eine Entwicklung von A. H. Walenta [Wal87], [Wal88] gründet. Eine solche IDC wurde bereits im Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich für die Messung der assoziierten geladenen Strangenessproduktion am CERN-Experiment PS 185 weiterentwickelt und gebaut [Lip92], [Dec92], was überdies den Vorteil der sofortigen Einsetzbarkeit bietet.

In diesem Kapitel wird das Funktionsprinzip und die technische Ausführung dieser Driftkammer erläutert, sowie die in den letzten zwei Jahren entwickelten Modifikationen an der Kammer. Darüberhinaus wird untersucht, welche Verbesserungen sich durch den Einsatz der Influenzdriftkammer am Flugzeitspektrometer erzielen lassen.

3.1 Funktionsweise der asymmetrischen IDC

Ein in der Elementarteilchenphysik weithin bekannter und vielseitig verwendeter Typ von Spurdetektor ist die Driftkammer. Der Ort eines Teilchens wird hierbei mit Hilfe der Zeit rekonstruiert, die die beim Teilchendurchgang erzeugten primären Ladungscluster für die Drift zur Anode benötigen. Bedingt durch die Fluktuationen in der Ladungsträgerdichte längs einer Spur bleibt bei diesem Detektortyp (und bei Normaldruck des Kammergases) die intrinsische Ortsauflösung auf Werte in der Größenordnung von $\sigma_x \approx 50 \mu\text{m}$ beschränkt.

Die Influenzdriftkammer wertet nicht die Zeitinformation, sondern die auf den Potentialdrähten influenzierte Ladung aus. Nachdem dieses Verfahren zunächst nur zur Auflösung der Rechts-Links-Ambiguität angewendet wurde [Wal78], erwies es sich später auch als hervorragend geeignet zur Ortsrekonstruktion innerhalb einer Driftzelle. Da sich hierbei, im Gegensatz zur herkömmlichen Driftkammer, die Messung auf die Information *aller* Ladungscluster stützt, sind Landau-Fluktuationen entlang der Spur ohne Auswirkungen auf die Ortsauflösung der IDC. Limitiert wird diese Auflösung hauptsächlich durch das Signal/Rausch-Verhältnis, es konnten auf diese Weise Ortsauflösungen von $\sigma_x = 24 \mu\text{m}$ erreicht werden.

Das Funktionsprinzip der Influenzdriftkammer beruht auf der Tatsache, daß bei nicht zu hohen Gasverstärkungen die Wolke der bei der Gasverstärkung erzeugten sekundären Ladungsträger nicht homogen um den Draht verteilt ist. Die Lawine bildet dabei eine 'Tropfenform' (siehe Abb. 3.1) deren Schwerpunkt auf der Feldlinie liegt, entlang der die Drift der Primärteilchen erfolgt ist. Wie man aus Abb. 3.1 ablesen kann, liegt für Ladungswolken von bis zu 10^7 Teilchen eine deutliche Ausrichtung der Lawine längs der Feldlinie vor, charakterisiert durch den Azimutwinkel α , unter dem die Feldlinie den Draht erreicht.

Bei geeigneter Wahl der Spannungen für Anode, Kathoden und Potentialdraht läßt sich das elektrische Feld innerhalb der Kammer so einstellen, daß im Driftraum ein homogenes Feld mit äquidistant verteilten Driftlinien vorliegt, welches sich dann im Bereich um den Anodendraht an ein weitgehend zylindersymmetrisches Feld anschließt. Somit besteht eine direkte Proportionalität zwischen der Koordinate x des Teilchendurchgangs (senkrecht zu den Feldlinien) und dem Winkel α , unter dem die Teilchen schließlich den Anodendraht erreichen. Dies läßt sich ausdrücken durch:

$$x = \frac{d}{2} \cdot \frac{\alpha}{\alpha_{\max}}. \quad (3.1)$$

Eine Darstellung der Zellgeometrie, des Feldlinienverlaufs sowie der in den Formeln verwendeten Größen zeigt Abb. 3.2. Der Winkel α , der gleichzeitig auch den Schwerpunkt der Ladungswolke angibt, läßt sich über die Ladung

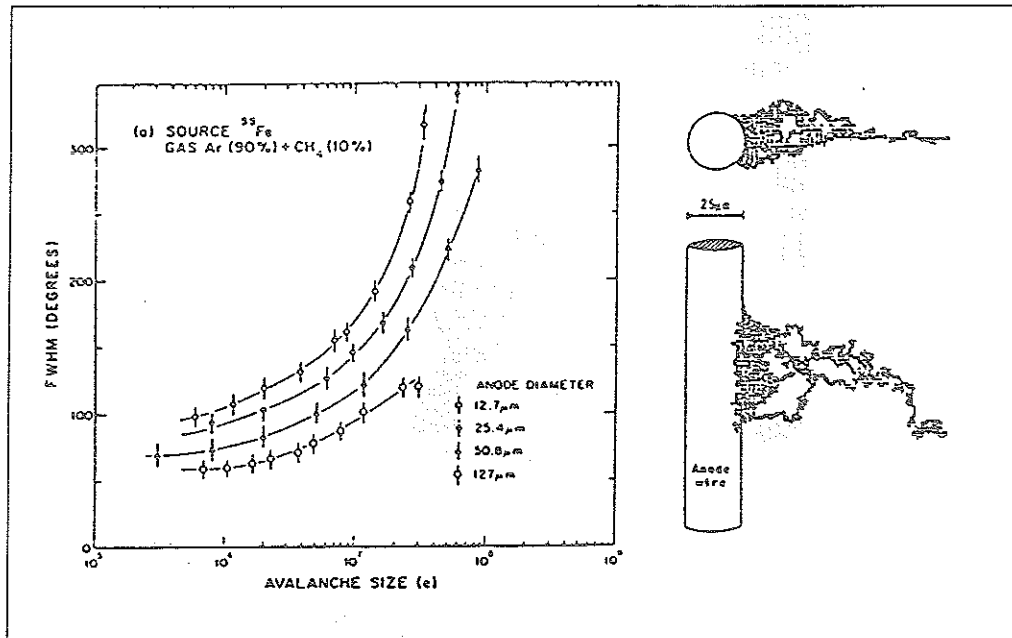


Abbildung 3.1: Simulierte Form der Ladungswolke um den Anodendraht [Mat85] (rechts), Breite der Verteilung des Winkels α in Abhängigkeit von Drahtdurchmesser und Avalanchegröße [Oku79] (links)

bestimmen, die auf den Potentialdrähten rechts und links der Anode influenziert wird. Ein einfacher Ansatz¹ beschreibt die influenzierte Ladung als Überlagerung eines konstanten Anteils mit einer Projektion des Ladungsschwerpunktes auf die Drahtebene:

$$\begin{aligned} Q_{\text{ind}}(P_l) &= Q \cdot \left(c_1 - \frac{1}{2} c_2 \sin \alpha \right) \\ Q_{\text{ind}}(P_r) &= Q \cdot \left(c_1 + \frac{1}{2} c_2 \sin \alpha \right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Durch Subtraktion der influenzierten Signale $P_r - P_l$ kann der unbekannte konstante Term c_1 eliminiert werden. Da die Energieabgabe des nachgewiesenen Teilchens und somit auch die auf dem Anodendraht deponierte Ladung Q einer Landauverteilung unterliegt, müssen die Signale noch normiert werden, dazu benutzt man die Summe der influenzierten Ladungen. Man erhält so:

$$\frac{Q_{\text{ind}}(P_r) - Q_{\text{ind}}(P_l)}{Q_{\text{ind}}(P_r) + Q_{\text{ind}}(P_l)} = \frac{\Delta P}{\Sigma P} = \frac{c_2 \cdot \sin \alpha}{2c_1} \quad (3.3)$$

¹die Rechnungen dieses Abschnitts beziehen sich zunächst nur auf Spuren, die komplett durch eine Driftzelle verlaufen

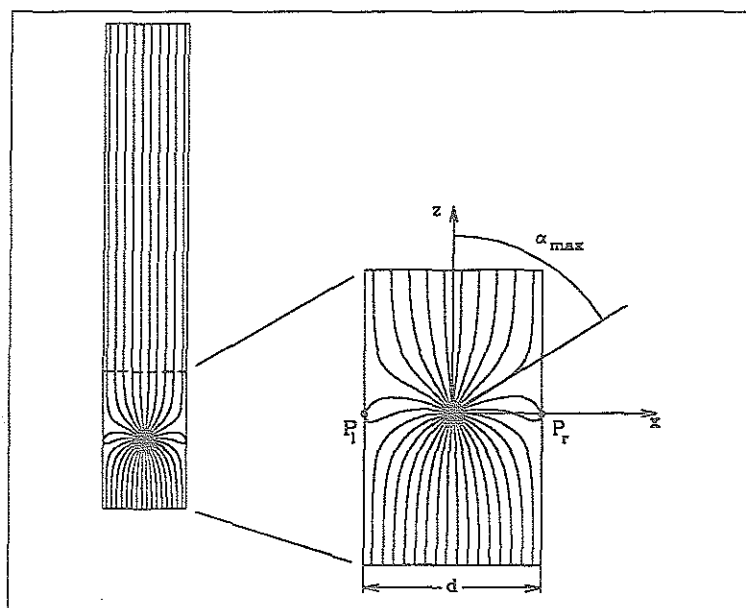


Abbildung 3.2: Feldverlauf innerhalb einer Driftzelle mit Vergrößerung des zylindersymmetrischen Bereiches. α_{max} bezeichnet den maximalen Winkel, unter dem Feldlinien aus dem Driftraum auf den Signaldraht treffen

Nach Eichung der Kammer läßt sich somit der Ort des Teilchens senkrecht zur Drahtebene (bei schrägen Spuren der Schwerpunkt der Spur) aus der auf die Potentialdrähte influenzierte Ladung bestimmen:

$$x \simeq \frac{d}{2\alpha_{max}} \cdot \arcsin \left(\frac{2c_1}{c_2} \cdot \frac{\Delta P}{\sum P} \right). \quad (3.4)$$

Ortsauflösung für schräge Spuren und Asymmetrie der Kammer

Für gerade Spuren, welche die Kammer genau senkrecht zur Drahtebene durchlaufen, liegen alle primären Ladungcluster auf einer Feldlinie und der Azimutwinkel α der Ladungslawine bleibt über die gesamte Driftzeit näherungsweise unverändert. Die Ortsunschärfe σ_x wird in diesem Fall durch die Diffusion, die Beiträge des inhomogenen Feldbereichs sowie durch das Signal/Rausch-Verhältnis dominiert².

Berücksichtigt man dagegen auch schräge Spuren, so ändert sich die Position des Lawinenschwerpunktes mit der Driftzeit. Bedingt durch die statistische Verteilung der Primärisation ergibt sich daraus bei Integration über das gesamte Signal ein zusätzlicher Fehler in der Ortsbestimmung, der von der Steilheit des Winkels ϑ zwischen der Spur und den Feldlinien im homoge-

²Eine detaillierte Abhandlung über Fehlerbeiträge und -größe findet sich z.B. in [Ste91] und [Dec92]

nen Driftbereich abhängig ist. Gleichung 3.5 [Wal87] beschreibt den winkelabhängigen Fehler, er liegt je nach Gasmischung in der Größenordnung von ca. $5 - 10 \mu\text{m}/^\circ$ und addiert sich quadratisch zu den anderen Fehlerbeiträgen.

$$\sigma_x(\vartheta) = \frac{n_p^{-1/3}}{\sqrt{12}} \cdot (2L)^{2/3} \cdot \tan \vartheta \quad (3.5)$$

mit

$$\begin{aligned} n_p &= \text{Zahl der primär erzeugten Ladungsträger} \\ L &= \text{Spurlänge} \end{aligned}$$

Eine Minimierung dieses Fehlers (und des Fehlerbeitrages aus dem inhomogenen Feldbereich) läßt sich erreichen, indem man das Signal in festen Zeitabständen mehrere Male abtastet und sich so N voneinander unabhängige Meßwerte verschafft. Eine solche 'elektronische Unterteilung' der Kammer wird durch eine Auslese der Signale mit FADC realisiert. Da sich in diesem Fall sowohl die Anzahl der primären Ladungsträger n_p wie auch die Spurlänge L um einen Faktor $1/N$ reduziert, folgt für eine solche Messung aus Gleichung 3.5:

$$\sigma_x^N = N^{-1/3} \cdot \sigma_x \quad (3.6)$$

Berücksichtigt man die Gesamtheit aller N Messungen, so erhält man zusätzlich noch eine statistische Verbesserung um den Faktor $1/\sqrt{N}$.

Die elektronische Unterteilung der Kammersignale setzt voraus, daß innerhalb eines Zeitabschnittes das Signal nur von Ladungsklustern erzeugt wurde, die weitgehend auf einer einzigen Feldlinie liegen. Dies ist jedoch bei einer symmetrischen Driftkammer und schrägen Spuren nicht gegeben, da hier die primären Cluster aus dem oberen und unteren Driftraum gleichzeitig am Draht eintreffen. Aus diesem Grund wurde eine asymmetrische Influenzdriftkammer entwickelt, bei der ein Driftraum so weit wie möglich verkürzt wurde (die Dimensionierung der Kammer und die Stabilität in Abhängigkeit von der Asymmetrie wurden im Rahmen einer Diplomarbeit [Gei89] untersucht). Somit ist sichergestellt, daß ab einer bestimmten Driftzeit

$$t_{\min} = \frac{l_n}{v_d} \quad (3.7)$$

mit

$$\begin{aligned} l_n &= \text{maximale Länge der Feldlinie zur nahen Kathode} \\ v_d &= \text{Driftgeschwindigkeit} \end{aligned}$$

die Signale nur noch von den primären Ladungsklustern aus dem langen Driftraum erzeugt wurden. In diesem Fall kann durch eine zeitliche Unterteilung des Signals mit schnellen FADC eine Verbesserung der Ortsauflösung für stark geneigte Spuren erreicht werden.

3.2 Die Jülicher Influenzdriftkammer

Im Rahmen des PS185-Experiments wurde im Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich bereits eine asymmetrische Influenzdriftkammer entwickelt und angefertigt. Da die Konstruktion der Kammer bereits in [Dec92] ausführlich beschrieben wurde, beschränkt sich dieser Abschnitt auf eine Skizzierung des Aufbaus der Jülicher IDC sowie einiger wichtiger Details. Näher erläutert werden vor allem die seit dem letzten Einsatz der Kammer entwickelten Verbesserungen bezüglich der Stabilität und Betriebsicherheit.

3.2.1 Dimensionierung der Kammer

Die Dimensionierung einer IDC-Ebene wird aus Abb. 3.3 ersichtlich. Eine Ebene besteht aus 36 Anodendrähten, je 10 feldformenden Randdrähten zu beiden Seiten (mit einem Durchmesser von $10\ \mu\text{m}$ und $12\ \mu\text{m}$) und insgesamt 57 Potentialdrähten, die Signaldrähte spannen damit eine sensitive Kammerfläche mit einer Breite von $21.6\ \text{mm}$ auf.

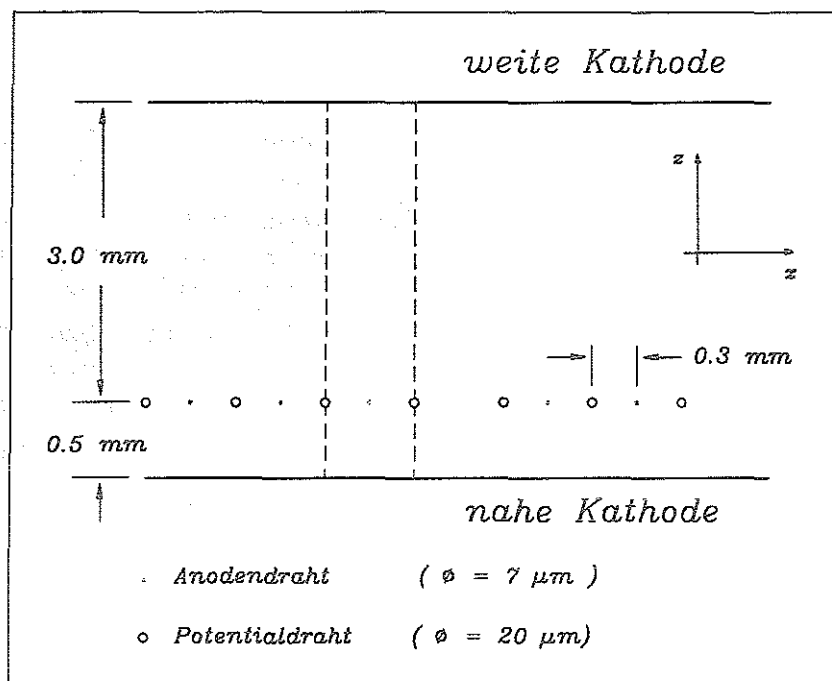


Abbildung 3.3: Dimensionierung einer Kammerebene

Die Hochspannungen für die beiden Kathoden, die Potentialdrähte sowie den Randbereich werden über einen einfachen Widerstands-Spannungsteiler erzeugt, die Anodendrähte werden durchgehend auf Massepotential gelegt. Die Verhältnisse der einzelnen Potentiale untereinander sind in Tabelle 3.1 festgelegt.

Komponente	Potential
Weite Kathode	U_{KW}
Nahe Kathode	$U_{KN} = 0.46 \cdot U_{KW}$
Potentialdrähte (Mitte)	$U_P = 0.31 \cdot U_{KW}$
Potentialdrähte (Rand)	$U_R = 0.23 \cdot U_{KW}$

Tabelle 3.1: Spannungsverhältnisse für die verschiedenen Komponenten einer IDC-Ebene

Innerhalb der Grenzen, die durch die Stabilität der Kammer vorgegeben sind, läßt sich im Driftraum ein homogenes elektrisches Feld von bis zu 11.5 kV/cm einstellen. Abbildung 3.4 zeigt den Betrag des elektrischen Feldes für einen Schnitt in z-Richtung durch einen Anodendraht.

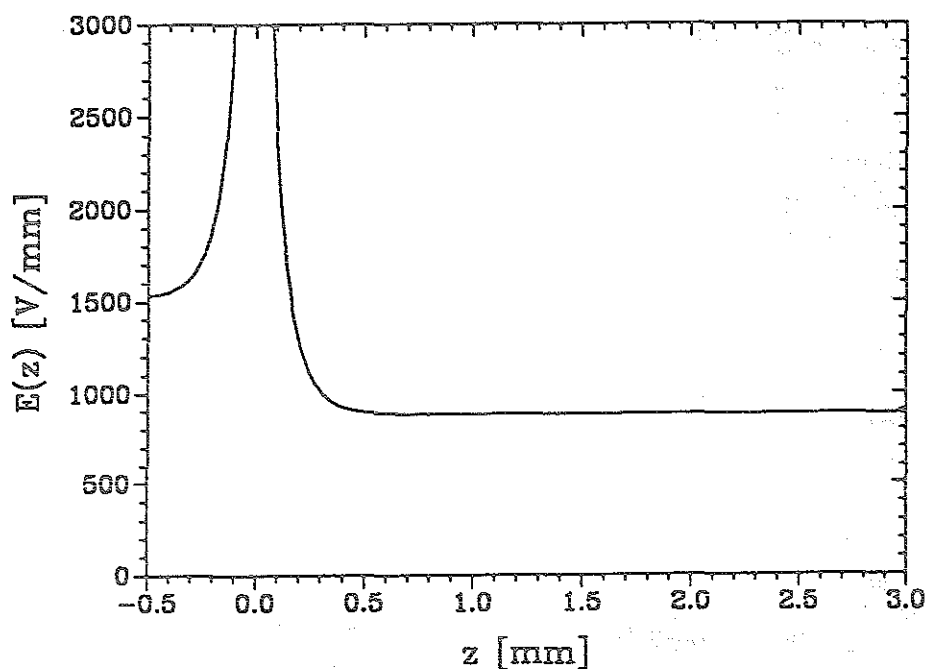


Abbildung 3.4: Betrag des elektrischen Driftfeldes in einer IDC-Zelle entlang der z-Richtung

3.2.2 Konstruktion und Aufbau

Die Explosionszeichnung in Abb. 3.5 beschreibt anschaulich den Aufbau einer Kammerebene der Jülicher IDC. Auf einer Trägerplatte aus Aluminium³ befindet sich ein Keramikrahmen, auf dem die Drahtebene gespannt ist. Die Drähte werden auf dieser Keramik mit dem Kleber Torr Seal der Firma Varian fixiert, nachdem sie zuvor auf einer speziellen Drahtlegemaschine in einem staubfreien Raum einjustiert und gespannt wurden⁴. Mittels eines gepulsten Neodyme-Yag-Lasers werden die überstehenden Drahtenden der Potential- und Anodendrähte auf jeweils einer Seite innerhalb des Klebers verdampft. Alle Anschlüsse der Anoden werden einer Seite zugeführt, während die auf Hochspannung liegenden Potential- und Randdrähte auf der gegenüberliegenden Seite kontaktiert werden. Auf diese Weise können Überschlüsse im Bereich der Drahtkontaktierung weitgehend ausgeschlossen werden.

Über der Drahtebene befinden sich auf einem zweiten Keramikrahmen die beiden Kathodenflächen. Ein solcher Kathodenrahmen enthält dabei immer die nahe Kathode für die Ebene, auf der der Kathodenträger montiert wird und eine weite Kathode für die darüberliegende nächste Ebene. Um der Kammer eine möglichst geringe Massenbelegung zu geben, bestehen die Kathoden aus zwei 25 μm dicken Kaptonfolien, die über eine Maske mit 0.3 μm Gold bedampft werden. Die Folien werden gespannt und gegeneinander auf den Keramikträger geklebt, zur Kontaktierung werden zwei dünne teflonbeschichtete Drähte vorsichtig auf die Goldbedampfung aufgelötet. Auf die Form des Kathodenlayouts wird im folgenden Abschnitt noch näher eingegangen. Der Kathodenrahmen wird auf die Trägerplatte aufgeschraubt, der Abstand zur Drahtebene wird hierbei durch 0.5 mm starke Unterleg-Scheiben gewährleistet.

An die Signal- und Hochspannungszuführung in die Kammer wurden besondere Anforderungen gestellt. Diese Verbindung sollte

- auf engstem Raum eine möglichst große Anzahl von Zuleitungen aufnehmen,
- eine gasdichte Durchführung der Signale darstellen,
- eine hohe HV-Festigkeit bei minimalen Kriechströmen bieten.

Als Lösung, die alle diese Anforderungen gleichermaßen gut erfüllt, wurde eine mit Leiterbahnen bedruckte, flexible Kaptonfolie ausgewählt. Im Kontaktierungsbereich der Drähte ließ sich damit eine Leiterbahnbreite von 200 μm realisieren, bei einem Leiterbahnabstand von 600 μm . Um für die vielen

³Es handelt sich hierbei um gehärtetes Aluminium Fortal STS der Firma ALMET

⁴Der Aufbau der Drahtlegemaschine ist in [Ste91] dokumentiert.

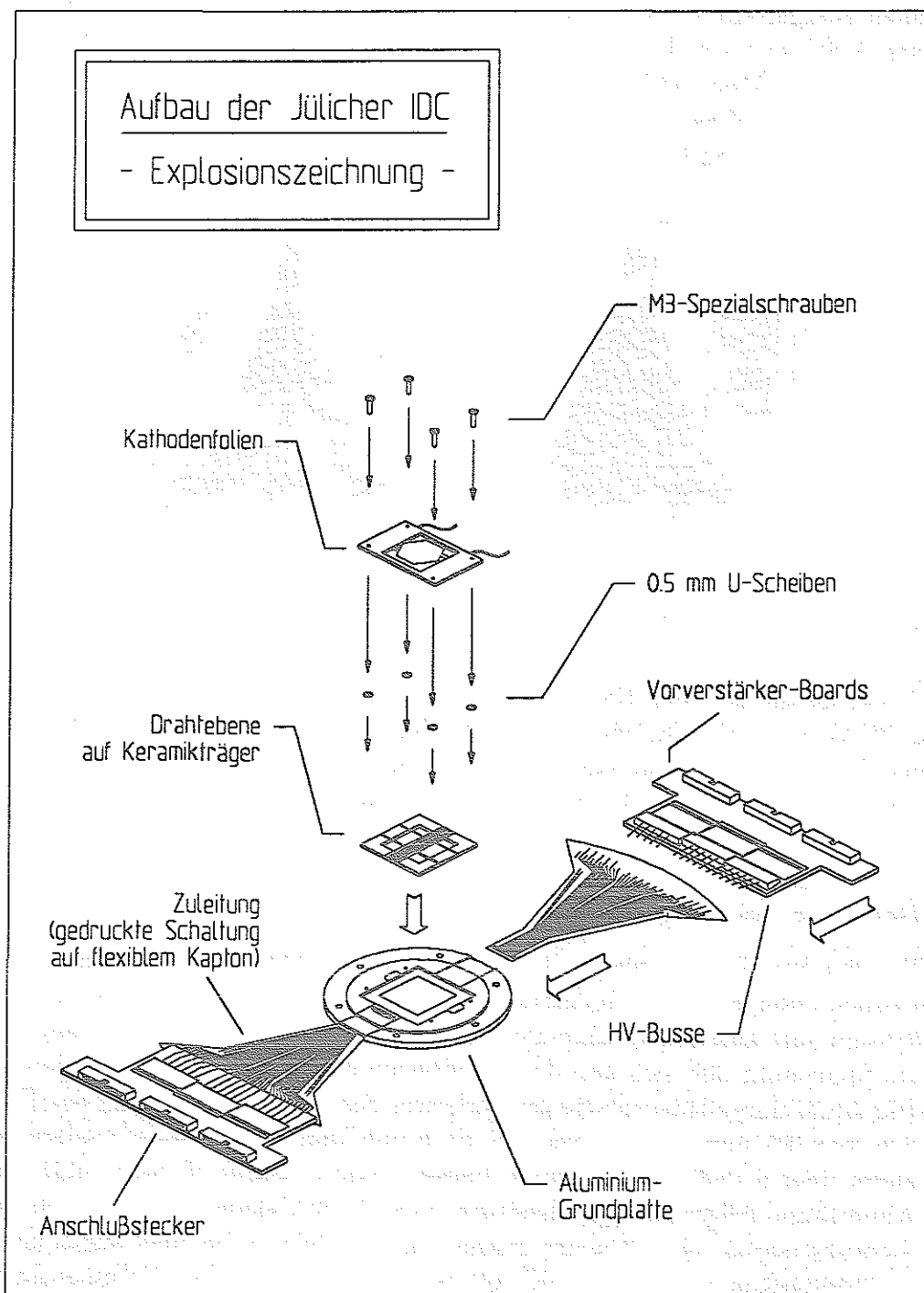


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau einer Ebene der Jülicher IDC

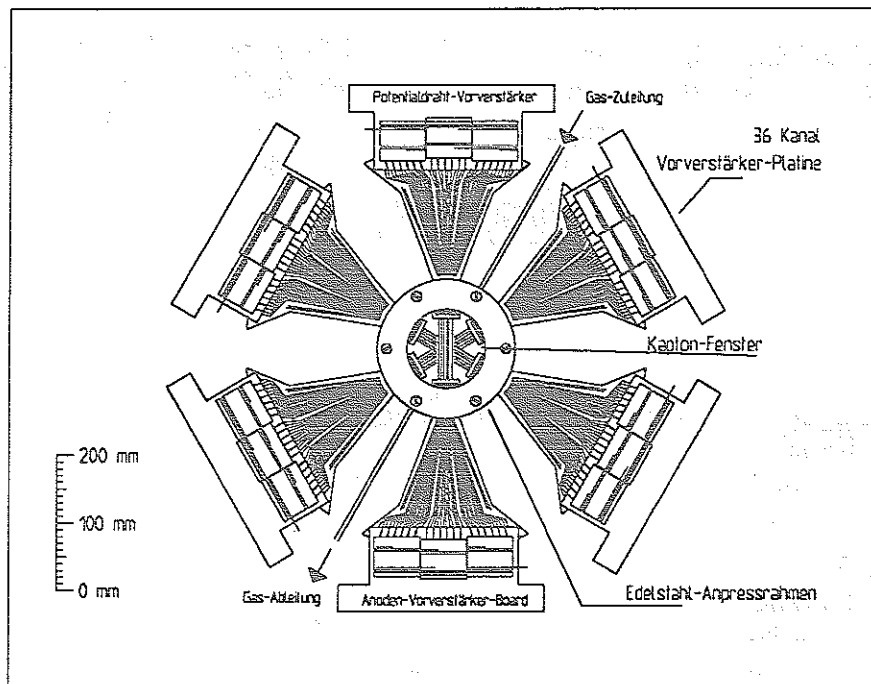


Abbildung 3.7: Komplettaufbau einer mehrlagigen Influenzdriftkammer

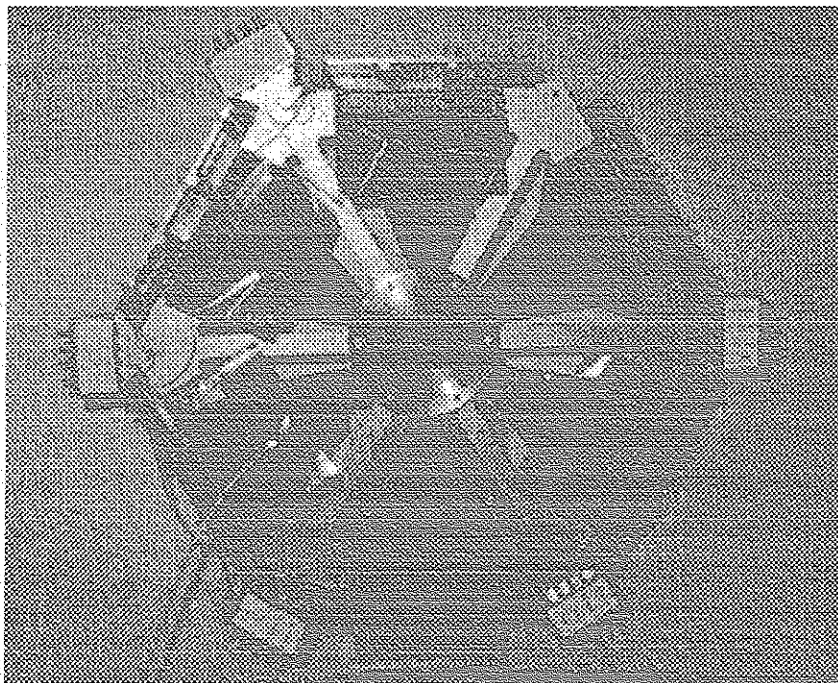


Abbildung 3.8: Aufnahme der IDC (mit 5 Ebenen auf einem Tragegestell montiert)

Analogelektronik

Die Analogelektronik zur Verstärkung und Pulsformung der Kammersignale wurde an der Gesamthochschule Siegen entwickelt [Bad91]. Die Vorverstärker sind ebenso wie die pulsformenden Shaper in Dickfilm- und SMD-Technik auf Keramiksubstrat gefertigt. Die Daten der ladungsempfindlichen Vorverstärker Typ TRSN (für die negativen Anodensignale) und CSS6 (für die positiven Influenzsignale) können der nachfolgenden Tabelle entnommen werden.

	TRSN	CSS6
Kanäle	6	
Versorgungsspannung	$+ 3.4 \text{ V} / -2.6 \text{ V} \mid + 4.8 \text{ V} / - 9.0 \text{ V}$	
Anstiegszeit	ca. 2.5 ns	
Abfallzeit	ca. 6 ns	
Ladungsverstärkung	$750 \text{ mV}/10^6 e^- \mid \sim 2 \text{ V}/10^6 e^-$	
Rauschen	$1500 e^-$	
Ausgangstreiber	bipolar, 110 Ω -Twisted-Pair	

Tabelle 3.2: Daten der IDC-Vorverstärker

Die Ausgangssignale der Vorverstärker werden über ca. 15 m 'Twisted-Pair'-Kabel zu den pulsformenden Hauptverstärkern geleitet. Um eine möglichst hohe Ratenverträglichkeit zu erreichen, werden mit diesen sogenannten 'Pole-Zero-Shapern' die langsam abfallenden Kammersignale in sehr kurze Pulse umgewandelt. Die Pulshöhe und die Signalsteilheit lassen sich bei den Siegener Shapern getrennt einstellen; außerdem sind die bipolaren Ausgangssignale noch einmal gesplittet, so daß parallel zur Ansteuerung der FADC auch noch eine Auslese mit ADC oder die Verwendung der Signale zum Trigger möglich ist. Für die Shaper-Substrate, die jeweils zwei Kanäle tragen, wurde in Jülich ein Einschub mit Temperatur- und Spannungsüberwachung zur Aufnahme von 48 Modulen entwickelt und gebaut.

Gassystem

Für den Betrieb der IDC empfiehlt sich ein Kammergas mit hoher spezifischer Dichte und demzufolge hoher Primärionisation. Gewählt wurde reines Isobutan ($i\text{-C}_4\text{H}_{10}$) ohne Zusatz von Ethanol oder anderen Quenchern bei ca. 1 Atmosphäre Druck. Auf diese Weise ließ sich das in den Voruntersuchungen benötigte aufwendige Gasmisch-System auf einen einfachen Aufbau aus Gasflasche, Durchflußregler und Gaswaschflasche reduzieren.

3.2.3 Modifikation des Kathodenlayouts

In der im vorigen Abschnitt beschriebenen Bauform wurde die Jülicher Influenzdriftkammer bereits in einer Testmessung am CERN im Dezember 1991 mit 8 Ebenen eingesetzt. Allerdings kam es im Verlauf der Messung mehrfach zu Hochspannungsüberschlägen, die sofort mehrere Drähte in einer Ebene zerstörten und damit die Stilllegung der kompletten Ebene erzwangen. Die Reparatur einer Ebene ist ein sehr komplizierter und zeitaufwendiger Vorgang, der überdies der Stabilität einer Ebene keineswegs zuträglich ist. Die Beseitigung der Ursache dieser Überschläge sowie eine weitgehende Desensibilisierung der Kammer gegen Funkeneinschlag waren daher das Ziel der Untersuchungen, die sich an diese Messung anschlossen. Die Ergebnisse werden in diesem und dem folgenden Abschnitt erörtert.

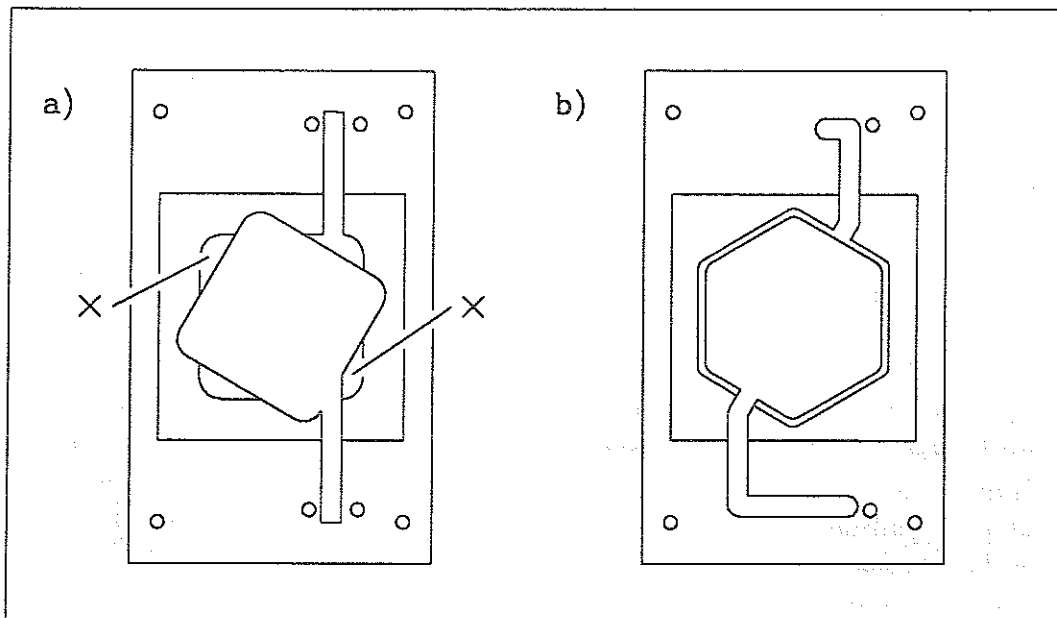


Abbildung 3.9: Altes und neues Layout der auf einem Kathodenträger montierten Kathodenfolien ('x' kennzeichnet Felddurchgriffe beim alten Kathodenlayout)

Eine Ursache für Funkenüberschläge innerhalb der Kammer wurde schon im Stadium der letzten Labortests vor der CERN-Messung ermittelt, sie betraf das Layout der Kathodenfolien. In ihrer ursprünglichen Form (Abb. 3.9 a)) handelte es sich dabei um eine quadratische Fläche mit 40 mm Seitenlänge, die Folie der weiten Kathode für die darüberliegende nächste Ebene war dementsprechend um 120° gedreht. Dadurch kam es an den mit 'x' gekennzeichneten Stellen zu einem Felddurchgriff von der weiten Kathode auf die darunterliegende Drahtebene. Da der Abstand der weiten Kathode zu dieser Drahtebene nur 0.5 mm beträgt (im Gegensatz zur nächsthöheren Draht-

ebene, bei der, wie beabsichtigt, ein Kathodenabstand von 3 mm vorliegt), wird hier ein unzulässig hohes elektrisches Feld aufgebaut, welches schon bei relativ niedrigen Spannungen zu Überschlügen führte.

Um solche Felddurchgriffe der beiden Kathoden auszuschließen, mußte das Layout der Kathodenfolien geändert werden. Eine Vermeidung von Felddurchgriffen erreicht man, indem man die beiden Kathodenflächen exakt deckungsgleich macht. Berücksichtigt man dabei die 120°-Drehung der beiden Kathoden gegeneinander, so ergibt sich für die Kathodenfläche die Form eines gleichseitigen Sechsecks. Um einen Felddurchgriff bei eventueller Fehlpolygonierung der Folien gegeneinander auszuschließen, wurde die Fläche der nahen Kathode geringfügig vergrößert (siehe Abb. 3.9 b)). Lediglich durch die Zuleitung zu den Kathodenflächen ergibt sich noch ein minimaler Felddurchgriff, dieser wirkt allerdings erst auf die um 2 Lagen tiefere Ebene (also über einen Abstand von 4 mm) und ist prinzipiell nicht vermeidbar. Spätere Messungen haben gezeigt, daß durch diesen Felddurchgriff die Spannungsfestigkeit der Kammer nicht beeinträchtigt wurde.

3.2.4 Stabilisierung der Kammerdrähte

Trotz der Vermeidung offenkundiger Fehler, wie dem oben beschriebenen Felddurchgriff von der weiten Kathode, und trotz akkurater Arbeit beim Zusammenbau ist es bei einer solchen miniaturisierten Driftkammer kaum möglich, Hochspannungsüberschläge prinzipiell auszuschließen. Ursachen hierfür können z.B. mikroskopisch kleine Knickstellen an den Drähten, Flußmittelreste im Kontaktierungsbereich oder Whiskerbildung bei Alterung der Kammer sein. Um dennoch einen stabilen Betrieb der Kammer über eine längere Zeitdauer sicherzustellen und Untersuchungen über die Funkenursache überhaupt erst zu ermöglichen, sollte die Drahtebene weitestgehend resistent gegen Funkeneinwirkung sein. Zu diesem Zweck wurde eine Untersuchung (veröffentlicht unter [Rod93a]) durchgeführt, die Aufschlüsse über den Mechanismus des Drahtreißen bei Hochspannungsüberschlügen liefern sollte.

Experimentelle Grundlagen

In einer Versuchsreihe mit einer kleinen Kammer, bestehend aus zwei Potentialdrähten ($\varnothing = 20 \mu\text{m}$) und einer Anode ($\varnothing = 10 \mu\text{m}$) wurde für verschiedene Gasmischungen das Verhalten von Drähten unter Funkeneinwirkung untersucht. Dabei wurde die Energie des Funkens (durch Veränderung der Kammerkapazität C_x) und die mechanische Drahtspannung variiert. Die Funkenbildung und die Bewegung der Drähte konnte während der Versuche durch ein Mikroskop mit angeschlossener CCD-Kamera beobachtet werden (zwei Fotos von einem Funkenüberschlag zeigt Abb. 3.10).

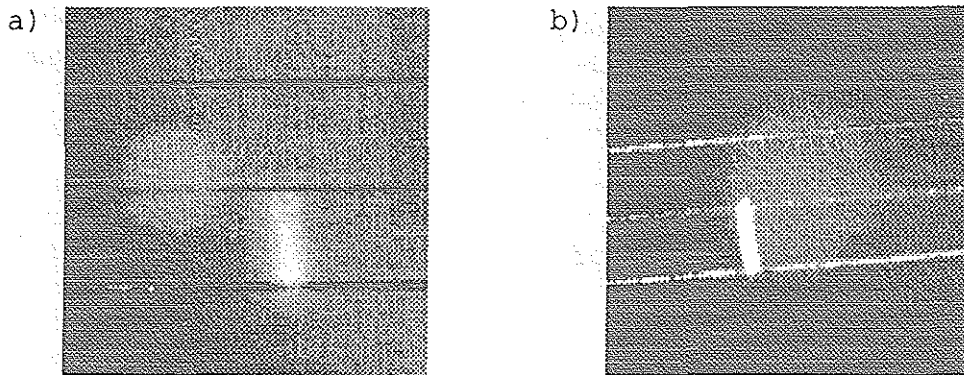


Abbildung 3.10: Funkenüberschläge in einer Drahtkammer bei verschiedenen Kammergasen, a) Argon, $U = 700 \text{ V}$, $C_x = 3 \text{ nF}$, b) Isobutan, $U = 2100 \text{ V}$, $C_x = 1 \text{ nF}$

Die Ergebnisse der Untersuchung lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Für Gase mit einer niedrigen Durchbruchfeldstärke (z.B. Argon/Methan) wird durch die vom Funken deponierte Energie der Draht lediglich erwärmt. Dies läßt sich anhand einer kurzzeitigen Ausdehnung des Drahtes um ca. $10 \mu\text{m}$ folgern. Eine Zerstörung des Drahtes erfolgt erst bei mehrfacher Funkeneinwirkung und tritt an Stellen auf, an denen der Draht einen engen Biegeradius aufweist oder über scharfe Kanten verläuft. Demzufolge wurde das Reißen des Drahtes auf die longitudinale Bewegung des Drahtes bei seiner Erwärmung und nicht auf die direkte Funkeneinwirkung zurückgeführt. Dies wird auch durch die Tatsache gestützt, daß ein direkter Zusammenhang zwischen der Energie des Funkens und der Reißwahrscheinlichkeit nicht beobachtet werden konnte.
- Demgegenüber weisen Gase wie z.B. Isobutan (das in der IDC benutzt wird) eine etwa dreifach höhere Durchbruchfeldstärke auf. In dem Funken ist daher auch eine wesentlich höhere Energie enthalten, da die Durchbruchsspannung quadratisch in die Funkenenergie $W_{\text{spark}} = \frac{1}{2} C_x U^2$ eingeht. Der Draht reißt fast immer beim ersten Funkenüberschlag, die Bruchstelle liegt dabei im Bereich des Funkens. Außerdem konnte ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Funkenenergie, die zum Reißen eines Drahtes benötigt wurde und der mechanischen Spannung des Drahtes festgestellt werden (siehe Abb. 3.11). Dies legt die Schlußfolgerung nahe, daß für den Fall hoher deponierter Funkenenergie der Draht im Bereich des Funkens teilweise angeschmolzen wird und in diesem Zustand der mechanischen Drahtspannung nicht mehr gewachsen ist.

Die bei einem Funkenüberschlag freigesetzte Energie ist durch die Dimensionierung der Kammer und die an den Drähten anliegende Hochspannung vorgegeben und läßt sich insofern nicht verringern. Will man also das Reißen der Drähte bei einem Überschlag verhindern, so muß nach Abb. 3.11 die mechanische Spannung der Drähte reduziert werden.

Im bisherigen Aufbau der IDC wurden die Drähte mit etwa 60 % der vom Hersteller [Luma] angegebenen Zugfestigkeit gespannt, um der elektrostatischen Auslenkung der Drähte im Betrieb entgegenzuwirken. Eine Verringerung der mechanischen Drahtspannung erfordert automatisch auch eine Verkürzung der freien Drahtlänge, da eine weitere Auslenkung der Drähte in Anbetracht des geringen Kathodenabstandes unzulässig wäre. Die minimal anzubringende mechanische Spannung sollte größer sein als die elektrostatische Spannung, die auf die Drähte bei Auslenkung aus ihrer Gleichgewichtsposition wirkt. Dadurch ergibt sich eine Zugspannung von

$$T_{min} \geq \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left(\frac{C_x V_0 L}{d} \right)^2, \quad (3.8)$$

die an die Drähte angelegt werden muß. Eine Obergrenze für die mechanische Spannung wird durch die Forderung festgelegt, daß auch bei Anschmelzen des Drahtes bis zu einer gewissen Tiefe (und somit Verminderung des effektiven Durchmessers des Drahtes) die vom Hersteller vorgegebene maximale

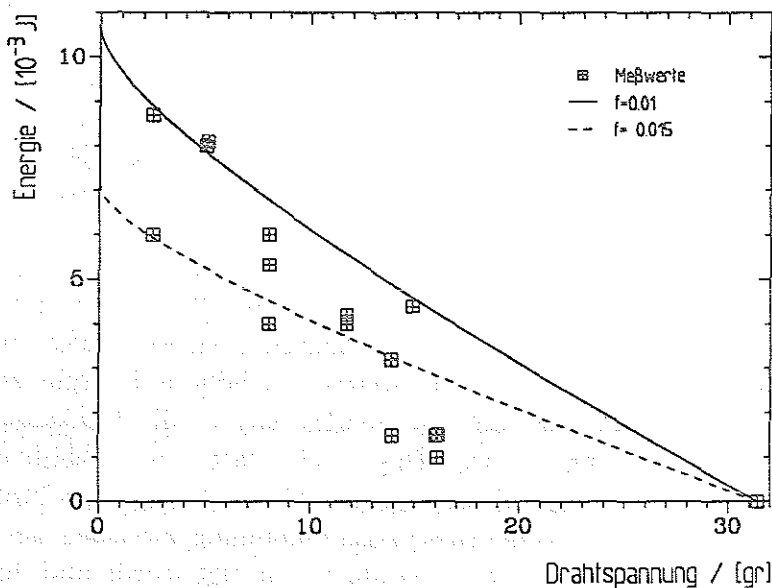


Abbildung 3.11: Funkenenergie, die zum Durchtrennen eines 10 μm -Drahtes benötigt wird, in Abhängigkeit von der mechanischen Drahtspannung (für Isobutan). Die Rechnungen zu den Fitkurven sind in [Rod93] aufgeführt, der Fitparameter beschreibt den Anteil der Funkenenergie, die auf den Draht deponiert wird.

Zugfestigkeit nicht überschritten werden darf. Näherungsweise läßt sich dies beschreiben durch:

$$T_{max} \leq T_{max}^0 \cdot \left[1 - \sqrt{2} + \sqrt{2 - \frac{2 \cdot f \cdot C_x V_0^2}{c_1 \cdot \sigma_s \cdot d^2}} \right]^2 \quad (3.9)$$

mit

$$c_1 = \sqrt[3]{\pi(\alpha \cdot \delta T + \Delta H_F) \rho}$$

und

- α = spezifische Wärme des Drahtes
- δT = Schmelzpunkt - Normaltemperatur
- ΔH_F = Schmelzenthalpie
- ρ = spezifisches Gewicht
- T_{max}^0 = maximale Zugfestigkeit ohne Funkeneinwirkung (lt. Hersteller)
- f = Anteil der auf dem Draht deponierten Energie
- σ_s = Transversale Ausdehnung des Funkens
- d = Drahtdurchmesser

Die Herleitung dieser Näherungsformel einschließlich der hierbei gemachten Annahmen ist in [Rod93a] beschrieben.

In den Laborversuchen konnte durch Reduktion der Drahtspannung eine deutliche Verlängerung der Lebensdauer eines Drahtes unter Funkeneinwirkung erzielt werden, eine Zerstörung des Drahtes trat nun erst nach mehreren hundert bis tausend Überschlügen ein.

Technische Realisierung

Um bei der vorgegebenen Kammergeometrie die mechanische Spannung der Drähte reduzieren zu können war es notwendig, die Drahtebene mehrfach zu unterstützen. Solche Unterstützungen, wie sie auch schon mehrfach in Driftkammern mit großer Drahtlänge eingesetzt wurden, sind allerdings mit dem Nachteil behaftet, daß sie im sensitiven Bereich der Kammer Verzerrungen des elektrischen Feldes und Ineffizienzen hervorrufen. Dies wird am Beispiel einer von Charpak et al. [Cha71] entwickelten Drahtunterstützung für eine ausgedehnte Proportionalkammer in Abb. 3.12 deutlich.

Speziell auf unsere Miniatur-Driftkammer bezogen ist darüberhinaus zu berücksichtigen, daß durch eine massive Unterstützung, z.B. in Form eines Keramikträgers, die geringe Massenbelegung der Kammer im Gasraum signifikant erhöht würde. Als ideale Lösung dieses Problems wurde die Verwendung eines 250 μm dünnen Nylonfadens gefunden, der quer zu den Drähten

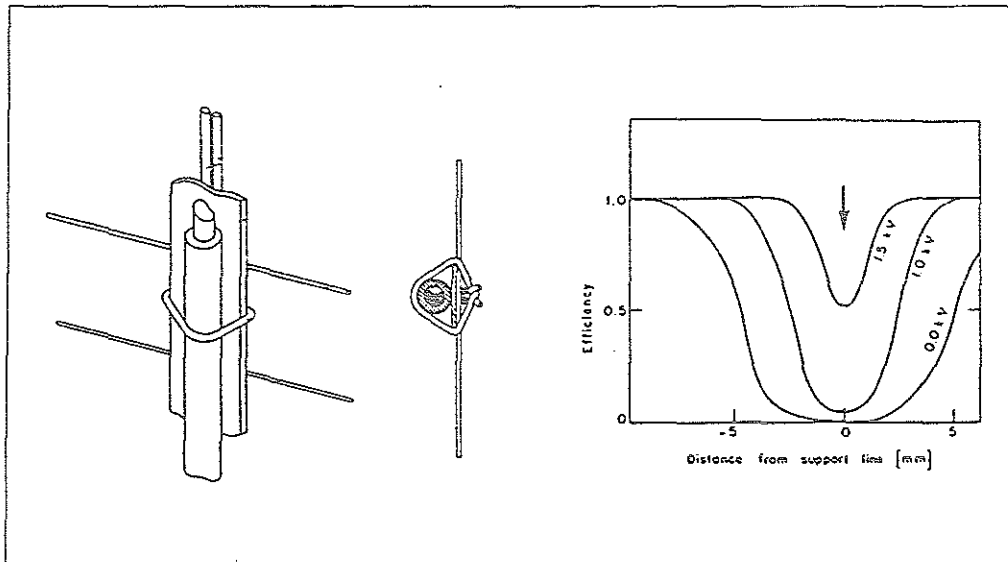


Abbildung 3.12: Drahtunterstützung zur Vermeidung elektrostatischer Instabilitäten in einer MWPC. Die im Bereich der Unterstützung hervorgerufene Ineffizienz läßt sich durch Anlegen einer Korrekturspannung auf einem Leiter quer zu den Drähten teilweise kompensieren, wie die nebenstehende Meßkurve veranschaulicht.

gespannt wird und in den die Drähte elektrisch eingeschmolzen werden. Das Verfahren hierzu wird im folgenden beschrieben.

Auf dem Keramikrahmen, der später die Drahtebene trägt, werden zwei Nylonfäden im Abstand von 25 mm mit Torr Seal befestigt. Auf diese Weise wird die freie Drähtlänge von vorher 60 mm auf maximal 25 mm reduziert, nach Gleichung 3.8 kann somit das Gewicht zum Spannen der Drähte um einen Faktor ≈ 5 vermindert werden. Der Abstand von 25 mm wurde gewählt, da auf diese Weise die sensitive Fläche, die von allen Ebenen überdeckt wird, nicht durch einen Nylonträger gestört wird, eventuelle Ineffizienzen oder Feldverzerrungen in direkter Umgebung des Fadens sind insofern bei der Spurrekonstruktion nicht relevant. In ersten Versuchen wurde beobachtet, daß sich die aufgeklebten Nylonfäden unter Einwirkung der Zugspannung im Verlauf einiger Tage auslängten und durchgingen. Daher wurden die Fäden vor dem Kleben über einen Zeitraum von 6 Stunden mit einem 100 gr-Gewicht vorgespannt. Nach dieser Zeit wurde nur noch eine vernachlässigbare Auslängung gemessen und auch im Langzeitbetrieb nach Aufkleben auf den Keramikträger konnte kein signifikanter Rückgang in der Spannung festgestellt werden.

Die Befestigung der Drähte auf den beiden Nylonfäden erfolgt durch Einschmelzen. Um hierbei die durch die Drahtspannbank vorgegebene exakte

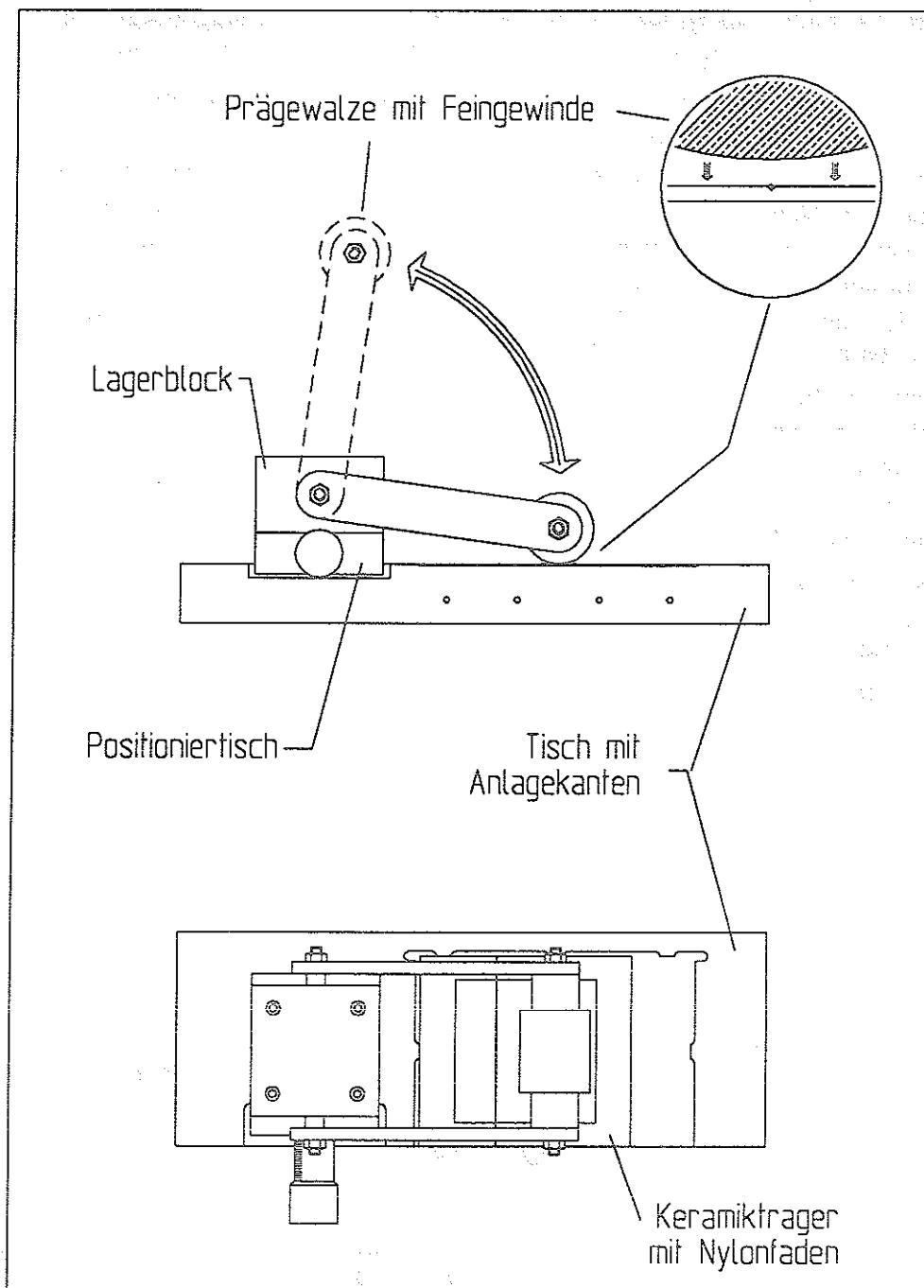


Abbildung 3.13: Prägemaschine zum Anbringen der Positionierungskerben auf die Nylon-Stützfäden

Positionierung der einzelnen Drähte zueinander mit einer Präzision von etwa $5\text{ }\mu\text{m}$ zu erhalten, wird den auf dem Keramikträger aufgeklebten Nylonfäden zusätzlich noch eine Rillenstruktur mit $300\text{ }\mu\text{m}$ Abstand eingepreßt. Zu diesem Zweck wurde die in Abb. 3.13 dargestellte Prägemaschine konstruiert.

Der Keramikträger mit den zwei Nylonfäden liegt hierbei auf einem massiven Aluminiumtisch, die exakte Positionierung erfolgt durch Anlagekanten. Der Rahmen läßt sich um genau 25 mm in eine vordere bzw. hintere Anschlagposition verschieben, dabei ruht jeweils einer der beiden Fäden in einer schmalen Nut und wird so seitlich abgestützt. Über einen Hebelarm wird dann auf den in der Nut liegenden Faden eine Walze abgesenkt, in die auf einer Breite von 35 mm ein Feingewinde mit $300 \pm 2\text{ }\mu\text{m}$ Steigung gedreht wurde. Auf diese Weise werden in den Faden kleine Kerben mit einer Breite von $10 - 40\text{ }\mu\text{m}$ Breite und ca. $50\text{ }\mu\text{m}$ Tiefe in dem gefordertersten Abstand eingepreßt (siehe auch Abb. 3.15 a). Für eine absolute Positionierung in Bezug zum Keramikträger ist diese Walze entlang des Fadens präzise verschiebbar, hierzu ist der gesamte Lagerblock auf einem mit Mikrometerschraube verstellbaren Positioniertisch montiert.

Das Einschmelzen der Drahtebene an den Kreuzungspunkten mit den Nylonfäden erfolgt durch elektrisches Erhitzen der Drähte, der hierzu verwendete Schaltkreis ist in Abb. 3.14 dargestellt.

In der Ruhestellung des Schalters wird zunächst mit einem Durchgangsprüfer der Kontakt zum Draht überprüft, während dieser Zeit ein Elektrolytkondensator über die angeschlossene Spannungsquelle aufgeladen wird. Ist ein einwandfreier, stabiler elektrischer Kontakt zu dem einzuschmelzenden Draht

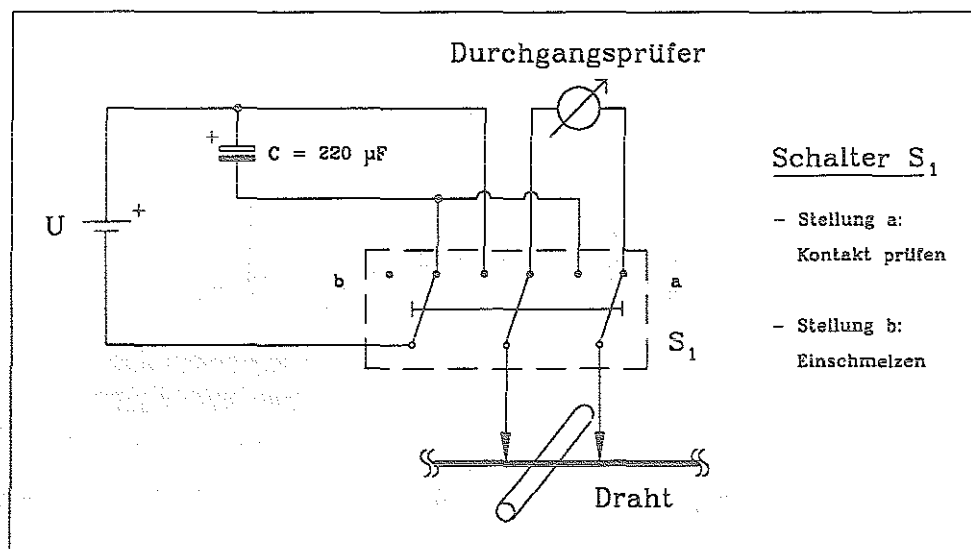


Abbildung 3.14: Schaltplan des Bausteins zum Einschmelzen der Kammerdrähte

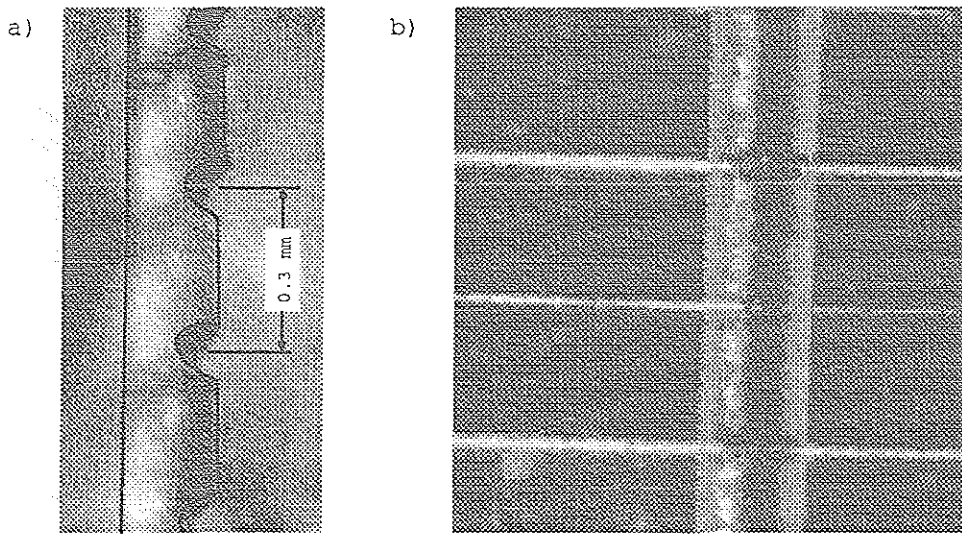


Abbildung 3.15: a) Nylonfaden mit eingepprägten Positionierungskerben, b) in einen Nylon-Stützfaden eingeschmolzene Drähte

hergestellt, wird der Schalter betätigt und der Kondensator entlädt sich nun über den Draht und heizt diesen somit auf. Über die Kapazität des Kondensators und die Höhe der Spannung läßt sich dabei die Heizdauer und die Temperatur des Drahtes beeinflussen. Bei geeigneter Dimensionierung kann man erreichen, daß die Drähte in den Nylonfaden einsinken und das flüssige Nylon sich oberhalb des Drahtes wieder schließt, bevor es erkaltet. Auf diese Weise können die Kammerdrähte an den Kreuzungspunkten sozusagen in die Nylonfäden 'eingebettet' werden. Die Kontaktierung der Drähte erfolgt manuell bei gleichzeitiger Kontrolle über das Mikroskop, wobei es sich in diversen Laborversuchen als günstig erwies, die Drähte lediglich in einem kleinen Bereich um den Nylonfaden zu erhitzen.

Abbildung 3.15 b) zeigt eine Aufnahme von auf diese Weise eingeschmolzenen Drähten. Beim Betrieb der IDC ergaben sich keinerlei Probleme (wie z.B. unzulässig erhöhte Kriechströme o. ä.) durch die Unterstützung der Drahtebene mit Nylonfäden. Tatsächlich konnte sogar erst durch diese Weiterentwicklung ein zuverlässiger Langzeitbetrieb sichergestellt werden.

3.3 Herausragende Eigenschaften

Die Influenzdriftkammer ist als Pendant zu den üblicherweise zur Vertexrekonstruktion verwendeten Silizium-Mikrostreifenzählern zu sehen. Bei ähnlich guter Ortsauflösung sollte allerdings die Driftkammer konstruktionsbedingt eine deutlich geringere Massenbelegung und eine Verbesserung bei der Hochratenverträglichkeit aufweisen. Einige besondere Eigenschaften der Influenzdriftkammer werden in den folgenden Abschnitten ausführlicher dargestellt.

3.3.1 Ortsauflösung

In einer Testmessung am 2.5 GeV Elektronensynchrotron der Universität Bonn wurde im Oktober 1990 die Ortsauflösung der Influenzdriftkammer mit dem Vorgängermodell der zuvor beschriebenen Jülicher IDC bestimmt [Dah91]. Abbildung 3.16 zeigt das Ergebnis einer Meßreihe mit senkrechten Spuren bei einer moderaten Gasverstärkung von $6 \cdot 10^3$, man erhält hier eine Ortsauflösung von

$$\sigma_{\perp} = 36 \mu\text{m}.$$

Limitiert wird die Ortsauflösung in diesem Bereich durch das Signal/Rausch-Verhältnis, mit höherer Gasverstärkung verbessert sich demzufolge die Ortsauflösung. Bei einer Gasverstärkung von $1.5 \cdot 10^4$ wurde ein Wert von

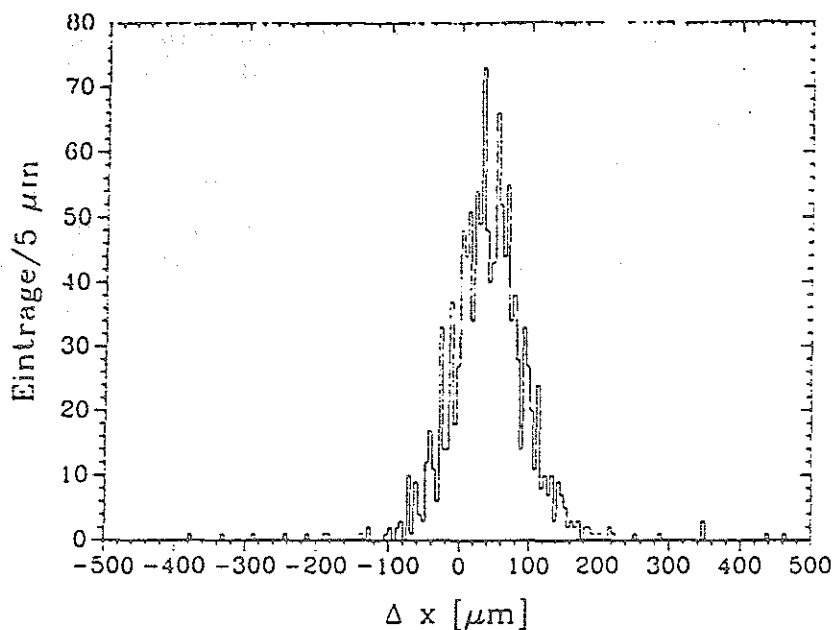


Abbildung 3.16: Ortsauflösung der IDC bei einer Gasverstärkung von $6 \cdot 10^3$ [Dah91]

$\sigma_{\perp} = 24\mu\text{m}$ ermittelt. Das Optimum für den winkelunabhängigen Anteil der Ortsauflösung wird bei einer Gasverstärkung von $5 \cdot 10^4$ erreicht werden, hier erwartet man eine Ortsauflösung von unter $20\mu\text{m}$.

Die Verschlechterung der Ortsauflösung für geneigte Spuren wurde bereits in einer früheren Messung [Krä86] an einer symmetrischen IDC untersucht. Es wurde hier eine Verschlechterung um $5.9\mu\text{m}/^\circ$ festgestellt, der winkelabhängige Anteil an der Ortsauflösung ist also keineswegs vernachlässigbar. In einer Messung mit einer asymmetrischen IDC und 100 MHz FADC konnte erstmals die elektronische Unterteilung des Driftraumes studiert werden, es wurde hier ein Wert von

$$\frac{\sigma_{\vartheta}}{\vartheta} = 2.2\mu\text{m}/^\circ$$

ermittelt [Rod92]. Sollte es in Zukunft möglich sein, durch eine Mehrfach-Abtastung der Signale mit 500 MHz-FADC die Kammer weiter elektronisch zu unterteilen (wie in Abschnitt 3.1 beschrieben), so könnte dieser Fehlerbeitrag noch auf Werte von bis zu $0.5\mu\text{m}/^\circ$ reduziert werden.

3.3.2 Massenbelegung

Wie bereits bei der Beschreibung des TOF-Spektrometers hervorgehoben wurde, sollte ein guter Detektor weitgehend materiefrei sein, um sowohl die Änderung der Teilchenbahn durch Vielfachstreuung als auch die Menge der durch den Detektor hervorgerufenen Sekundärreaktionen so gering wie möglich zu halten. Dies muß natürlich auch beim Einbau eines weiteren Zusatzdetektors berücksichtigt werden, zumal wenn seine Position nah dem Vertexpunkt liegen soll. Für einen solchen Detektor ist also eine möglichst geringe Massenbelegung - auch außerhalb des sensitiven Detektorvolumens (z.B. bei Gehäuse oder Zuleitungen) - anzustreben.

Die Wahrscheinlichkeit, daß die Bahn eines Teilchens beim Durchgang durch Materie aufgrund von Coulomb-Vielfachstreuung abgelenkt wird, wird durch die Strahlungslänge X_0 des jeweiligen Materials wiedergegeben. Die Streuwinkel θ , die sich durch diese Ablenkung ergeben, können näherungsweise durch eine Gauß-Verteilung mit der Breite

$$\theta = \frac{20\text{ MeV}/c}{p \cdot \beta} \cdot z \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right) \quad (3.10)$$

beschrieben werden [PDG90]. Hierbei ist

p = Teilchenimpuls (in MeV/c)

z = Ladung des Teilchens

x = Länge des durchquerten Materials

X_0 = Strahlungslänge

Bei der Bewertung eines Detektors in Hinblick auf die durch ihn hervorgerufene Coulomb-Vielachstreuung ist demzufolge die relative Strahlungslänge $\lambda = x/X_0$ der ausschlaggebende Parameter, sie sollte einen möglichst niedrigen Wert aufweisen.

Ein großer Teil des Nachweisvolumens der Influenzdriftkammer besteht aus Isobutan mit einer hohen Strahlungslänge von $X_0(\text{i} - \text{C}_4\text{H}_{10}) = 16\,930\text{ cm}$ (im Vergleich dazu $X_0(\text{Si}) = 9.36\text{ cm}$). Daraus resultiert eine äußerst geringe Massenbelegung, die für eine einzelne IDC-Ebene bei senkrechtem Teilchendurchgang zu

$$\lambda_{\text{IDC}} = \lambda_{\text{Isobutan}} + \lambda_{\text{Wolframdrähte}} + \lambda_{\text{Kathoden}} = 0.067\%$$

abgeschätzt wurde. Ein typischer Silizium-Mikrostreifenzähler mit einer Dicke von $300\text{ }\mu\text{m}$ würde demgegenüber etwa die fünffache Massenbelegung und einen um den Faktor 2.5 höheren Wert für die Breite θ der Streuwinkel-Verteilung aufweisen. Allerdings muß bei einer sorgfältigeren Diskussion auch der Einfluß der Gehäuseteile, wie z.B. der massiven Edelstahl-Anpreßrahmen oder der Aluminium-Träger, auf Spuren außerhalb des sensitiven Kammerolumens berücksichtigt werden. Zu diesem Zweck wurde für eine IDC mit drei Ebenen (inclusive Kammergehäuse und Kaptonzuleitungen) im Abstand von 7 cm zum Targetpunkt die Massenbelegung für verschiedene Spurwinkel ϑ im Bereich von $0^\circ - 70^\circ$ numerisch berechnet [Dic93]. Der Abstand

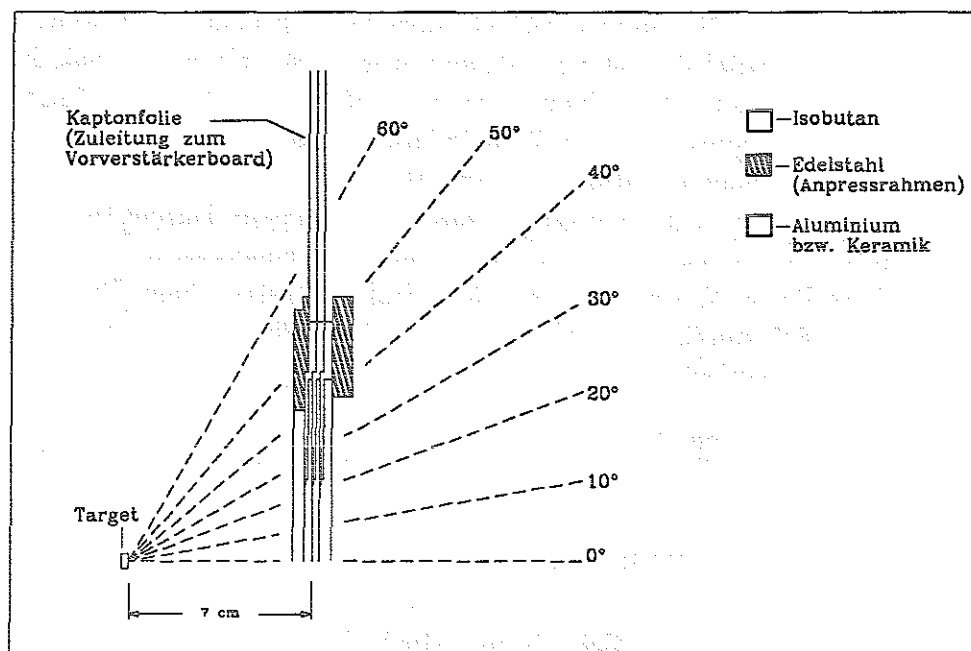


Abbildung 3.17: Schematischer Aufbau einer dreilagigen IDC zur Berechnung einer realistischen Massenbelegung

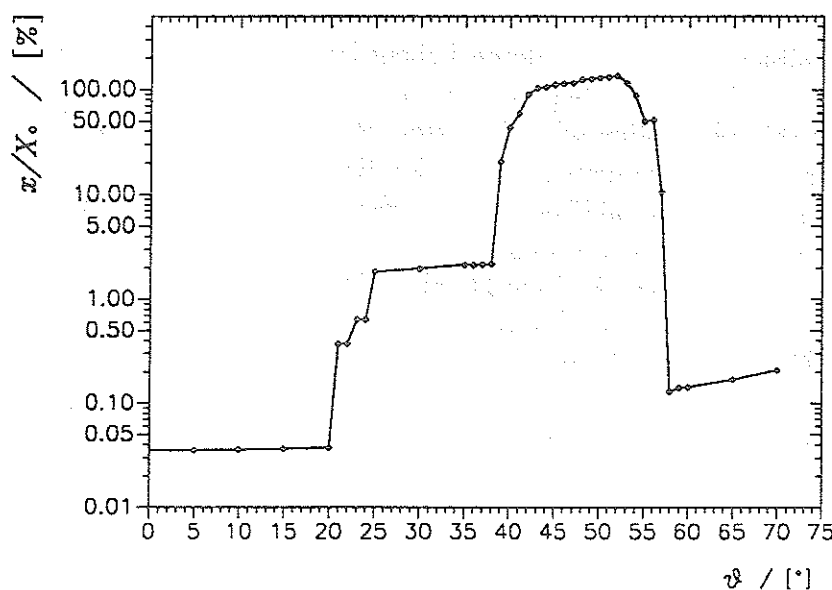


Abbildung 3.18: Massenbelegung in Abhängigkeit vom Spurwinkel ϑ für den Aufbau aus Abb. 3.17

von 7 cm ist dabei abgestimmt auf einen Anbau der IDC an das Rossendorfer Startdetektor-Gehäuse. Abb. 3.17 beschreibt den vereinfachten Aufbau der IDC, der für die Rechnungen zugrunde gelegt wurde; das Ergebnis der Rechnungen ist in Abb. 3.18 dokumentiert.

Wie man erkennt, liegt die oben bereits erwähnte, sehr geringe Massenbelegung bis zu einem Bereich von ca. 20° vor, danach steigt die relative Strahlungslänge (bedingt durch den Aluminiumträger) auf etwa 6 % an. Im Bereich von $35^\circ - 55^\circ$ ist ein weiterer Anstieg auf über 100 % zu verzeichnen, hier sollte man eventuell überlegen, die massiven Edelstahl-Anpreßringe durch eine Konstruktion aus Aluminium zu ersetzen, um die Bildung hadronischer und elektromagnetischer Schauer zu reduzieren.

3.3.3 Hochratenverträglichkeit

Der COSY-Speicherring wird in seiner endgültigen Ausbaustufe in der Lage sein, bis zu 10^{10} Protonen/s bei einem duty-cycle von annähernd $\tau \approx 90$ % zu liefern [Pra93]. Zusammen mit dem auf minimale Totzeit optimierten Szintillatorrhodoskop des Flugzeitspektrometers wird so für Experimente der Mittelenergiephysik ein Bereich hoher Luminosität erschlossen. Dieser Tatsache sollte daher auch ein am TOF-Spektrometer eingesetzter Zusatzdetektor Rechnung tragen.

Für die Beurteilung der Hochratentauglichkeit eines Detektors sind im wesentlichen seine Stabilität, die Nachweiseffizienz sowie die aus der Signallänge und -Verarbeitungszeit resultierenden Totzeitverluste zu berücksichtigen. Im

Gegensatz zu Halbleiterdetektoren, deren Lebensdauer durch eine maximale Dosisleistung ($\sim 10^{14}$ p/mm²) begrenzt ist und die demzufolge bei hohen Raten durch Strahlungsschäden schnell zerstört werden, ist die Lebensdauer von Driftkammern auch unter dem Einfluß hoher Raten praktisch unbegrenzt. Dies beruht auf einem selbststabilisierenden Verhalten, welches durch die Abschirmung der Anodendrähte von den bei der Gasverstärkung produzierten Ionen hervorgerufen wird. Da die Beweglichkeit der Ionen im Bereich einiger $\mu\text{s}/\mu\text{m}$ liegt (im Gegensatz zur Elektronenbeweglichkeit, die um etwa einen Faktor $10^2 - 10^3$ höher ist), kann es im Hochratenbetrieb zur Ausbildung einer positiven Raumladung um die Signaldrähte kommen. Hierdurch wird die effektive Feldstärke im Gasverstärkungsbereich reduziert und es kommt zu einem Absinken der Gasverstärkung. Dieser Effekt, die Abnahme der Gasverstärkung bei hoher Rate, wurde z.B. von Walenta bereits beobachtet ([Wal83], siehe auch Abb. 3.19) und ist auch Gegenstand dieser Arbeit.

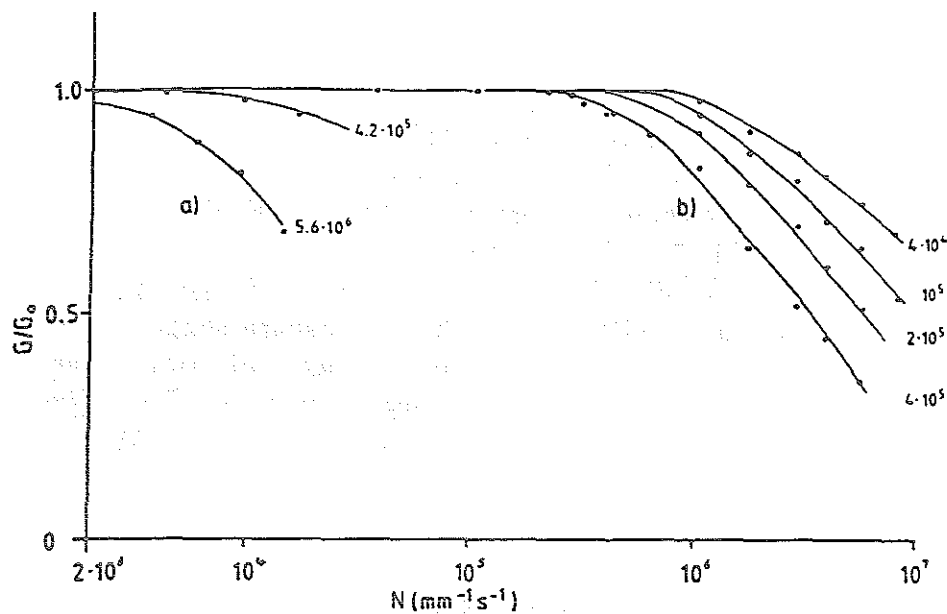


Abbildung 3.19: Normierte Gasverstärkung aufgetragen gegen die Strahlrate/Drahtlänge, Parameter ist die absolute Größe der Gasverstärkung bei niedriger Rate. a) zeigt zwei Messungen an einer Standard-Driftkammer mit 10 mm Drahtabstand, b) Ergebnisse mit einer Hochraten-Kammer (Drahtabstand 1.25 mm)

Da in der Driftkammer der größte Teil des Detektorvolumens, nämlich das Kammergas, ständig ausgetauscht wird, beschränkt sich eine mögliche Instabilität durch Strahlungsschäden bei der IDC lediglich auf einige Teile der Kammer, wie z.B. die Kathodenfolien oder das Kaptonfenster auf der Kam-

mer. Eine Zerstörung dieser Bauteile tritt jedoch erst bei extremen Dosisleistungen auf und kann insofern bei der Beurteilung ausgenommen werden.

Mit dem Absinken der Gasverstärkung unter dem Einfluß hoher Strahlraten ist zwangsläufig auch eine reduzierte Nachweis-Efficiency bei kleinen Signalen sowie eine Verschlechterung der Ortsauflösung verbunden. Eine Hauptrichtung bei der Entwicklung neuer Driftkammern in den letzten Jahren war daher der Bau von Kammern mit einem verbesserten Hochratenverhalten, wie z.B. in Abb. 3.19 b) dargestellt. Der ausschlaggebende Parameter hierbei ist die Ausdehnung des zylindersymmetrischen Feldes um den Draht; je kleiner die Driftzelle (und damit auch der Radius des zylindersymmetrischen Feldes), desto besser das Hochratenverhalten. Hinsichtlich dieses Kriteriums sollte die IDC mit einem Drahtabstand von $300\text{ }\mu\text{m}$ einen deutlichen Vorteil gegenüber herkömmlichen Driftkammern aufweisen.

Die Hochratenverträglichkeit der Influenzdriftkammer wird anhand eines neuartigen Meßverfahrens in Kapitel 4 untersucht, dort findet sich auch eine ausführliche theoretische Herleitung des Abschirmungseffektes und eine Abschätzung des Einflusses von Totzeitverlusten.

3.3.4 Einsatz zum Trigger

Neben der im vorigen Abschnitt beschriebenen Verbesserung im Hochratenverhalten ist mit der Miniaturisierung der Zellgröße bei der IDC noch ein weiterer Vorteil verbunden, nämlich die Möglichkeit, Signale der IDC in ein Triggerkonzept miteinzubeziehen.

Bei Verknüpfung zweier Triggerkomponenten, zwischen denen eine Koinzidenz verlangt wird, ist die Rate der zufälligen Koinzidenzen gegeben durch:

$$\dot{N}_z = \dot{N}_1 \cdot \dot{N}_2 \cdot (\tau_1 + \tau_2) \quad (3.11)$$

mit

$\dot{N}_{1,2}$ = Ereignisrate in Detektor 1 bzw. 2

$\tau_{1,2}$ = Koinzidenzlänge von Detektor 1 bzw. 2

Um die Rate der zufälligen Koinzidenzen zu minimieren, sollte demzufolge für beide Detektoren eine möglichst kurze Koinzidenzlänge angestrebt werden. Dies ist jedoch bei normalen Driftkammern i.a. nicht möglich, da hier die Zeit bis zur Registrierung eines Signals stark vom Ort des Teilchendurchgangs abhängt und die Breite der Verteilung zwischen minimaler und maximaler Driftzeit letztlich auch die Güte der Ortsauflösung bestimmt. Die typische Koinzidenzlänge einer normalen Driftkammer liegt daher in der Größenordnung einiger 100 ns.

Bei der Influenzdriftkammer ist, bedingt durch die Miniaturisierung der Driftzelle, der zur Erzeugung eines Zeitsignals benötigte Driftweg auf etwa $300\text{ }\mu\text{m}$

begrenzt⁵. Diese drastische Reduzierung des Driftweges ist erst dadurch möglich, daß bei der IDC die Driftzeit zur Ortsrekonstruktion nicht mehr verwendet wird. Aus dem solchermaßen verkürzten Driftweg resultiert eine äußerst schmale Verteilung zwischen minimaler und maximaler Driftzeit mit einer Breite von wenigen Nanosekunden. Das TDC-Spektrum der Signale von einer Anode der IDC ist in Abb. 3.20 dargestellt. Gemessen wurde eine Breite von $\sigma_t = 9.0$ ns, mit der IDC ist also eine minimale Koinzidenzlänge von ~ 10 ns realisierbar.

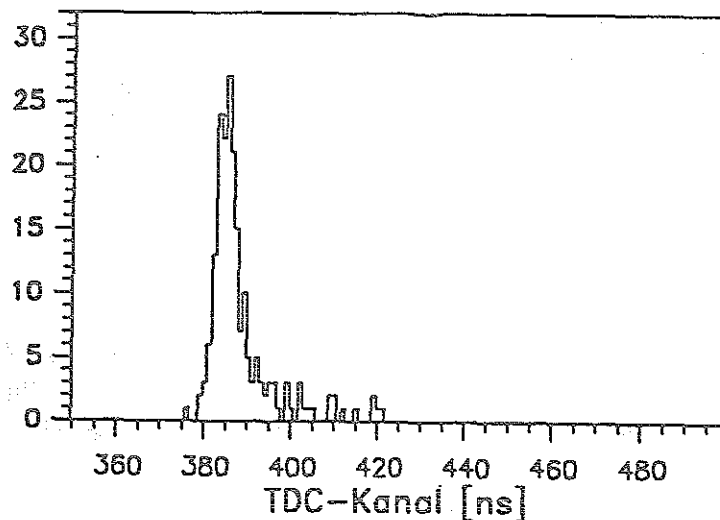


Abbildung 3.20: TDC-Spektrum der Signale von einer Anode der IDC

Mögliche Beiträge zu einem Gesamt-Trigger wären zum Beispiel eine Multiplizitäts- oder Koplanaritätsentscheidung (bei hoher Granularität des Detektors). In diesem Fall würde die IDC als Vieldraht-Proportionalkammer mit einem Drahtabstand von $600 \mu\text{m}$ in den Trigger eingebunden. Die Auswertung der Influenzsignale bleibt davon unbeeinflusst und kann in einer späteren Offline-Analyse erfolgen. Eine wesentlich umfangreichere Diskussion zur Verwendung der IDC als Triggerdetektor ist u.a. in [Dah91] enthalten, darüberhinaus wird hier auch die Möglichkeit der Auslese influenzierter Signale auf einzelnen Segmenten der nahen Kathode untersucht.

⁵dies gilt unter der Annahme, daß das Zeitsignal bereits durch das erste registrierte Cluster festgelegt wird und die Spur möglichst dicht mit Primärclustern belegt ist. Außerdem sollte die Spur komplett durch eine Zelle verlaufen.

3.4 Untersuchungen zum Einsatz am TOF-Spektrometer

In seiner Grundform besteht das Flugzeitspektrometer lediglich aus den in Kapitel 2.1.1 und 2.1.3 dargestellten Detektorelementen, dem Startdetektor und dem Stop-Hodoskop. Hierdurch wird zwar das Konzept des materiefreien Detektors weitgehend realisiert, andererseits bedeutet dies aber auch den Verzicht auf wichtige Informationen, z.B. über die Position des Vertexpunktes innerhalb der Targetzelle (die ja immerhin noch eine Ausdehnung von 6 mm in Strahlrichtung besitzt) oder über eventuelle sekundäre Vertices. Ein zusätzlicher Spurendetektor in der Targetregion könnte bei genügend guter Auflösung darüberhinaus auch noch die Rekonstruktion der Durchstoßpunkte am Quirl-Hodoskop verbessern bzw. bei Efficiency-Verlusten ergänzen⁶. Mit den in Abschnitt 3.3 aufgeführten Eigenschaften erfüllt die Influenzdriftkammer die wichtigsten Anforderungen, die an einen solchen Detektor gestellt werden; insbesondere die äußerst geringe Massenbelegung in Vorwärtsrichtung würde für den Einsatz dieses Detektors sprechen.

Aus der Vielzahl der Untersuchungen, die für eine Bewertung der Vor- und Nachteile beim Einbau der IDC am Flugzeitspektrometer durchgeführt werden müssen, sind in dieser Arbeit lediglich die Ergebnisse einiger Simulationsrechnungen dargestellt, die sich mit der Verbesserung der Winkel- und Impulsrekonstruktion befassen. Einige Fragestellungen, wie z.B. die Verbesserung der Vertexrekonstruktion oder der Nachweis sekundärer Zerfallspunkte, sind abhängig von der Anzahl der eingesetzten IDC-Ebenen oder benötigen zu ihrer Klärung umfangreiche Rechnungen. Andere Punkte, zu denen beispielsweise mögliche Totzeitverluste durch die Auslese der FADC-Daten gehören, sind erst im praxisnahen Einsatz der Kammer am Experiment abzuklären.

3.4.1 Verbesserung in der Rekonstruktion

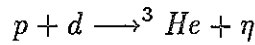
Den Simulationsrechnungen in diesem Abschnitt liegt ein einfaches Modell einer dreilagigen IDC in 7 cm Abstand zum Targetpunkt zugrunde (auf den gleichen Daten beruht die Berechnung der Massenbelegung in Abschnitt 3.3.2, siehe auch Abb. 3.17). Unter Beibehaltung der ursprünglichen Konstruktion des Rossendorfer Startdetektors ist dies der kleinste Abstand, in dem die Kammer in Bezug zum Target montiert werden kann; man erreicht damit für die sensitive Fläche der IDC eine Winkelakzeptanz von

$$\vartheta_{max} = \arctan \left(\frac{10.8 \text{ mm}}{70. \text{ mm}} \right) \approx \pm 9^\circ. \quad (3.12)$$

⁶ Massive Efficiency-Verluste ergeben sich z.B. bei der Messung der ^3He -Fusionsreaktion bei niedrigen Energien, bei der die schweren ^3He -Ausgangsteilchen schon in der ersten Lage des Flugzeit-Hodoskops gestoppt werden.

Dieser Wert liegt in der Größenordnung der mit dem Quirl-Hodoskop vernünftigerweise realisierbaren Winkelakzeptanz. Die wichtigsten Bestandteile der IDC wurden der GEANT-Geometrie-Datei für das im vorigen Kapitel beschriebene MC-Programmpaket hinzugefügt. In den Simulationsrechnungen wird mit den drei IDC-Nachweisebenen pro Teilchendurchgang ein Spurpunkt rekonstruiert, wobei für die winkelabhängige Ortsauflösung die Daten aus Abschnitt 3.3.1 verwendet wurden.

Die Monte-Carlo-Simulationen wurden am Beispiel der Reaktion



bei einem Strahlimpuls von $p_{\text{beam}} = 1640 \text{ MeV/c}$ gerechnet, dies liegt etwa 70 MeV/c oberhalb der η -Produktionsschwelle. Der Wert wurde - wie in Kapitel 2.3.1 erklärt - auf einen Abstand von 4.50 m zwischen Target und Quirl-Hodoskop abgestimmt; auf diese Weise wird die Winkelakzeptanz auf den maximalen Laborwinkel des ${}^3\text{He}$ angepaßt und man erhält die bestmögliche Winkelauflösung. Bei der Simulation wurden die Coulomb-Vielfachstreuung, der Energieverlust in Materie, die Verteilung des Vertexortes über die Länge der Targetzelle sowie die Verrauschung von Flugzeit und Richtungsvektor der rekonstruierten Teilchen als Effekte berücksichtigt.

Winkelauflösung

Die Orts- und Winkelauflösung des Flugzeitspektrometers ist bei hinreichend großem Abstand zwischen Target und Hodoskop (bei dem die endliche Ausdehnung des Targets vernachlässigt werden darf) in erster Näherung durch die Größe der einzelnen Quirl-Pixel bestimmt. Für den in den Simulationsrechnungen verwendeten Abstand von 4.50 m beispielsweise liegt der Raumwinkel, der von den einzelnen Pixeln erfaßt wird, zwischen ca. $2.0 \mu\text{sr}$ und $6.0 \mu\text{sr}$, der mittlere Raumwinkel eines Pixels beträgt exakt

$$\bar{\Theta}_{\text{Quirl}}(d = 4.5\text{m}) = 3.87 \mu\text{sr}.$$

Demgegenüber würde ein von der IDC rekonstruierter Spurpunkt bei einer mittleren Ortsauflösung von $\sigma_x = 60 \mu\text{m}$ und einem Abstand von 7 cm innerhalb einer Fläche mit einem Raumwinkel von

$$\bar{\Theta}_{\text{IDC}}(d = 0.07\text{m}) = 0.18 \mu\text{sr}$$

liegen. Diese Größenabschätzung läßt annehmen, daß mit der IDC eine Verbesserung in der Rekonstruktion der Richtungscosinus erreicht werden kann. Als ein Beispiel ist in Abb. 3.21 die Rekonstruktion von $\cos\vartheta$ (also dem Richtungscosinus des ${}^3\text{He}$ in z-Richtung) durch das TOF-Spektrometer und durch die IDC dargestellt. Aufgetragen ist die Differenz zwischen dem rekonstruierten Wert und der echten Richtungscosinus-Komponente, die vom

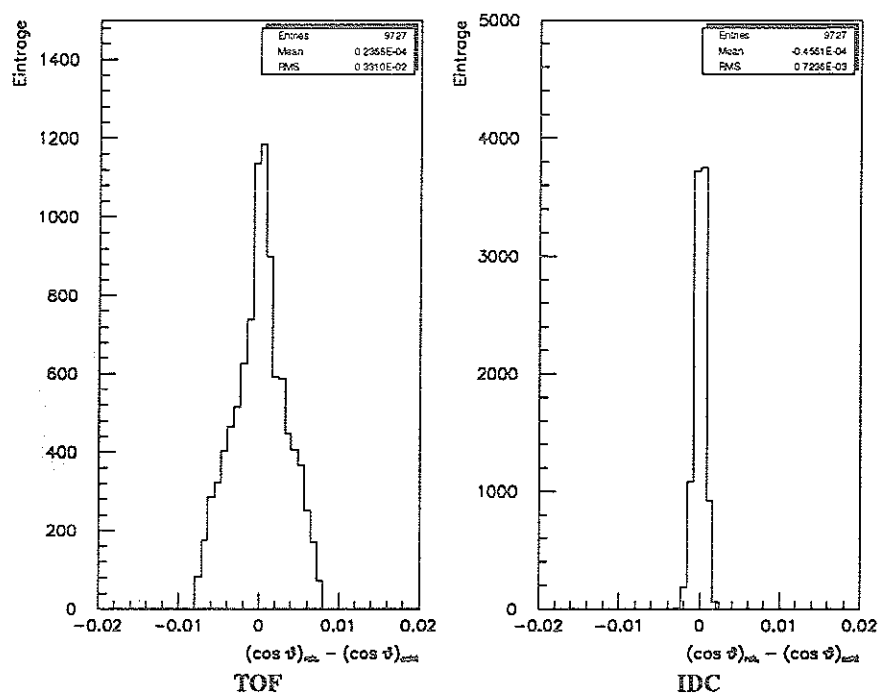


Abbildung 3.21: Fehler bei der Bestimmung des z-Richtungscosinus durch Flugzeitspektrometer bzw. IDC

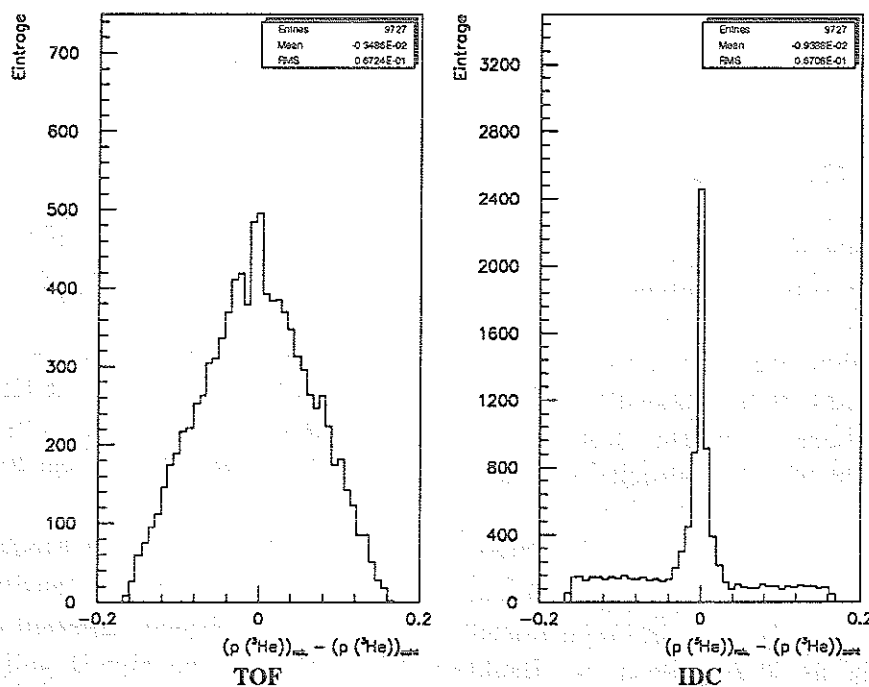


Abbildung 3.22: Abweichung bei der Rekonstruktion des ^3He -Gesamtimpulses durch Flugzeitspektrometer bzw. IDC

Eventgenerator FOWL vorgegeben wurde. Wie man leicht sieht, erhält man durch eine Spurbestimmung mit der IDC eine um etwa einen Faktor 4 verbesserte Rekonstruktion von $\cos\vartheta$, für die anderen Richtungscosini gelten ähnliche Werte.

Impulsauflösung

Durch die Verbesserung der Winkelauflösung bei Einsatz der IDC ist auch eine bessere Auflösung bei der Rekonstruktion von Impuls und Energie zu erwarten. Für eine Reaktion wie die oben aufgeführte Proton-Deuteron-Reaktion, die bei einer exakten Ortsbestimmung des ${}^3\text{He}$ und bekanntem Strahlimpuls vollständig bestimmt ist, erhält man die beste Impulsauflösung - für das TOF-Spektrometer wie auch für die IDC - bei einer geometrischen Rekonstruktion. Hierbei wird durch Transformation ins CM-System aus dem Laborwinkel ϑ_{Lab} der Impuls des ${}^3\text{He}$ -Teilchens bestimmt. Aus den beiden möglichen Lösungen wird anhand der Flugzeit mit einem χ^2 -Test der richtige ${}^3\text{He}$ -Impuls extrahiert.

Abb. 3.22 zeigt (analog zu Abb. 3.21) die Abweichung des rekonstruierten Gesamtimpulses vom 'echten' Impuls für das nachgewiesene ${}^3\text{He}$ -Teilchen. Der mittlere Fehler liegt hierbei für eine Rekonstruktion allein durch das Flugzeitspektrometer im Bereich von etwa 70 MeV/c. Auch hier erhält man - wie erwartet - wiederum eine deutliche Verbesserung bei Mitverwendung der IDC-Daten für die Impulsrekonstruktion.

3.4.2 Grenzen für den Einsatz

Eine Influenzdriftkammer in der hier beschriebenen modifizierten Ausführung wurde mit vorerst 3 Ebenen hergestellt und konnte bereits in mehreren Testmessungen eingesetzt werden. Die Verbesserungen bezüglich ihrer Stabilität wurden hierbei vollauf bestätigt. Für die Datenaufnahme wurde ein leistungsfähiges System entwickelt und getestet, mit dem bei einer CERN-Messung bereits eine Datennahmerate von bis zu 800 Events/s erzielt werden konnte [Dec92]. Prinzipiell steht die IDC somit für einen Einsatz am Flugzeitspektrometer zur Verfügung.

Bei der Beurteilung der Verwendbarkeit für Messungen mit dem Flugzeitspektrometer muß allerdings berücksichtigt werden, daß die Influenzdriftkammer ursprünglich für einen Einsatz am PS185-Experiment - speziell zum Nachweis der Σ -Zerfälle in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^\pm \bar{\Sigma}^\pm$ - konzipiert und optimiert wurde. Demzufolge ist die Jülicher IDC in ihrer jetzigen Bauform natürlich nicht abgestimmt auf die Kinematik der Reaktionen, die mit dem TOF-Detektor untersucht werden sollen. Dies wird einer universellen Verwendung mit Sicherheit Einschränkungen auferlegen.

Unter diesem Gesichtspunkt ist zunächst die eingeschränkte Winkelakzeptanz aufzuführen. Ohne konstruktive Änderungen am Rossendorfer Startdetektor (die nur schwer durchzuführen sind) bleibt diese auf einen Wert von unter 10° begrenzt, was in etwa der Winkelakzeptanz des Quirl-Detektors in einem Abstand von 3 m zum Target entspricht. Insofern ist der Einsatz der IDC primär für Reaktionen mit vorwärts gerichteter Kinematik (wie z.B. der Fusionsreaktion $p\,d \rightarrow {}^3\text{He}\,\eta$) überlegenswert. In seinem Endaufbau mit dem Ring-Detektor und mindestens einem Barrel-Element wird das Flugzeitspektrometer jedoch zu einem Weitwinkel-Detektor, der die gesamte Vorwärts- und sogar noch Teile der Rückwärts-Hemisphäre abdecken kann. In diesem Fall sollte ein anderer, der Kinematik angepaßter Detektor, wie z.B. eine zylindrische 'Time-Expansion'-Driftkammer [Rod93b], die Aufgaben der Spur-Rekonstruktion und des Nachweises sekundärer Zerfälle übernehmen. Auf die Vorwärtskinematik der assoziierten Strangeness-Produktion ist auch die in Abschnitt 3.3.2 dargestellte Massenbelegung der Jülicher IDC ausgelegt. Unter Winkeln bis ca. 20° bietet die Kammer eine vernachlässigbar kleine Massenbelegung. Im Bereich zwischen 40° und 60° stellt die IDC allerdings mit etwa einer Strahlungslänge eine nicht zu vernachlässigende Materieschicht für Vielfachstreuung und Photonenkonversion dar. Für einige der am Flugzeitspektrometer geplanten Experimente, wie beispielsweise für die Untersuchung der Proton-Proton-Bremsstrahlung nahe der Schwelle, kann dies ein unzulässig hoher Wert sein; in diesem Fall müßte die Kammer vorübergehend ausgebaut werden.

Schließlich sind - trotz der Hochratentauglichkeit der IDC - auch an die Strahlrate, unter der die Kammer sinnvoll betrieben werden kann, gewisse Grenzen gesetzt, die unterhalb des für das Flugzeitspektrometer angestrebten Limits liegen werden. Sollte nach der endgültigen Fertigstellung von COSY durch Einsatz der 'ultra slow extraktion' ein hoher duty cycle und somit eine höhere Strahlrate für die angeschlossenen Experimente möglich sein, könnte die Verwendung der IDC eine Einschränkung für die maximal nutzbare Strahlrate mit sich bringen. Untersuchungen zur Einsetzbarkeit der IDC unter hohen Strahlraten sind im folgenden Kapitel dargestellt.

Kapitel 4

Untersuchungen zur Hochratenverträglichkeit

Für einen Einsatz der IDC am Flugzeitspektrometer wird neben der Ortsauflösung vor allem die Hochratenverträglichkeit von maßgeblicher Bedeutung sein, insbesondere, da die Kammer zunächst direkt im Primärstrahl betrieben werden soll. Das in Kapitel 3 beschriebene selbststabilisierende Verhalten ist hierbei von großem Vorteil, da selbst die hohe Rate des Primärstrahls keine negativen Auswirkungen auf die Betriebssicherheit der Kammer zeigen sollte¹. Die Hochratenverträglichkeit der IDC wird daher nur durch zwei Effekte eingeschränkt:

- Bei hohen Raten kommt es zu einer Überlagerung der einzelnen Driftkammersignale, die eine Signaltrennung verhindert (Totzeitverluste).
- Das selbststabilisierende Verhalten wird verursacht durch Abschirmung der Anodendrähte und einem damit verbundenen Absinken der effektiven Feldstärke im Gasverstärkungsbereich. Dies führt zu einer Abnahme der Signalhöhe und hat letztlich eine Inefficiency für kleine Signale und eine Verschlechterung der Ortsauflösung bei hohen Raten zur Folge.

Zur Beurteilung der Auswirkungen beider Effekte wurde eine Messung mit der Influenzdriftkammer am COSY-Strahl durchgeführt. Grundlage für diese Messung bildete ein neuartiges Verfahren, welches sich auf einen Bericht von J. Va'vra [Vav84] zu Untersuchungen über Raumladungseffekte stützt. Hier werden Doppelspur-Ereignisse aus den Datensätzen selektiert und die Auswirkung des ersten Pulses auf das Signal des zweiten Pulses gemessen, als Parameter werden dabei Signalabstand und -höhe beider Pulse gewählt.

¹Die Stabilität der Kammer konnte bereits an einem 10 MeV - Protonenstrahl bis zu Raten von $2 \cdot 10^7$ Teilchen/Draht · s nachgewiesen werden, siehe hierzu [Brö91]

4.1 Beschreibung des Meßverfahrens

Bisherige Messungen zur Ratenverträglichkeit von Driftkammern, wie z.B. auch die in Kapitel 3 gezeigten Ergebnisse, basierten auf dem Prinzip, bei einer möglichst hohen Strahlrate eine integrale Abnahme der Signalhöhe der Kammersignale nachzuweisen. Dieses Verfahren ist jedoch mit mehreren Nachteilen behaftet, die eine Beobachtung des primären Effektes - der Abschirmung der Anodendrähte durch die erzeugten Ionen - erschweren. Im einzelnen sind hier zu nennen:

- Die in der Kammer erzeugten Ionen stellen bei hohen Raten einen makroskopisch meßbaren Strom in der Größenordnung einiger μA dar, der das zur Hochspannungszuführung benutzte Widerstandsnetzwerk unkontrolliert belastet. Dies hat Spannungsabfälle von bis zu 100 V zur Folge, was sich wiederum deutlich auf die Gasverstärkung auswirkt.
- Mit einer Erhöhung der Strahlrate ist gleichzeitig auch eine Zunahme zufälliger Koinzidenzen verbunden, d.h. zwei oder mehr Signale fallen in ein ADC-Gate und verursachen so einen Fehler bei der Auswertung der Signalhöhen. Dieser Effekt wurde z.B. bei [Brö91, S. 72–75] beobachtet, es wurde hierbei ein Fehler von bis zu 65 % ermittelt.
- Einen nicht zu vernachlässigenden Effekt stellt schließlich auch die Anreicherung von Ionen im Driftraum dar. Dies bewirkt eine erhöhte Rekombination der primär erzeugten Elektron-Ionen-Paare und damit wiederum eine Abnahme der Signalhöhe.

Demgegenüber arbeitet das von uns gewählte Meßverfahren mit moderaten Strahlintensitäten von ca. $10^5 - 10^6$ Teilchen/s und vermeidet so die oben beschriebenen Störeffekte. Es werden hierbei mit einem speziellen Trigger Doppelspuren selektiert, die einen engen zeitlichen und räumlichen Abstand zueinander aufweisen. Der Zeitabstand ist hierbei direkt zur Strahlrate korreliert, wohingegen der geringe räumliche Abstand von Bedeutung ist bei der Lokalisierung der Ladungslawine längs des Anodendrahtes.

Untersucht wird die Signalhöhe des zweiten Signals einer solchen Doppelspur. Die Abnahme dieses Signals zu kurzen Zeitabständen hin ist auf eine Abschirmung der Anoden durch die von der ersten Spur erzeugte Raumladung zurückzuführen und liefert somit Aufschlüsse über die Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung.

4.2 Experimentelle Realisierung

Während bei der Messung von Va'vra die Doppelspuren durch Einschuß von Laserstrahlen erzeugt wurden, sollte die Untersuchung des Hochratenverhaltens der Influenzdriftkammer am Protonenstrahl durchgeführt werden. Es

handelt sich hierbei um die erste Messung mit einem extrahierten COSY-Strahl. Der COSY-Speicherring wurde hierzu im sogenannten *beamline-mode* betrieben, d.h. die im JULIC-Zyklotron erzeugten 38 MeV Protonen wurden in den COSY-Ring eingespeist und nach einmaligem Umlauf durch Dipolmagnete in die Extraktionsstrahlführung geleitet.

Die Influenzdriftkammer wurde mit 5 Ebenen in der Targetregion des BIG-KARL-Detektors aufgebaut (siehe Abb. 4.1) Die zur Auswertung der Analogsignale benötigte Elektronik, sowie Gas- und Hochspannungsversorgungen wurden am Ort des späteren Meßplatzes für das Flugzeitspektrometer installiert.

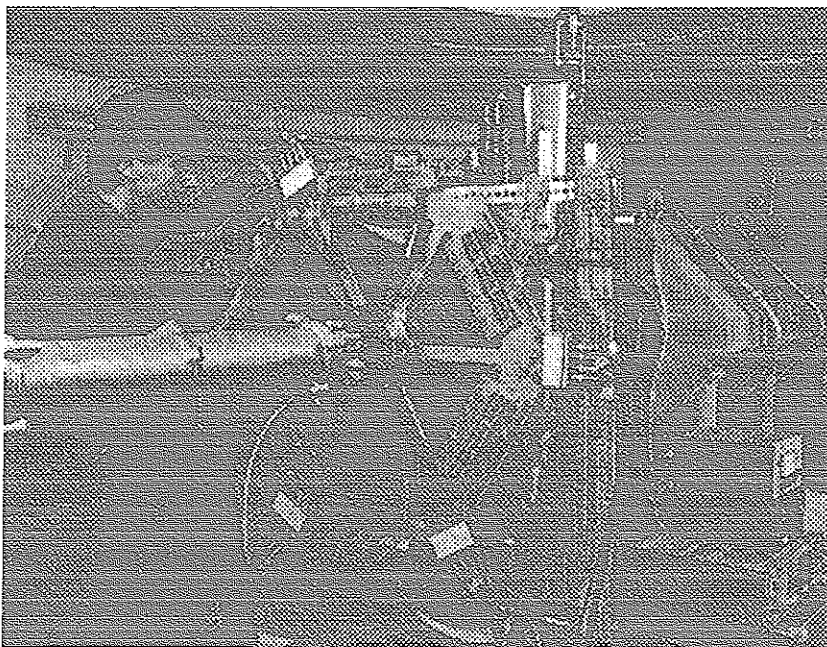


Abbildung 4.1: Aufbau der IDC am BIG-KARL-Meßplatz, im Vordergrund erkennt man das Strahlrohr der COSY-Extraktionsbeamline

4.2.1 Doppelspur-Trigger und Datenaufnahme

Abbildung 4.2 dokumentiert den Aufbau des für die Messung benutzten Doppelspur-Triggers. Abgeleitet wurde der Trigger aus den Anoden-Signalen zweier Driftkammerebenen. Hierbei diente die erste Ebene (N2) zum Nachweis des zuvor beschriebenen Abschirmungseffektes, während mit der darunterliegenden zweiten Ebene (N3), die bezüglich der ersten Kammerebene um 60° verdreht war, der Ort der Ladungslawine längs des Drahtes bestimmt wurde. Die Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung sollte nur für räumlich dicht beieinanderliegende Spuren zu beobachten sein, bei denen sich die Ladungslawinen überlagern; für große Abstände der Ladungswolken längs des

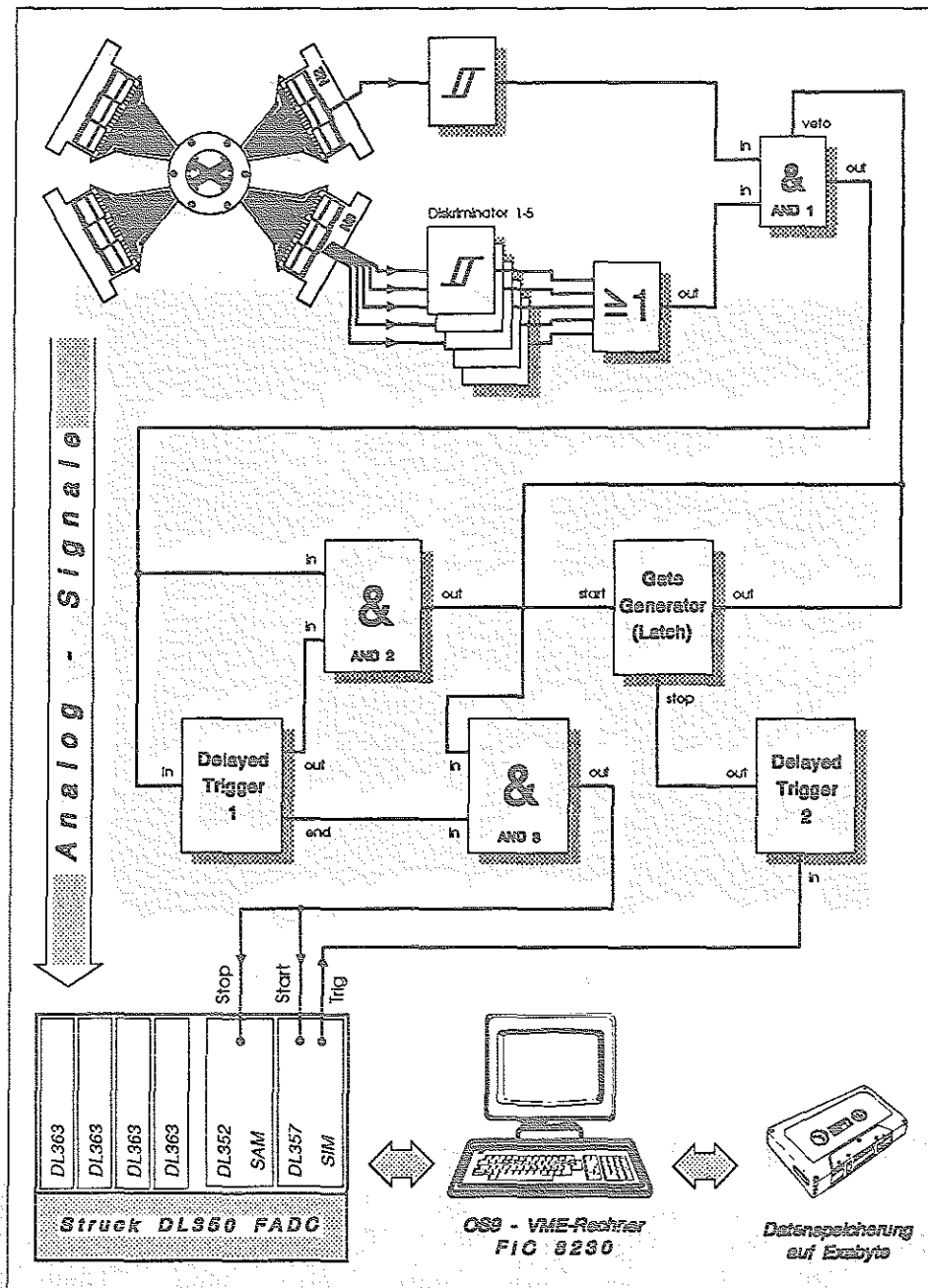


Abbildung 4.2: Blockschaftbild des Doppelspurtriggers und des Datenaufnahmesystems

Drahtes sollte sie verschwinden. Um auch dies nachzuweisen, wurden aus der unteren Ebene die Signale von 5 nebeneinanderliegenden Anoden miteinander über ein OR-Gatter verknüpft. Auf diese Weise wird ein Bereich von

$$5 \cdot 0.6 \text{ mm} / \cos 60^\circ = 6 \text{ mm}$$

abgedeckt. Ein 'Kammertrigger' wird somit gebildet, wenn ein Signal aus der Ebene N2 mit mindestens einem Signal der 5 Anoden von Ebene N3 ko-incident vorliegt.

Ein Doppelspur-Trigger soll dann generiert werden, wenn zwei solche Kammertrigger innerhalb eines engen Zeitfensters aufeinander folgen. Die Länge des Zeitfensters wird dabei bestimmt durch die Ionendriftzeit zum Verlassen des Lawinenbereiches, die in der Größenordnung einiger Mikrosekunden liegt. Gewählt wurde ein Zeitfenster von $2 \mu\text{s}$ Länge. Der Beginn des Zeitfensters lag 200 ns nach dem ersten Signal, hierdurch sollten Trigger durch eventuelle Überschwinger des ersten Pulses ausgeschlossen werden. Der Delayed Trigger 1 bildet zusammen mit dem angeschlossenen AND-Gatter dieses Zeitfenster. Trifft nach dem Start des Delayed Triggers innerhalb von 200 ns – $2 \mu\text{s}$ ein zweiter Kammertrigger ein, so wird über das AND-Gatter der Gate-Generator gesetzt, der von da ab weitere Trigger sperrt. Nach Ablauf des Zeitfensters gibt der Delayed Trigger ein 'end'-Signal aus. Wurde nun der Gate-Generator gesetzt (d.h. es lag innerhalb des Zeitfensters ein Doppelpuls vor), so startet dieses Signal über das zweite AND-Gatter den Datennahme-Prozess. Nach Beendigung der Digitalisierung und Abspeicherung der Signale wird über den Datennahme-Rechner und den Delayed Trigger 2 der Gate-Generator wieder für einen neuen Trigger-Zyklus zurückgesetzt.

Zur Digitalisierung der Analogsignale wurde ein FADC-System der Firma Struck benutzt. Die Datennahme über FADC bietet neben der gleichzeitigen Information über Ladung und Zeitpunkt eines Signals die Möglichkeit, auch dicht aufeinanderfolgende Signale noch getrennt auswerten zu können, was gerade für eine Untersuchung von Doppelspuren von großem Vorteil ist.

Mit den vorhandenen 96 FADC-Kanälen konnten die Signale von jeweils 16 Anoden und Potentialdrähten aus beiden Ebenen im Bereich der für den Trigger genutzten Drähte ausgelesen werden. Die wichtigsten Daten der ver-

System	Struck DL 350	
Abtastrate	100 MHz	($\hat{=}$ 10 ns Samplingabstand)
Speichertiefe	1024 bit	($\hat{=}$ 10 μs)
dyn. Auflösung	10 bit	(nichtlinear)
Bandbreite	30 MHz	

Tabelle 4.1: Daten des verwendeten FADC-Systems

wendeten FADC sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Betrieben wurden die FADC im *Common-Stop-Mode*, die Verwendung des 'end'-Signals des Delayed Trigger für den Common-Stop ergibt somit eine stabile Zeitmarke für das erste Signal eines Doppelpulses.

Die Datenaufnahme basiert auf dem Real-Time Datennahmesystem 'SPIDER' [Per91], welches von der Data Handling Division am CERN entwickelt wurde. Eine detaillierte Beschreibung von Aufbau und Funktion des Programmpakets findet sich u.a. in [Dec92] und [Lip92]. Zur Auslese und Steuerung der FADC wurde ein OS9-VME-Rechner vom Typ CES-FIC 8230 eingesetzt, die Daten konnten von dort aus entweder auf Festplatte oder auf Exabyte-Magnetbändern abgespeichert werden.

Abbildung 4.3 zeigt den FADC-Signaltzug eines typischen Doppelpuls-Signals, gleichzeitig sind hier die wichtigsten Parameter zur Charakterisierung eines solchen Events eingetragen.

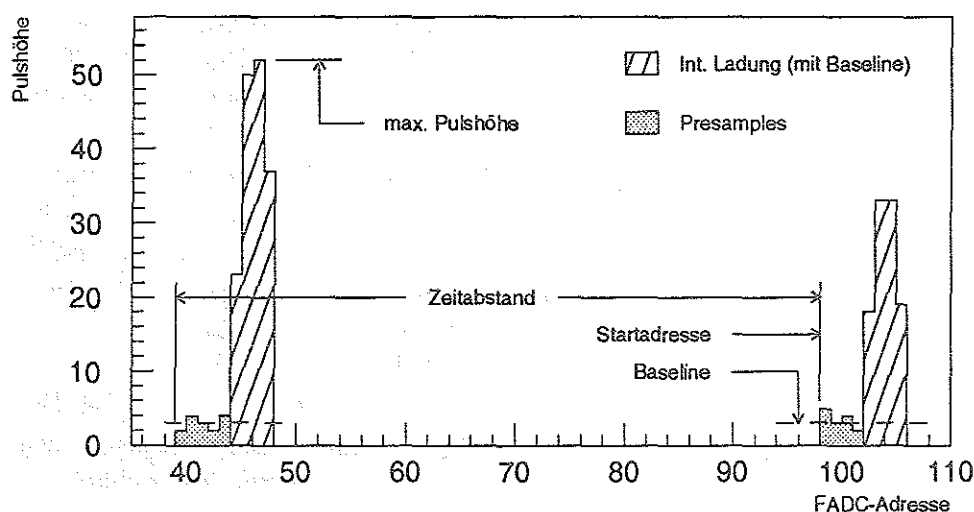


Abbildung 4.3: FADC-Signaltzug eines typischen Doppelpuls-Events

4.2.2 Darstellung der Auswerteroutinen

Die Auswertung der gewonnenen Daten erfolgte nach Transferierung der Rohdaten auf dem zentralen IBM 3090-Rechner. Hierbei wurde die Auswertung in mehrere logisch zusammenhängende Einzelroutinen aufgegliedert, die nacheinander durchlaufen werden. Jede der Routinen generiert einen oder mehrere Datensätze, die charakteristische Kenngrößen wie z.B. Startadresse, Eventlänge oder integrierte Ladung sowie Histogramme enthalten. Der Ablauf der Auswerteroutinen ist schematisch in Abb. 4.4 dargestellt, die einzelnen Routinen werden im folgenden näher erläutert.

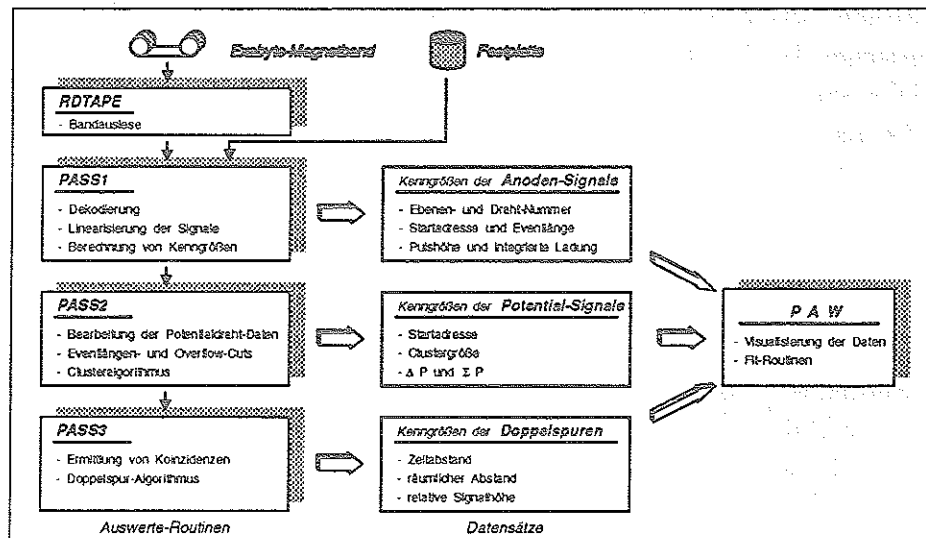


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Auswertung der IDC-Daten

RDTAPE: Für große Datenmengen bietet das 'SPIDER'-Datennahmesystem die Möglichkeit einer Aufzeichnung auf Exabyte-Magnetbänder. Die Daten werden hierbei nach dem weit verbreiteten EPIO-Standard [Gro89] abgespeichert. Das Programm RDTAPE läuft auf dem lokalen VAX-Cluster und steuert hier die Auslese der Daten von den angeschlossenen Exabyte-Laufwerken. Die Daten werden daraufhin konvertiert vom EPIO-Format zum Standard-FADC-Rohdatenformat, welches in [Str90] beschrieben ist. Die so gewonnenen Rohdaten werden anschließend zur weiteren Auswertung per 'ftp' zum zentralen IBM-Rechner transferiert.

PASS1: In der Routine PASS1 wird zunächst eine Dekodierung der Rohdaten vorgenommen, d.h. anhand einer Lookup-Table werden den angesprochenen FADC-Kanälen die Daten für Ebenen-Nummer, Drahtnummer sowie Signaltyp (Anoden- oder Potentialdraht-Signal) zugeordnet. Da die Signale durch FADC mit einer nichtlinearen Kennlinie digitalisiert wurden, erfolgt anschließend eine Linearisierung der zum Signal zugehörigen Daten. Die Kennlinienfunktion hierfür ist durch

$$V_{lin} = V \cdot \frac{1 - A}{1 - A \cdot \frac{V}{256}} \quad \text{mit} \quad A = 0.71 \quad (4.1)$$

gegeben. Darüberhinaus wird an den Daten noch eine Baseline- und Bit-drop-Korrektur durchgeführt. Schließlich stellt die Routine PASS1

auch noch die erste Stufe zur Datenreduktion dar. Zu diesem Zweck werden aus den linearisierten und korrigierten Daten die charakteristischen Größen gewonnen, um ein Signal vollständig zu beschreiben. Dies sind neben Ebenen- und Draht-Nummer die FADC-Startadresse, die Länge des Signals, seine maximale Pulshöhe sowie die integrierte Ladung. Diese Daten werden abgespeichert, man erreicht so eine Datenreduktion auf $\sim 30\%$ der Rohdaten-Menge.

PASS2: Die weitere Verarbeitung der Potentialdrahtsignale erfolgt mit der Routine PASS2. Da diese Signale eine nicht vernachlässigbare Anzahl von Störpulsen (z.B. durch elektromagnetische Einstreuung) aufwiesen, werden die Daten hier durch das Anlegen von Cut-Kriterien bereinigt. Diese Cut-Kriterien beziehen sich auf die Eventlänge und sind in Kapitel 4.4.1 auf Seite 87 näher erläutert. Ein spezieller Clusteralgorithmus sucht daraufhin nach koinzidenten Signalen auf nebeneinanderliegenden Drähten, wie sie durch das IDC-Prinzip erwartet werden. Abgespeichert werden hier die Größe eines Clusters², die Nummer der zu einem Cluster gehörenden Drähte, außerdem die Summe und Differenz der Potentialdraht-Signale.

PASS3: Hier wird unter den korrigierten und bereinigten Events nach Doppelspuren gesucht. Akzeptiert werden Events, die mindestens zwei Signale aufweisen, welche jeweils koinzident in beiden Ebenen registriert wurden. Für die Nachweisebene N2 sollen dabei schräge Spuren, die zwei Driftzellen kreuzen, ausgeschlossen werden. Die charakteristischen Kenngrößen einer Doppelspur sind der zeitliche und räumliche Abstand der beiden Spuren, die integrierte Ladung beider Anoden-Signale und darüberhinaus die korrespondierende Potentialdraht-Information.

Zur Visualisierung und Ausgabe, sowie zum Fitten der Daten wurde das Programmpaket PAW (Physics Analysis Workstation) aus der CERNLIB ausgewählt. Die Datensätze wurden demzufolge in einem für PAW lesbaren Format als 'direct access files' generiert, dies erlaubt über PAW den Zugriff zu allen im Verlauf der Auswertung gewonnenen Informationen.

4.2.3 Run-Statistik

In zwei Strahlzeiten im Juli und Oktober 1993 wurde die Influenzdriftkammer in dem oben dargestellten Experimentaufbau an COSY eingesetzt. Die erste Strahlzeit vom 7.7. – 9.7.93 diente dabei zum Test der Kammer und der Datenaufnahme. Als Trigger wurde ein einfacher Szintillationszähler

²Ein Cluster wird hier definiert als eine Gruppe von nebeneinanderliegenden Potentialdrähten, die gleichzeitig angesprochen haben. Als Clustergröße wird die Anzahl der Drähte eines Clusters bezeichnet.

mit $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Szintillatorfläche in 30 cm Abstand hinter der Kammer benutzt. Es wurden im Verlauf der Strahlzeit ca. 160 000 Events aufgezeichnet, welche allerdings wegen der zu dieser Zeit noch geringen Fokussierung des COSY-Strahls nur eine unzureichende Anzahl von räumlich nah beieinanderliegenden Doppelspuren enthielten. Aus diesem Grund wurde für die zweite Strahlzeit vom 11.10. – 12.10.93 der in Bild 4.2 dargestellte Doppelspur-Trigger entwickelt. Bei einer COSY-Strahlrate von $\sim 5 \cdot 10^5$ Teilchen/s lag die Triggerrate zwischen 0.2 und 0.5 Hz, so daß in dieser Strahlzeit 18 000 Ereignisse erfasst werden konnten. Nach Anlegen aller im folgenden beschriebenen Schnitte ergab sich daraus ein Satz von 4630 Doppelspur-Events mit der in Abschnitt 4.2.2 festgelegten Charakteristik.

Vor einer weiteren Auswertung sollte sichergestellt sein, daß sowohl die Gasverstärkung der Kammer wie auch die von COSY gelieferte Strahlrate im Verlauf der Strahlzeit keine signifikanten Änderungen aufwies. Zu diesem Zweck wurde in Abb. 4.5 für die Doppelspur-Events der Mittelwert der integrierten Ladung aller Signale sowie der mittlere Zeitabstand zwischen zwei Signalen einer Doppelspur (als Maß für die Strahlrate) gegen die Run-Nummer aufgetragen.

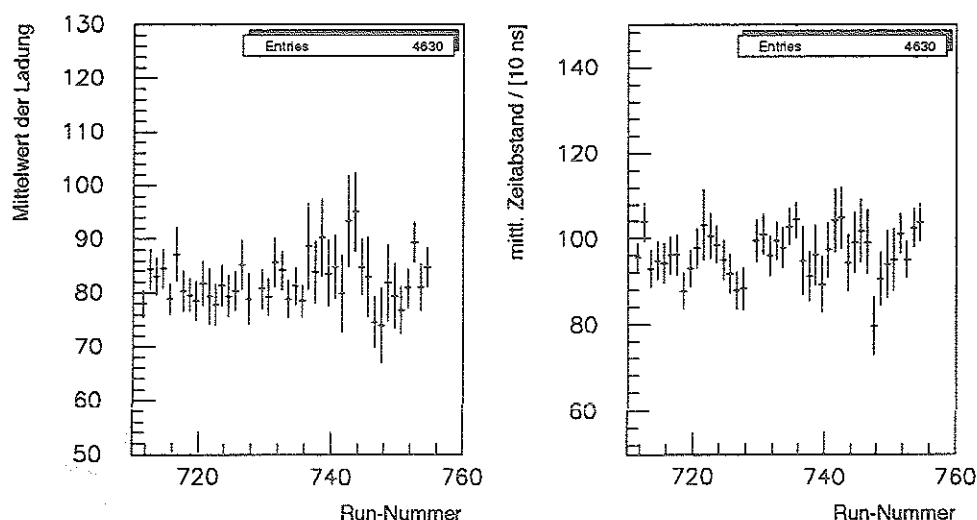


Abbildung 4.5: Variation der integrierten Ladung und des mittleren Zeitabstandes über die Dauer der Strahlzeit

Im Rahmen der durch die Varianz gegebenen Fehlerbalken kann die Gasverstärkung als konstant angesehen werden. Die mittlere Zeitdifferenz zwischen zwei Signalen weist im Verlauf der Strahlzeit eine leichte Variation auf, da jedoch das in 4.1 beschriebene Meßverfahren sich nicht mehr auf die genaue Kenntnis der primären Strahlrate stützt, können auch diese Schwankungen in der weiteren Auswertung vernachlässigt werden.

4.3 Einsatz der IDC zur Strahldiagnose

Da der Einsatz der Influenzdriftkammer am BIG-KARL-Messplatz gleichzeitig auch die erste Messung an einem extrahierten COSY-Strahl darstellte, wurde versucht, neben der Untersuchung zur Hochratenverträglichkeit die Kammer auch in begrenztem Umfang zur Strahldiagnose zu verwenden. Dies war insbesondere auch deswegen notwendig, da bei der zweiten Strahlzeit der COSY-Strahl bereits eine sehr gute Fokussierung aufwies und daher eine ausreichende Zahl von Doppelspuren nur in einem engen Bereich von einigen mm^2 innerhalb des Fokus zu finden waren.

Außer der räumlichen Ausdehnung des Strahls bietet die FADC-Auslese noch die Möglichkeit, auch seine zeitliche Struktur mit einer Auflösung von ~ 30 ns zu erfassen. Wichtig ist hierbei auch der sehr niedrige Zeitjitter der Kammer-signale, der mit diesem Typ von Driftkammer erreicht werden kann (für senkrechte Spuren wurde bei [Dah91] ein Wert von 6 – 9 ns (FWHM) ermittelt). Die FADC-Startadressenverteilung in Abb. 4.6 zeigt die zeitliche Lage der einzelnen Kammersignale bezüglich des 'common stop'-Triggersignals, hier für das aus der zweiten Strahlzeit gewonnene Sample von Doppelspuren.

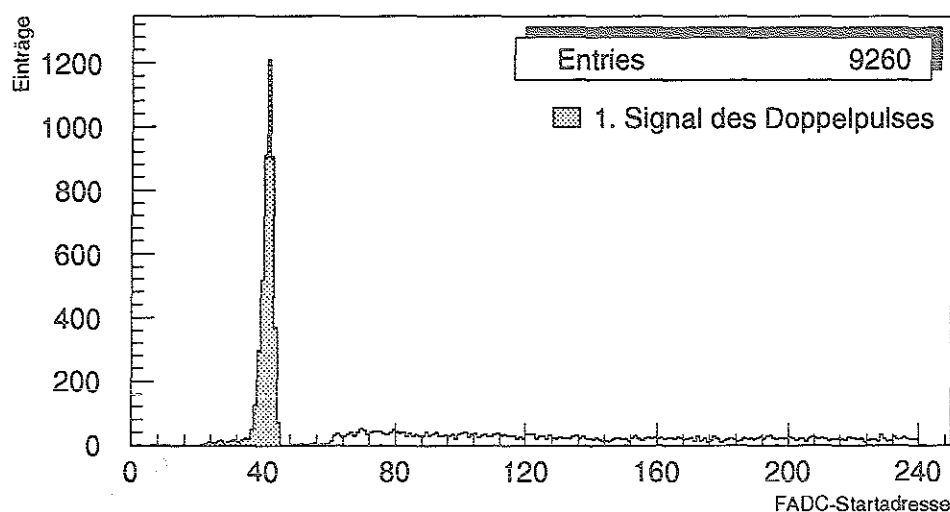


Abbildung 4.6: FADC-Startadressen-Verteilung für den Doppelspur-Datensatz

Man erkennt eine stabile zeitliche Lage des ersten Signals der Doppelspur (schraffierter Bereich) bei der Startadresse 40 mit einer Breite von ~ 30 ns (FWHM). Der gegenüber der oben erwähnten Messung deutlich höhere Wert für den Zeitjitter muß auf einen Anteil von schrägen Spuren zurückgeführt werden, die laut [Dah91] zu einem Zeitjitter von bis zu 80 ns führen können. An dieses Signal schließt sich ein Bereich von ca. 200 ns an, der weitgehend

keine Signale enthält, bevor in einem breiten Bereich von Startadresse 60 – 240 ($\cong 1.8\mu s$) die jeweils zweiten Signale des Doppelpulses eingetragen sind. Die FADC-Startadressenverteilung spiegelt insofern das in Abschnitt 4.2.1 beschriebene Zeitfenster des Doppelpurtriggers wieder.

4.3.1 Auflösung der Zeitstruktur des COSY-Strahls

Abbildung 4.7 zeigt die Startadressenverteilung für den in der ersten Strahlzeit aufgenommenen Datensatz. Im Unterschied zu den in Abb. 4.6 dargestellten Daten wurde bei dieser Messung das 'common stop'-Signal über einen $1 \times 1\text{cm}^2$ Szintillator abgeleitet. Neben der besseren Zeitauflösung des Szintillatorsignals hat dies vor allem den Effekt, daß nur Spuren in einem engen Winkelbereich von < 0.1 msr vom Trigger akzeptiert und auf diese Weise schräge Spuren stark unterdrückt werden. Dies wird auch an der deutlich reduzierten Breite des Peaks ersichtlich, die nun mit ca. 10 ns (FWHM) in der Größenordnung des bei [Dah91] ermittelten Wertes liegt. Mit dieser Zeitauflösung der Kammersignale sollte auch eine Messung der zeitlichen Struktur (sog. *Spillstruktur*) des COSY-Strahls möglich sein. Hierbei nutzt man aus, daß bei der Messung im beamline-mode die zeitliche Struktur der aus dem JULIC-Zyklotron injizierten Protonen beim Transport durch COSY nicht beeinträchtigt wird. Die einzelnen Teilchenbündel weisen dabei einen Abstand von 36.14 ns auf, der auch in der FADC-Startadressenverteilung in Abb. 4.7 erkennbar ist. Dazu wurde aus dem Histogramm ein willkürlich gewählter Teil noch einmal vergrößert herausprojiziert. Man sieht deutliche Maxima in gleichmäßigen Abständen von 3 – 4 Bins. Ein Least-Squares-Fit mit einer periodisch sich wiederholenden Gauss-Funktion wurde der Verteilung unterlegt, er ergab für den Zeitabstand der einzelnen Maxima einen Wert von

$$\Delta t_{spill}^{gem.} = 34.3 \pm 1.6\text{ns.}$$

In Rahmen der Meßungenauigkeiten ist dieser Wert durchaus in Übereinstimmung mit dem tatsächlichen Spillabstand von 36.14 ns.

Bei späteren Experimenten werden die in COSY gespeicherten Protonen im sog. 'ultra-slow-extraction'-Modus abgeschält. In diesem Fall ist die oben dargestellte Spillstruktur des Zyklotrons natürlich nicht mehr vorhanden.

4.3.2 Erste Messung des COSY-Strahlprofils

Für eine Vermessung des COSY-Strahlprofils wurde die Hitverteilung der einzelnen Drähte von Ebene N3 herangezogen. Bei dieser Kammerebene waren 5 Drähte gleichberechtigt am Trigger beteiligt, eine Verteilung der Ansprechere über diese 5 Drähte sollte die Ausdehnung des Strahls in einer Koordinate senkrecht zur Drahtrichtung wiedergeben. Abb. 4.8 zeigt die Ansprecherverteilung für die Ebenen N2 und N3, tatsächlich erkennt man über

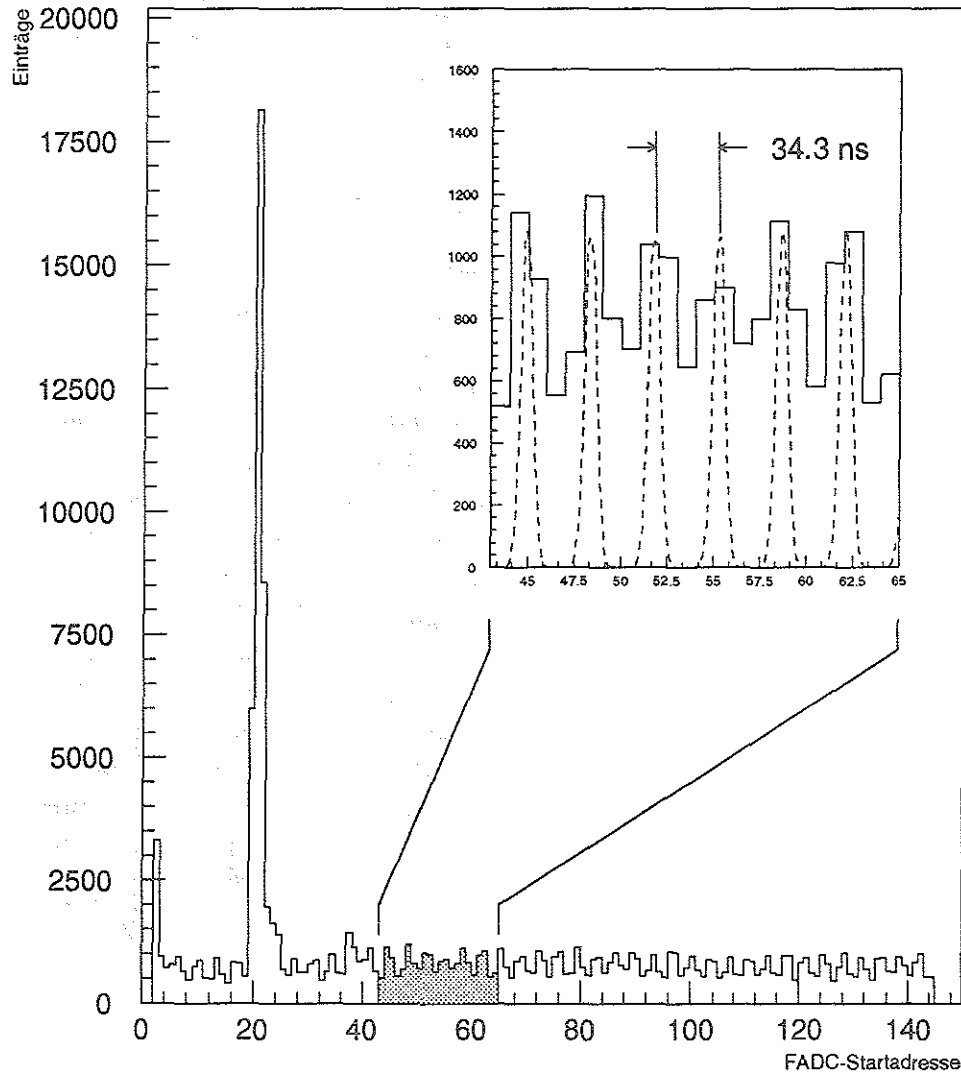


Abbildung 4.7: Startadressen-Verteilung für senkrechte Spuren, der herausprojizierte Teil läßt die Spillstruktur des COSY-Strahls erkennen

den Drähten 20 – 24 der Kammerebene N3 eine gaußförmige Verteilung. Bei Ebene N2 wurde nur auf einen Anodendraht getriggert, der demzufolge eine starke Überhöhung gegenüber den anderen Drähten der Ebene aufweist. Zur Messung des Strahlprofils konnte diese Ebene insofern nicht genutzt werden. Unter Annahme eines kreisförmigen Strahlprofils und gauss-verteilter Intensität wurde aus der Breite der Verteilung in Bild 4.8 b) eine Strahlbreite von

$$\sigma_{beam} = 2 \cdot \sigma_{gem.} \cdot 0.6 \text{ mm} = 1.90 \pm 0.1 \text{ mm} \quad (4.2)$$

bestimmt.

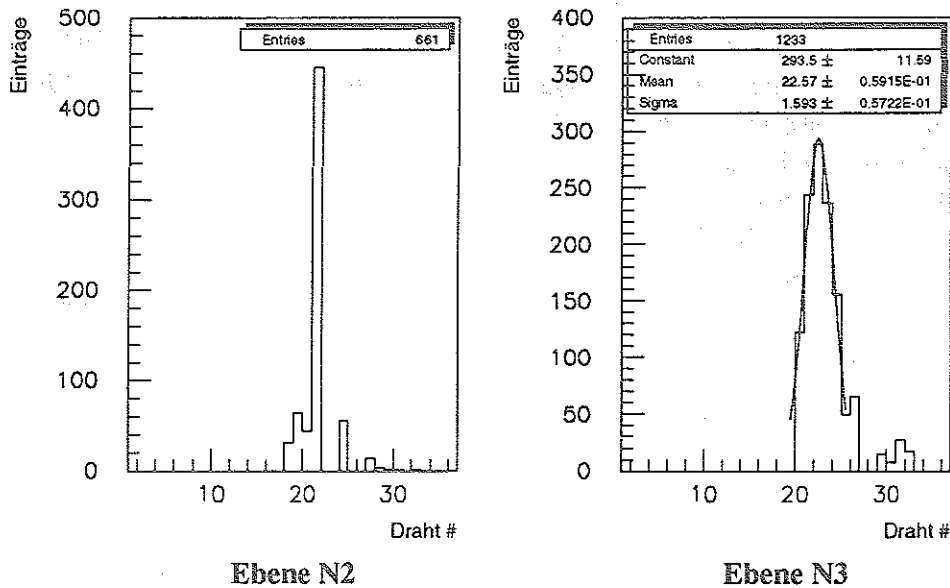


Abbildung 4.8: Ansprecherverteilung für Ebene N2 und N3

Bei der Messung des Strahlprofils (wie auch bei der Untersuchung der Spillstruktur) wurde lediglich die Information der Anodendrähte ausgewertet. Dies gestattet die Benutzung sehr einfacher und damit schneller Algorithmen für eine spätere Online-Strahldiagnose. In diesem Fall wird die Kammer wie eine Vieldraht-Proportionalkammer mit einem Drahtabstand von $600\mu\text{m}$ ausgelesen. Die Offline-Analyse der Potentialdraht-Signale und die damit verbundene Verbesserung der Ortsauflösung auf Werte von bis zu $\sigma_x \approx 35\mu\text{m}$ bleibt dabei unbeeinträchtigt.

4.4 Charakteristische Eigenschaften der Signale

In ihrer momentanen Ausbaustufe wurde für die IDC noch keine Desensibilisierung der Gasverstärkungszone im Bereich des Primärstrahls vorgesehen³. Bei Nachweis der ${}^3\text{He}$ -Teilchen in der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X$ -Reaktion bietet sich aber die Möglichkeit, durch Reduktion der Gasverstärkung die Kammer für die Primärteilchen gezielt ineffektiv zu machen und nur die hochionisierenden ${}^3\text{He}$ nachzuweisen. Ähnlich wie in Kapitel 2.3.2 nutzt man hierbei aus, daß die Energiedeposition innerhalb der Kammer (und damit auch die Signalhöhe) sich gemäß der Bethe-Bloch-Formel (2.4) näherungs-

³eine solche Desensibilisierung kann z.B. durch galvanische Verdickung der Drähte oder durch Anbringen eines Kathoden-Fehlpotentials erfolgen

weise proportional zu Z^2/β^2 verhält. So ist beispielsweise in der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ bei ca. 200 MeV oberhalb der Schwelle das Signal der Primärprotonen um etwa den Faktor 1:16 niedriger als das mittlere Signal der ${}^3\text{He}$. Nachzuweisen bleibt, daß auch im Grenzbereich niedriger Gasverstärkung die Funktion der Kammer und die Ortsbestimmung über das IDC-Prinzip noch gewährleistet ist.

Auch hierfür bot die Messung am BIG-KARL gute Voraussetzungen, da die im beamline-mode extrahierten 38 MeV-Protonen hochionisierend sind und demzufolge die Kammer schon bei einer sehr niedrigen Spannung betrieben werden konnte. Nach Beobachtung der Kammersignale am Oszilloskop wurde für die Ebene N2 eine Spannung von $U_{KW}(N2) = 3450\text{V}$ eingestellt, Ebene N3 wurde bei einer geringfügig niedrigeren Spannung von $U_{KW}(N3) = 3400\text{V}$ betrieben. Gemäß einer Messung von [Dah91, S. 34] resultiert daraus für die beiden Ebenen eine Gasverstärkung von $\sim 2 \cdot 10^3$. Die einwandfreie Funktion der Kammer wurde anhand von charakteristischen Größen der einzelnen Signale, wie z.B. die Eventlänge oder das Differenzspektrum der Potentialdraht-Signale beurteilt. Diese Untersuchungen werden in den folgenden Abschnitten dargestellt.

4.4.1 Eventlänge und Cut-Kriterien

Die Eventlänge, d.h. die Länge eines einzelnen Anoden- oder Potentialdraht-Signals bestimmt neben der Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung die Hochratenverträglichkeit der Kammer. Um die Signale auch noch bei hohen Raten sauber trennen zu können, sollten die signalformenden Verstärker auf eine möglichst kurze Signallänge bei gleichzeitig steilen Flanken eingestellt werden. Abbildung 4.9 zeigt die Eventlänge für Anoden- und Potentialdraht-Signale. Es ist dabei zu berücksichtigen, daß bei den vom FADC-Scanner gelieferten Eventlängen stets auch die Anzahl der zur Baseline-Bestimmung genutzten Presamples (hier: 5 Presamples) mitgezählt wird. Die kleinste vorkommende Eventlänge beträgt daher prinzipiell mindestens 60 ns.

Für die Anodensignale liegt die mittlere Eventlänge bei etwa 100 ns. Berücksichtigt man wiederum die 5 Presamples in einem Event, so ergibt sich für die mittlere Signallänge ein Wert von ca. 50 ns. Dies wurde auch durch Beobachten der Signale am Oszilloskop bestätigt. Als minimale Eventlänge läßt sich ein Wert von 70 ns angeben, mehr als 95 % aller Signale liegen unterhalb von 200 ns.

Bei den Potentialdraht-Signalen erkennt man eine starke Anreicherung hin zu kurzen Eventlängen. Da die Pulshöhe dieser Signale nah an der FADC-Schwelle lag, wurden sie als eingestreute Störsignale interpretiert und für die weitere Auswertung verworfen. Die akzeptierten Events sind in Abb. 4.9 b) schraffiert, sie weisen eine mittlere Länge von ~ 120 ns auf, sind somit also etwas länger als die Anodensignale. Dies wurde ebenfalls am Oszilloskop

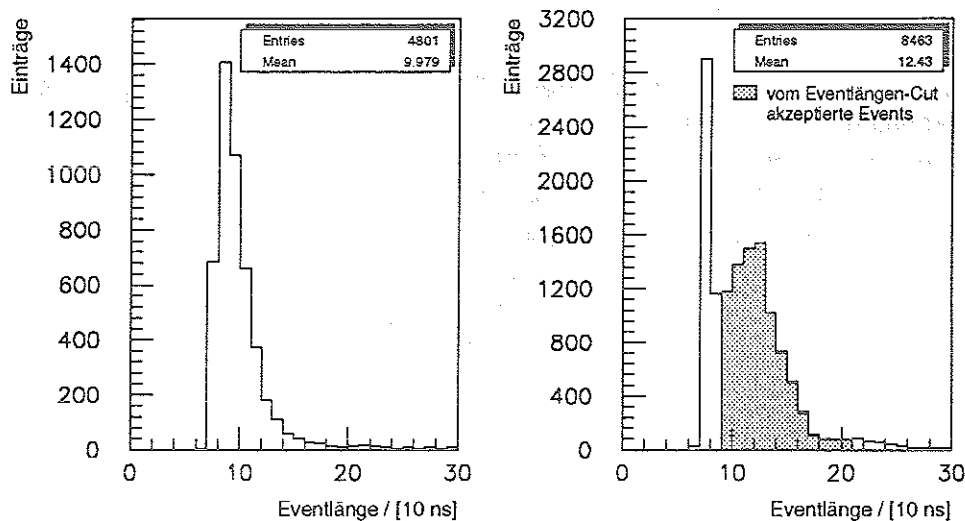


Abbildung 4.9: Verteilung der vom Scanner gelieferten Eventlängen, a) für Anoden-Signale, b) für Potentialdraht-Signale

bestätigt.

Cut-Kriterien

Das Anlegen von Cut-Kriterien an die Datensätze der einzelnen Signale wurde bewußt zurückhaltend gehandhabt, um nicht bei der Hochratenuntersuchung durch falsch ausgewählte Schnitte Effekte künstlich zu erzeugen. So wurden die Daten für die Anodensignale, die bezüglich der Eventlänge und der integrierten Ladung keinerlei auffällige Abweichungen zeigten, völlig ohne Cuts ausgewertet. Um bei den Potentialdraht-Signalen eingestreute Störungen oder nicht auswertbare Events zurückzuweisen, wurden die folgenden drei Kriterien an die FADC-Daten angelegt:

1. Das Event sollte in keinem Bin einen Amplitudenwert von 254 (Overflow) aufweisen.
2. Die Eventlänge muß über 80 ns liegen. Auf diese Weise wird der unangemessen hohe Anteil von kurzen Signalen abgeschnitten.
3. Die Eventlänge soll gleichzeitig kleiner als 220 ns sein. Oberhalb dieses Bereiches lag ein relativ hoher Prozentsatz von sehr flachen Signalen ohne eine ausgeprägte Struktur. Dies wurde als eine Überlagerung der Signale mit niederfrequentem Rauschen (z.B. Netzbrumm) gewertet, die Events werden verworfen.

Mit diesen Kriterien wurden aus einem Sample von 13277 Potentialdraht-Events 4814 Events zurückgewiesen, also etwa 35 %.

Trennbarkeit der Signale

Bei der Trennbarkeit der Signale, die ja ebenfalls eine Limitierung der Hochratenfähigkeit der Kammer darstellt, ist zu unterscheiden zwischen der Signaltrennung durch den FADC-Scanner und einer in der Offline-Analyse durchzuführenden Trennung eines geschlossenen FADC-Signalzuges. Der FADC-Scanner betrachtet zwei Signale genau dann als getrennt, wenn mindestens zwei aufeinanderfolgende Bins einen Amplitudenwert aufweisen, der niedriger ist als die dem Scanner vorgegebene Schwelle. Nimmt man, ausgehend von der Eventlängen-Verteilung in Abb. 4.9, eine maximale Eventlänge von 200 ns an, so wird durch den FADC-Scanner die Hochratenverträglichkeit der Kammer auf einen Wert von

$$\nu_{max} = 5 \cdot 10^6 \text{ Teilchen/Draht} \cdot s$$

begrenzt.

Folgen die Signale mit einer höheren Frequenz aufeinander, so werden sie vom Scanner in einem geschlossenen Signalzug aufgezeichnet. Dennoch kann auch hier eine Trennung der Signale in einem geeigneten Offline-Algorithmus, z.B. nach der DOS-Methode [Mic86] oder mit Hilfe von digitalen Filtern [Dab88], erfolgen. Hierbei ist allerdings zu berücksichtigen, daß durch die Überlagerung der Signale die Ladungs- und Pulshöhen-Information mit einem höheren Fehler behaftet ist (sog. 'pile up'-Effekt).

4.4.2 Integrierte Ladung

Als Maß für die Höhe der Gasverstärkung wird im folgenden die integrierte Ladung eines Signals benutzt, da dieser Wert durch die Integration über mehrere Bins einen geringeren Fehler aufweist als die maximale Pulshöhe. Vor der Integration wird der aus den Presamples bestimmte Wert für die Baseline abgezogen, außerdem werden auf den Wert 0 gesetzte Bins, sog. *Bit-drops*⁴, durch Interpolation ausgeglichen. Abbildung 4.10 zeigt das Spektrum der integrierten Ladung, wieder getrennt nach Anoden- und Potentialdraht-Signalen. Die Form der Spektren entspricht der erwarteten Landau-Verteilung. Abbildung 4.11 belegt, daß bei dem verwendeten Integrationsalgorithmus keine Unter- oder Überbewertung des Baseline-Anteils vorlag. Es wurde hier die integrierte Ladung gegen die Pulshöhe aufgetragen. Man erkennt eine weitgehend lineare Korrelation zwischen den beiden Werten.

⁴Bit-drops sind ein bekanntes Problem in FADC-Systemen, das vermutlich durch Timing-Fehler im Scanner hervorgerufen wird. In unserem Fall traten Bit-drops bei ca. 1 – 2 % aller Signale auf.

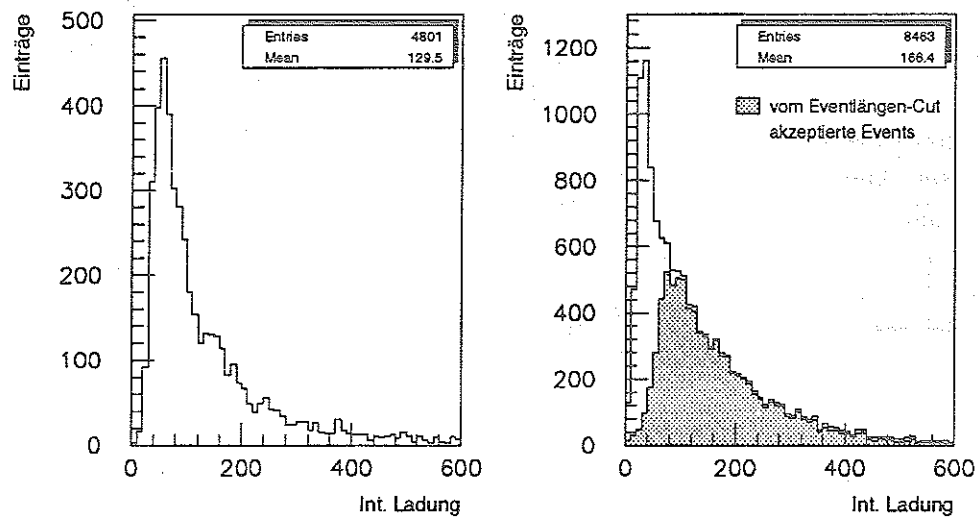


Abbildung 4.10: Spektrum der integrierten Ladung, a) für Anoden-Signale, b) für Potentialdraht-Signale

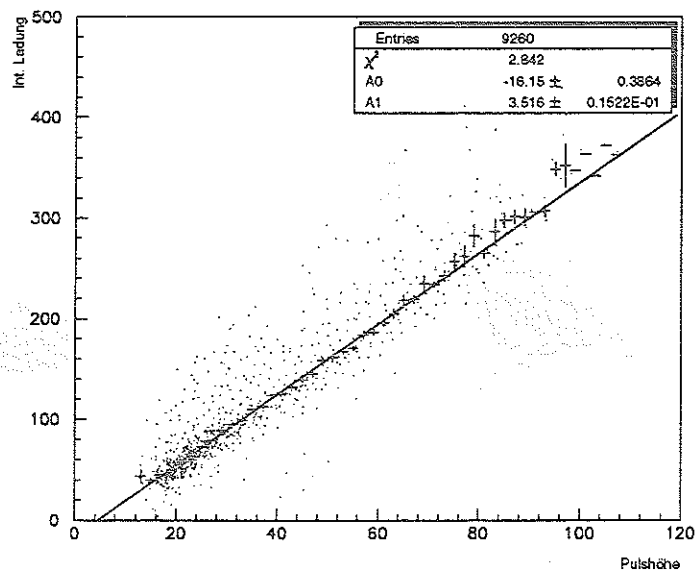


Abbildung 4.11: Korrelation von integrierter Ladung zu Pulshöhe

4.4.3 Das $\Delta P/\Sigma P$ -Spektrum

Für den Einsatz der Kammer bei niedriger Gasverstärkung ist noch zu überprüfen, ob auch in diesem Bereich die Ortsbestimmung über das IDC-Prinzip möglich ist, d.h. ob die Information über die auf den Potentialdrähten influenzierte Ladung eindeutige Rückschlüsse auf den Ort des Teilchendurchgangs innerhalb der Driftzelle erlaubt. Um dies zu beurteilen, wurde die Korrelation des Anodensignals zur Summe der Potentialdraht-Signale untersucht, sowie die Form des Differenzspektrums $\Delta P/\Sigma P$. Eine direkte Eichung der Kammer und eine Bestimmung der Ortsauflösung war mit den Daten dieser Strahlzeit nicht möglich, da für die sehr langsamen 38 MeV-Protonen der Beitrag der Coulomb-Vielfachstreuung mit $\theta_{ms} = 5 - 10$ mrad gegenüber der intrinsischen Kamerauflösung dominiert.

Abbildung 4.12 a) belegt, daß auch bei der von uns gewählten Gasverstärkung von $\sim 2 \cdot 10^3$ noch eine eindeutige Korrelation zwischen dem Anodensignal und der Summe der Potentialdraht-Signale rechts und links der Anode vorliegt. Besonders deutlich wird dies im Vergleich mit Abb. 4.12 b) ersichtlich. Hier wurden für den Doppelpuls-Datensatz das Potentialdraht-Signal des zweiten Pulses gegen das Anodensignal des ersten Pulses aufgetragen. Es handelt sich hier also um unkorrelierte Signale, demzufolge sind auch die Datenpunkte völlig ungeordnet über den gesamten Bereich verteilt.

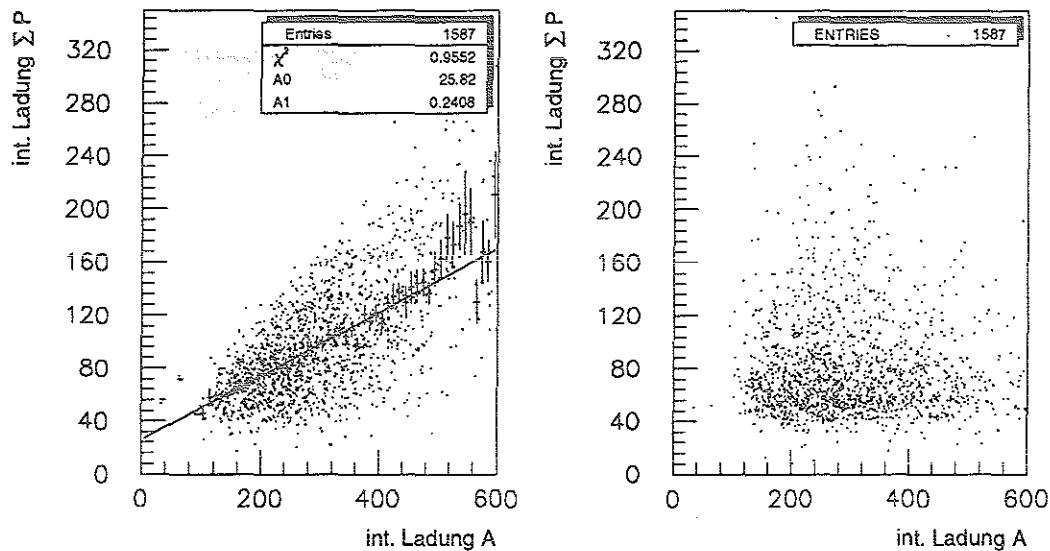


Abbildung 4.12: Korrelation von Anodensignal zur Summe der Potentialdraht-Signale P_l und P_r , a) für korrelierte Signale, b) für unkorrelierte Signale

Um nachzuweisen, daß die Influenzsignale tatsächlich eine Ortsangabe für den Teichendurchgang innerhalb einer Driftzelle ermöglichen, wurde die Häufigkeitsverteilung der $\Delta P/\Sigma P$ -Werte herangezogen. Diese Verteilung sollte bei gleichmäßiger Überdeckung der Driftzelle mit parallelen Spuren durch eine Funktion der Form

$$N\left(\frac{\Delta P}{\Sigma P}\right) = k_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - k_2 \cdot (\Delta P/\Sigma P)^2}} \quad (4.3)$$

zu beschreiben sein (für eine exakte Herleitung dieser Häufigkeitsverteilung sei hier auf [Rod92] verwiesen). Zur Erstellung des $\Delta P/\Sigma P$ -Spektrums wurden wiederum die Daten der ersten Strahlzeit verwendet, da hier durch den Szintillator-Trigger vorzugsweise parallele Spuren vorlagen. Die Häufigkeitsverteilung für einen willkürlich gewählten Draht zeigt Abb. 4.13, den Meßwerten ist die Form der theoretischen Verteilung unterlegt.

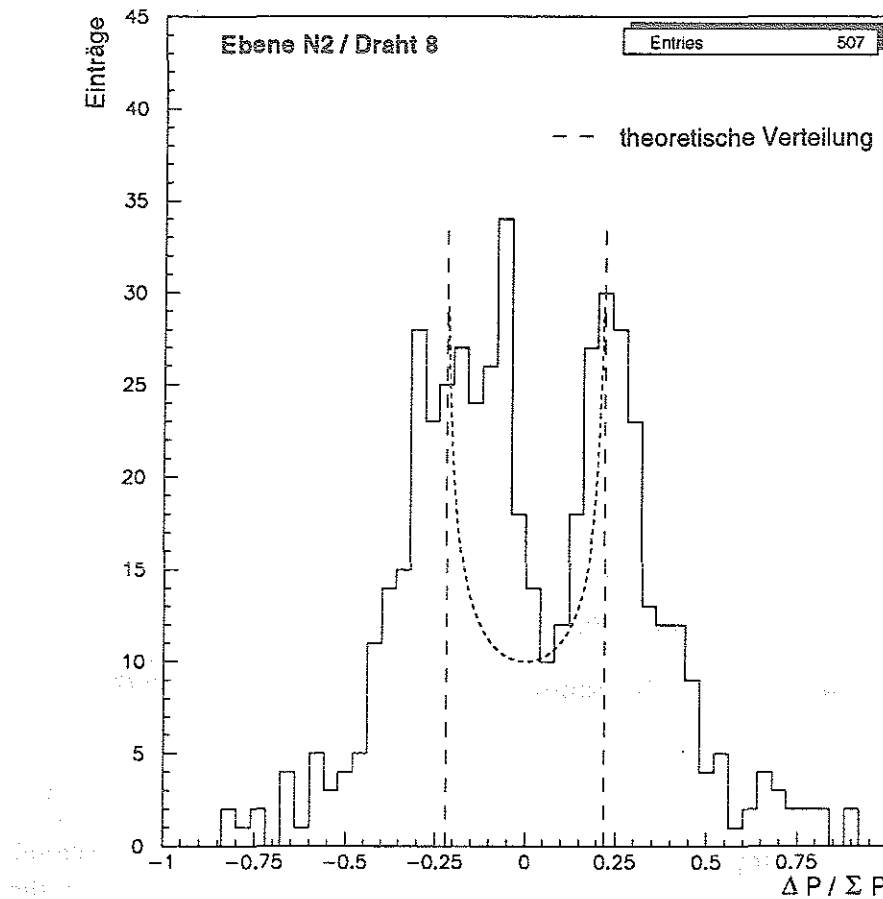


Abbildung 4.13: Häufigkeitsverteilung der $\Delta P/\Sigma P$ -Werte

Im Rahmen der Statistik läßt sich eine gute Übereinstimmung mit der theoretisch erwarteten Kurve feststellen. Die Verbreiterung der beiden Spitzen

der Verteilung ist nicht untypisch und wurde auch in früheren Messungen bereits gesehen, sie ist auf einen Beitrag von schrägen Spuren zur Häufigkeitsverteilung zurückzuführen.

Die Funktionsfähigkeit der IDC ist somit auch bei sehr niedriger Gasverstärkung gewährleistet. Beim Nachweis von hochionisierenden ^3He -Teilchen müßten sich also durch ein Absenken der Hochspannung die vom Primärstrahl erzeugten Signale wirkungsvoll unterdrücken lassen, ohne die sehr gute Ortsauflösung der Kammer massiv zu beeinträchtigen.

4.5 Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung

Wie aus Abschnitt 4.4.1 hervorgeht, dürfte die Trennbarkeit der Kammersignale bis hin zu Raten von 10^7 Teilchen/Draht $\cdot$ s kein ernsthaftes Problem für den Einsatz der IDC am Flugzeitspektrometer darstellen. Es bleibt zu bewerten, in wieweit das durch Hochraten hervorgerufene Absinken der Gasverstärkung diese Verwendung einschränkt.

4.5.1 Theoretische Grundlagen

Um das durch Raumladungseffekte verursachte Absinken der Signalhöhe quantitativ zu beschreiben, geht man von einem allgemeinen Ansatz für die Größe der Gasverstärkung aus. Gemäß [Tow47] gilt:

$$G = k \cdot \exp \left(\int_{r_d}^{r_a} \alpha(r) dr \right) \quad (4.4)$$

mit

- G = Gasverstärkung
- r_d = Radius des Signaldrahtes
- r_a = Radius des Gasverstärkungsbereichs
- α = erster Townsend-Koeffizient
- k = gasspezifische Konstante

Im Bereich niedriger Gasverstärkung läßt sich der Townsend-Koeffizient α nach [Kor46] näherungsweise ausdrücken durch

$$\alpha \simeq A \cdot P \cdot e^{-(B \cdot p/E)} \quad (4.5)$$

wobei A und B empirische Werte sind, die allein von der Gasmischung abhängen, E die Stärke des elektrischen Feldes und p der Gasdruck in der Kammer.

Damit kann man Formel 4.4 umschreiben in:

$$G = k \cdot \exp \left(\int_{r_d}^{r_a} A \cdot P \cdot e^{-(B \cdot p/E(r))} dr \right) \quad (4.6)$$

Geht man von einem zylindersymmetrischen elektrischen Feld im Bereich der Gasverstärkungszone und von einer niedrigen Strahlrate aus, so erhält man aus 4.6:

$$G_0 = k \cdot \exp \left(\int_{r_d}^{r_a} A \cdot P \cdot \exp \left(-\frac{B \cdot P \cdot 2\pi\epsilon_0 \cdot r}{C \cdot V_0} \right) dr \right) \quad (4.7)$$

Hierbei ist

- G_0 = Gasverstärkung bei niedriger Rate
- ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante
- C = Kammerkapazität
- V_0 = Potential des Anodendrahtes in Bezug zur Kathode

Durch Zusammenfassen aller kammerspezifischen Konstanten läßt sich dieser Ausdruck umformen in:

$$G_0 = k \cdot \exp \left(\int_{r_d}^{r_a} A \cdot P \cdot \exp \left(-\kappa \cdot \frac{r}{V_0} \right) dr \right) \quad (4.8)$$

mit

$$\kappa = \frac{B \cdot P \cdot 2\pi\epsilon_0}{C}$$

Das Ausführen der Integration ergibt für die Gleichung 4.8:

$$G_0 = k \cdot \exp \left(A \cdot P \cdot \left(-\frac{V_0}{\kappa} \cdot \exp \left(-\kappa \frac{r}{V_0} \right) \right) \right) \bigg|_{r_d}^{r_a} \quad (4.9)$$

Unter der Vorraussetzung, daß $r_d \ll r_a$ kann man r_d näherungsweise Null setzen und erhält so aus 4.9:

$$G_0 = k \cdot \exp \left(\frac{A \cdot P \cdot V_0}{\kappa} \cdot \left(1 - \exp \left(-\kappa \frac{r_a}{V_0} \right) \right) \right) \quad (4.10)$$

Der Ausdruck $\exp(-\kappa \cdot r_a/V_0)$ liegt bei der von uns verwendeten Gasmischung und Kammereinstellung in der Größenordnung ~ 0.02 und darf insofern ebenfalls in guter Näherung vernachlässigt werden. Man erhält damit aus Gleichung 4.10 für die Gasverstärkung den einfachen Ausdruck:

$$G_0 = k \cdot \exp \left(\frac{A \cdot P \cdot V_0}{\kappa} \right) \quad (4.11)$$

Will man das hochratenbedingte Absinken der Gasverstärkung berücksichtigen, so geht das Anodenpotential V_0 über in ein effektives Potential V , das um den durch die Raumladung erzeugten Spannungsabfall reduziert ist:

$$V_0 \longrightarrow V = V_0 - \Delta V$$

Aus Formel 4.11 folgt somit:

$$\frac{G(R)}{G_0} = \exp\left(-\frac{A \cdot P}{\kappa} \cdot \Delta V\right) = e^{-(k' \cdot \Delta V)} \quad (4.12)$$

Der Spannungsabfall ΔV läßt sich nach einer Rechnung von [Hen69] durch den folgenden Ausdruck beschreiben:

$$\Delta V = G(R) \cdot R \cdot \frac{n_t \cdot e}{\mu^+ \cdot V_0} \cdot \frac{r_b^2 \cdot \ln(r_b/r_d)}{8\pi^2 \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{P/P_0}{L} \quad (4.13)$$

mit

$G(R)$	=	ratenabhängige Gasverstärkung
R	=	Strahlrate
n_t	=	totale Primärionisation in der Driftzelle
μ^+	=	Ionenbeweglichkeit
V_0	=	Anodenpotential
r_b	=	Radius des zylindersymmetrischen Feldes
r_d	=	Radius des Anodendrahtes
P_0	=	Normaldruck
L	=	Strahldurchmesser

Es werden nun wiederum alle kammerspezifischen Konstanten zusammengefaßt und man erhält aus 4.13:

$$\Delta V = G(R) \cdot R \cdot \frac{\gamma}{V_0}$$

Unter Benutzung von Gleichung 4.12 ergibt sich damit für die Abhängigkeit des Spannungsabfalls von der Strahlrate:

$$\Delta V \cdot e^{k' \cdot \Delta V} = G_0 \cdot R \cdot \frac{\gamma}{V_0}$$

Die Entwicklung der Exponentialfunktion führt zu der folgenden Gleichung:

$$\Delta V = -\frac{1}{2k'} + \frac{1}{2k'} \cdot \sqrt{1 + 4k' \cdot \gamma/V_0 \cdot G_0 \cdot R} \quad (4.14)$$

Zu beachten ist hierbei, daß die Exponentialfunktion bis zum zweiten Term entwickelt wurde, da man nicht davon ausgehen kann, daß die Gasverstärkung sich nur geringfügig ändert.

Schließlich setzt man (4.14) in (4.12) ein und erhält:

$$G(R) = G_0 \cdot \exp\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cdot \sqrt{1 + 4k' \cdot \gamma/V_0 \cdot G_0 \cdot R}\right) \quad (4.15)$$

Diese Formel kann als allgemeine Beschreibung der ratenabhängigen Gasverstärkung für nicht zu große Änderungen in der Signalhöhe verwendet werden. Bei dem in dieser Untersuchung angewendeten Meßverfahren wird nicht

die mittlere Teilchenrate, sondern der zeitliche Abstand zwischen zwei Signalen ausgewertet; aus diesem Grund wird noch die Rate R durch den mittleren Zeitabstand Δt ersetzt und man erhält für einen Fit an die gemessene Gasverstärkung die folgende Funktion:

$$G(R) = P_1 \cdot \exp \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cdot \sqrt{1 + P_1 \cdot P_2 \cdot \frac{1}{\Delta t}} \right) \quad (4.16)$$

mit

$$\begin{aligned} P_1 &= G_0 \\ P_2 &= P_2(r_b^2, P, E, V_0, \dots) \end{aligned}$$

Abb. 4.14 zeigt den Verlauf der Funktion für unterschiedliche Werte von P_2 . Man erkennt deutlich den massiven Einfluß, den eine Änderung der Zellgröße (charakterisiert durch den Parameter r_b) einer Driftkammer auf deren Ratenverträglichkeit ausübt. Auch aus diesem Grund ist bei der IDC mit ihrer sehr kleinen Zellgeometrie eine gute Hochratentauglichkeit zu erwarten.

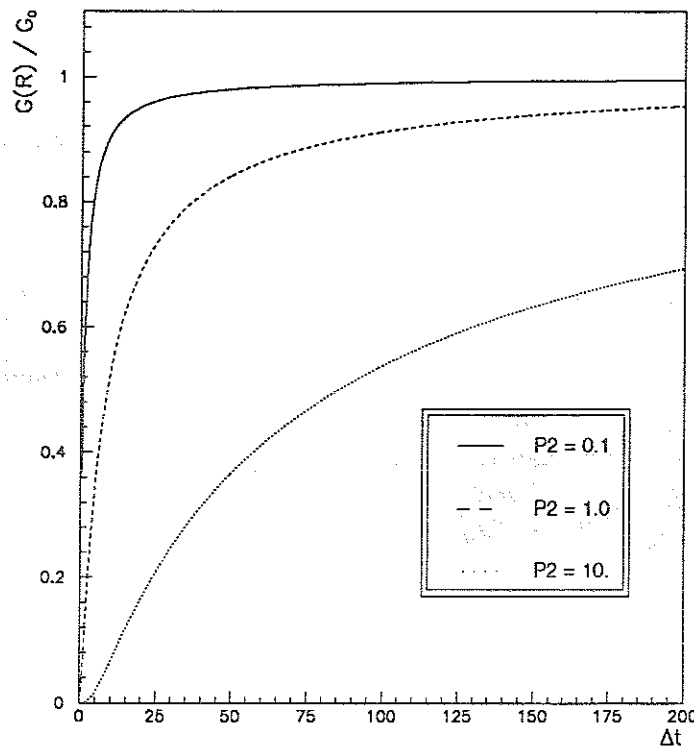


Abbildung 4.14: Verlauf der ratenabhängigen Gasverstärkung in Abhängigkeit vom Parameter P_2

4.5.2 Meßergebnisse

Für die Untersuchung der Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung wurde nach dem unter 4.1 beschriebenen Verfahren der Doppelspur-Datensatz ausgewertet. Abbildung 4.15 zeigt die Verteilung der beiden Parameter, die diesen Datensatz beschreiben: der zeitliche und der räumliche Abstand zwischen den beiden Pulsen.

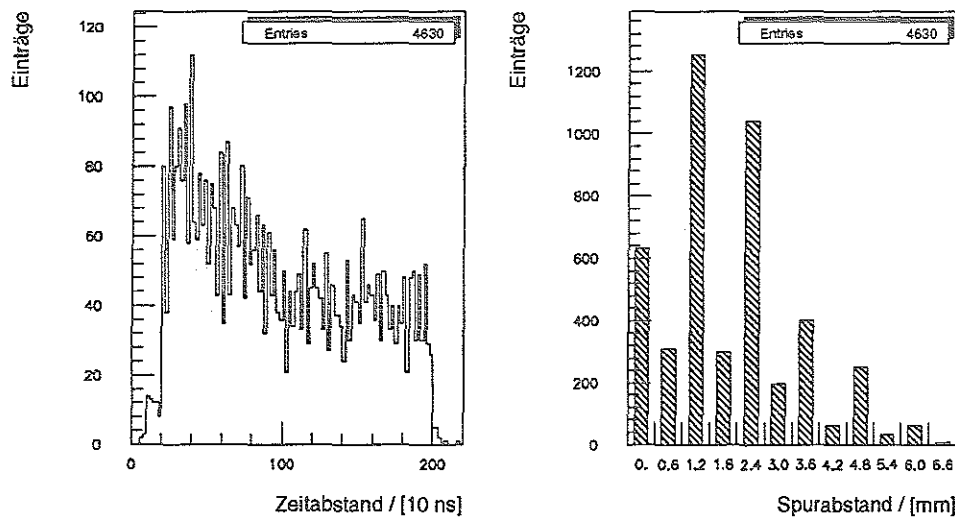


Abbildung 4.15: Verteilung von zeitlichem und räumlichem Abstand bei dem untersuchten Doppelspur-Datensatz, a) Zeitabstand zwischen den beiden Spuren, b) räumlicher Abstand der Spuren längs des Anodendrahtes

Die Δt -Verteilung (Abb. 4.15 a)) wurde aus den FADC-Startadressen ermittelt, sie liegt zwischen 250 ns und 2 μ s und spiegelt somit das im Doppelspur-Trigger eingestellte Zeitfenster wieder. Der räumliche Abstand der beiden Spuren wurde mit der Ebene N3 bestimmt. Die Ebene wurde hierfür nur als Vieldraht-Proportionalkammer ausgelesen, die Abstände sind daher diskret verteilt. Gleichung 4.17 beschreibt den Zusammenhang zwischen den Draht-Nummern der getroffenen Zellen in Ebene N3 und dem Abstand der Spuren längs des Drahtes in Ebene N2.

$$d_{N2} = \frac{(nw_2 - nw_1) \cdot b}{\cos \phi} \quad (4.17)$$

mit

- nw_1 = Draht-Nummer des ersten Signals der Doppelspur
- nw_2 = Draht-Nummer des zweiten Signals der Doppelspur
- b = Breite einer Driftzelle (600 μ m)
- ϕ = Winkel zwischen den Drähten von Ebene N2 und N3 (60°)

Um eine möglichst hohe Doppelspur-Statistik aus den aufgenommenen Daten zu extrahieren, wurden bei dieser Ebene auch Spuren ausgewertet, die zwei Driftzellen schräg durchqueren. In diesem Fall wurde der Ort durch Interpolation aus den Mittelpunkten beider Driftzellen gewonnen. Abbildung 4.15 b) zeigt die Verteilung der Spurabstände, wie sie nach diesem Verfahren ermittelt wurden.

Aufgrund der leider geringen Statistik an Doppelspuren wurde bezüglich des räumlichen Abstandes nur eine Grobunterteilung vorgenommen. Spuren mit einem Abstand von $\leq 3.6\text{mm}$ wurden als nah beieinanderliegend betrachtet, in diesem Bereich müßte ein Abschirmungseffekt durch Überlagerung der Ladungswolken feststellbar sein. Als Kontrollmessung wurden darüberhinaus die Events mit mehr als 3.6 mm Abstand der Ladungswolken ausgewertet, hier sollten die Signale keinerlei Rückwirkung aufeinander haben.

Ergebnisse für nah beieinanderliegende Doppelspuren

Die Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung erhält man durch Auftragen des Mittelwerts der integrierten Ladung des zweiten Signals der Doppelspur gegen den Zeitabstand zwischen den beiden Signalen. Die mittlere integrierte Ladung des Signals ist dabei direkt proportional zur Gasverstärkung, während der Zeitabstand mit der mittleren Teilchenrate über die Relation

$$\Delta t = \frac{1}{R} \quad (4.18)$$

verknüpft ist.

In Abb. 4.16 wurde der Zeitabstand Δt in Bins von 50 ns Breite zusammengefaßt und für die Werte jedes Bins die mittlere integrierte Ladung bestimmt. Der Fehlerbalken ergibt sich hierbei aus der Varianz der Messwerte eines Bins. Die im vorigen Abschnitt entwickelte allgemeine Beschreibung der Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung, Formel 4.16, wurde schließlich für einen Fit an die Mittelwerte verwendet.

Für den Plot in Abb. 4.16 a) wurden alle Events mit einem Doppelspur-Abstand von $\leq 3.6\text{mm}$ berücksichtigt. Hierbei erhält man in einigen Bins stark abweichende Mittelwerte mit großen Fehlerbalken. Dies läßt sich zurückführen auf die Landau-Fluktuation der Energieabgabe innerhalb der Driftzelle. Dabei können einzelne sehr hohe Signale entstehen, die den Mittelwert des Großteils der Daten massiv zu hohen Werten hin verfälschen und die die Varianz vergrößern. Es ist daher zulässig und auch sinnvoll, die Daten mit einem *Truncated Mean*-Algorithmus zu behandeln. Hierbei werden zu einem bestimmten Prozentsatz (in der Größenordnung $5 - 30\%$) die Events mit den höchsten Signalen verworfen, die für den Fehler bei der Mittelwertbildung⁵ verantwortlich sind. Abbildung 4.16 b) zeigt das Ergeb-

⁵Eine detaillierte Abhandlung über den Einsatz des *Truncated-Mean-Algorithmus* findet sich u.a. in [Hau91]

nis der Anwendung eines solchen Truncated-Mean-Algorithmus auf unseren Datensatz. Es wurden dabei aus den in Abb. 4.16 a) dargestellten Daten alle Events verworfen, deren integrierte Ladung einen Wert von 200 überstieg (es handelte sich dabei um weniger als 3.5 % aller Events). Wie man sieht, sind die in Abb. 4.16 a) aufgetretenen starken Abweichungen der Mittelwerte von der Fitkurve hier nicht mehr vorhanden, außerdem sind die Varianzen der einzelnen Meßwerte alle etwa gleich groß. Ein stärkerer Schnitt durch das Truncated-Mean-Verfahren führte zu keiner weiteren signifikanten Änderung, wie aus Abb. 4.16 c) ersichtlich. Insbesondere erfährt der Verlauf der Fitkurve, charakterisiert durch den Fitparameter P2, nur eine minimale Änderung, die wesentlich geringer ist als es bei dem für P2 ermittelten Fehler zulässig wäre. Bei der Kurve aus Abb. 4.16 c) wurde der Truncated-Mean-Parameter auf einen Wert von 150 gesenkt, dadurch wurden etwa 8 % aller Events verworfen.

Anhand der Fitfunktion ist in allen drei Plots ein leichtes Absinken der Signalthöhe hin zu kurzen Zeitabständen feststellbar. Allerdings liegt diese Abnahme der Gasverstärkung auch bei Zeitabständen von 200 ns noch unterhalb von 10 %. Für eine Angabe über die Ratenverträglichkeit muß außerdem noch die Flächendichte des Teilchenstrahls angegeben werden. Alle in der obigen Auswertung berücksichtigten Doppelspuren lagen innerhalb einer Parallelogrammfläche, die von einer Driftzelle in Ebene N2 und den 3 Driftzellen der Kontrollebene N3 aufgespannt wird. Die Fläche hat somit eine Größe von

$$A = 0.6\text{mm} \times 3.6\text{mm} = 2.16\text{mm}^2.$$

Dies bedeutet, daß bei einem zulässigen Absinken der Gasverstärkung von 10 % die IDC mit den von uns gewählten Einstellungen bis zu einer Rate von

$$R_{90\%} = 2.5 \cdot 10^6 \text{ Teilchen/mm}^2 \cdot \text{s}$$

betrieben werden kann. Bei dem von COSY angestrebten Strahldurchmesser in der Größenordnung von 1 – 2 mm ist dieser Wert im übrigen kompatibel zur Ratenbegrenzung aufgrund der Trennbarkeit der Signale (siehe Abschnitt 4.4.1).

Die Abhängigkeit der intrinsischen Ortsauflösung σ_x der Influenzdriftkammer von der Gasverstärkung wurde bereits im Oktober 1990 am Bonner Synchrotron vermessen. Abb. 4.17 dokumentiert diese Messung.

Bei der für unsere Messung eingestellten Gasverstärkung von $G_0 = 2 \cdot 10^3$ ist demnach eine Ortsauflösung von $\sigma_x \simeq 50\mu\text{m}$ zu erwarten. Bei einer hochratenbedingten Abnahme der Gasverstärkung um 10 % dürfte sich die Auflösung nur um wenige μm verschlechtern.

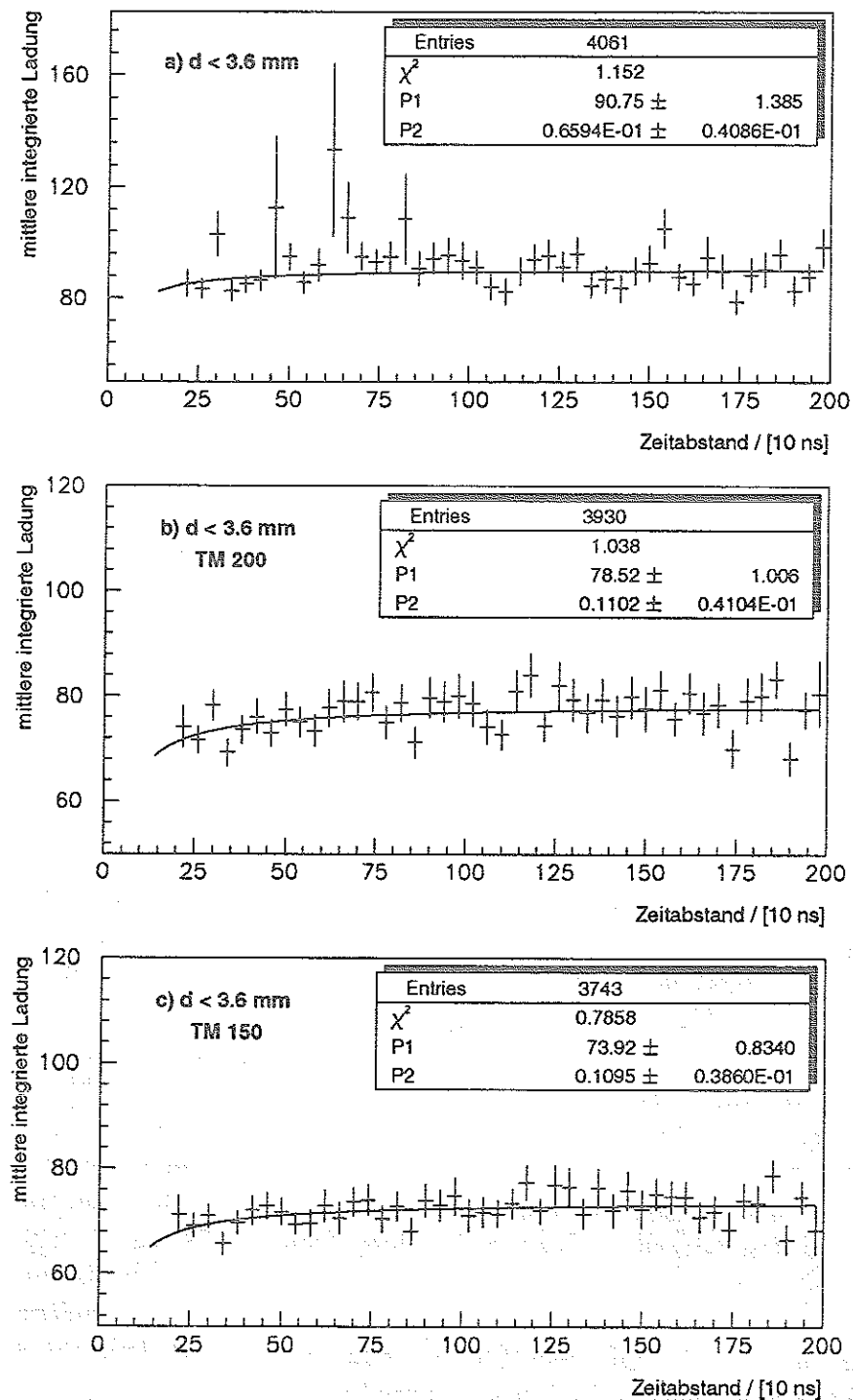


Abbildung 4.16: Verlauf der Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung bei unterschiedlichen Truncated-Mean-Schnitten, a) ohne Truncated-Mean-Algorithmus, b) Truncated-Mean bei integrierter Ladung > 200 , c) Truncated-Mean bei integrierter Ladung > 150

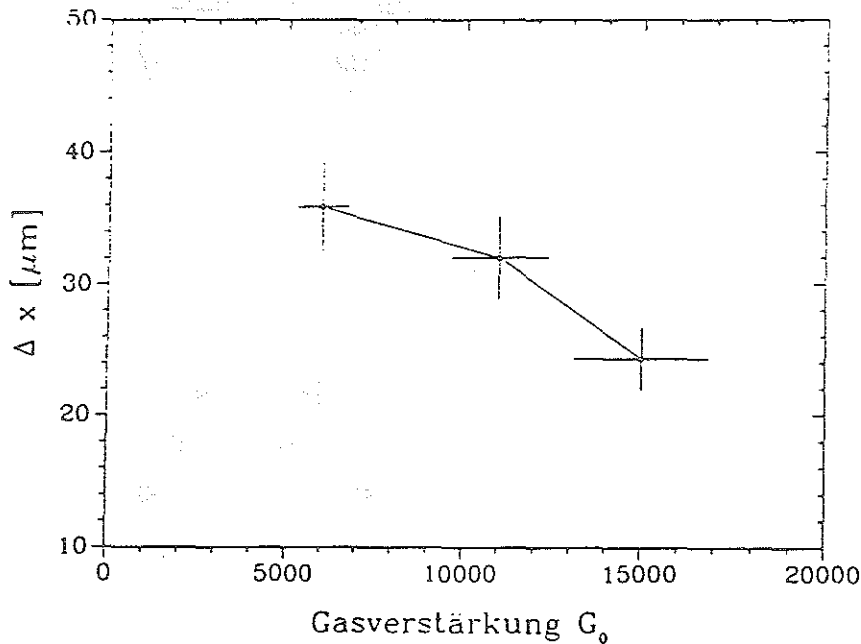


Abbildung 4.17: Ortsauflösung der IDC in Abhängigkeit von der Gasverstärkung

Ergebnis für räumlich getrennte Doppelspuren

Mit dem gleichen Auswerteprogramm und mit gleichen Cut-Kriterien wurden aus dem Doppelspur-Datensatz auch die Events ausgewertet, bei denen die Spuren um mehr als 3 Driftzellen voneinander getrennt lagen. Dieses kann als Kontrolle für die obige Auswertung angesehen werden, da in diesem Fall ein Absinken der Gasverstärkung bei kurzen Zeitabständen *nicht* beobachtet werden darf. Allerdings ist für solche Events die Statistik relativ schlecht, aufgrund der guten Strahlfokussierung (und der kurzen Strahlzeit) waren im gesamten Doppelspur-Datensatz nur knapp 400 Events mit der geforderten Charakteristik. Abbildung 4.18 zeigt die mittlere integrierte Ladung, aufgetragen gegen den zeitlichen Abstand der Doppelspuren. Es wurden nach dem Truncated-Mean-Algorithmus alle Events mit einer integrierten Ladung über 200 verworfen, für den Fit an die Daten wurde wiederum eine Funktion nach Gleichung 4.16 benutzt. Der Plot ist somit ein exaktes Pendant zu Abb. 4.18 b), allerdings für räumlich getrennte Spuren.

Im Gegensatz zu Abb. 4.16 b) zeigt diese Kurve kein Absinken der Werte zu kurzen Zeitabständen, die gefittete Funktion deutet sogar in diesem Bereich einen leichten Anstieg der Signalhöhe an. Dieses ließe sich durch ein Einsetzen des *pile-up*-Effektes erklären, für detailliertere Aussagen bedarf es in diesem Fall aber einer besseren Statistik.

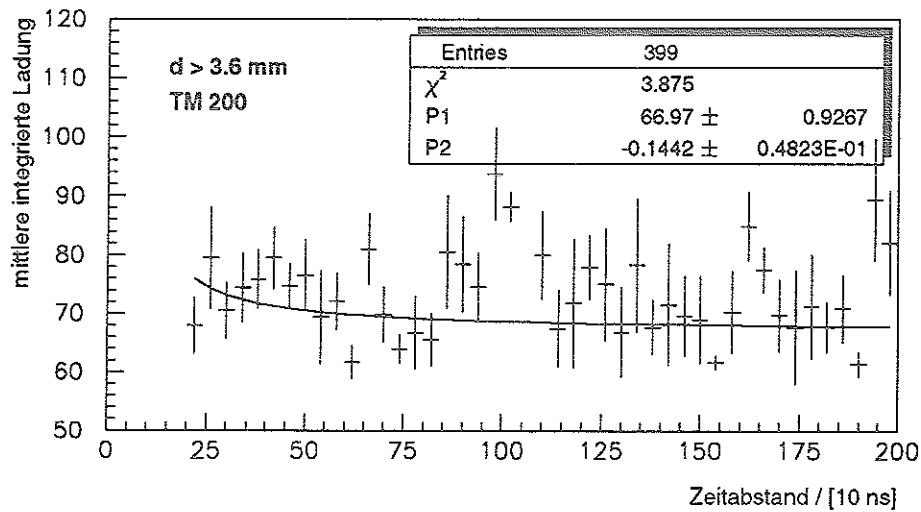


Abbildung 4.18: Verlauf der Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung für räumlich getrennte Spuren

Da sich die für Abb. 4.16 b) und Abb. 4.18 verwendeten Datensätze (außer in der Anzahl der Events) nur noch im räumlichen Abstand der Spuren unterscheiden, kann man davon ausgehen, daß das Absinken der mittleren Ladung des zweiten Signals bei kurz aufeinanderfolgenden Spuren tatsächlich auf eine Abschirmung des Signaldrahtes und eine damit verbundene Abschwächung der Gasverstärkung zurückgeführt werden muß.

Zusammenfassung

Ein Schwerpunkt bei den ersten Experimenten am neuen Speicherring COSY wird auf der Untersuchung von Struktur, Eigenschaften und Produktionsmechanismen des η -Mesons liegen, angeregt u. a. durch Ergebnisse, die am Speicherring SATURNE in Sacclay (Frankreich) gewonnen wurden. Bei diesen Messungen zeigte sich für den Reaktionskanal $p d \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ eine extreme Überhöhung im totalen Wirkungsquerschnitt nahe der Schwelle. Ein Modell von Kilian und Nann [Kil90] erklärt diesen Effekt durch eine Zweistufenreaktion am Deuteron, verbunden mit einer Fusion der emittierten Ausgangsteilchen. Zur Überprüfung dieses theoretischen Ansatzes liegt bislang nur eine unzureichende Menge an Daten (hauptsächlich bei kleiner Winkelakzeptanz) vor, daher wird eines der ersten Experimente an COSY die Messung des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitts für die η -Produktion im Kanal $p d \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ sein.

Mit Hilfe von Detektorsimulationen wurde gezeigt, daß dieses Experiment mit dem Flugzeitspektrometer COSY-TOF bereits in einem sehr frühen Stadium, mit einer Grundversion des Detektors, durchgeführt werden kann. Eine Separation der Reaktion gegen die um einen Faktor $10^4 - 10^5$ dominierenden Konkurrenzreaktionen ist dabei aufgrund der klaren Signatur des sehr langsamen und doppelt geladenen ${}^3\text{He}$ -Teilchen möglich. Das η -Meson wird durch einen Eintrag an entsprechender Stelle in der Missing-Mass-Verteilung nachgewiesen, nach den Ergebnissen der Monte-Carlo-Rechnungen wird hierbei eine Auflösung von $\Delta m_\eta/m_\eta < 10\%$ erreicht.

In seiner ersten Ausbaustufe besteht das Flugzeitspektrometer aus dem Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target, einem segmentierten Startzähler und einem Szintillator-Hodoskop mit 1.16 m Durchmesser, über welches Ort und Flugzeit eines registrierten Teilchens bestimmt werden kann. Da der Fehler in der Auflösung der Missing-Mass hauptsächlich durch die Ortsauflösung des Stop-Hodoskops bestimmt wird, ist geplant, das Flugzeitspektrometer durch eine hochauflösende mehrlagige Driftkammer in der Targetregion zu erweitern. Durch Simulationsrechnungen konnte belegt werden, dass der Einsatz einer solchen Kammer für die Messung der Reaktion $p d \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ eine signifikante Verbesserung in der Orts- und Impulsauflösung ermöglichen wird und somit sinnvoll ist. Bei der vorgesehenen Kammer handelt es sich um einen Mikrovertex-Detektor vom Typ der Influenzdriftkammer (IDC). Diese Kam-

mer zeichnet sich durch eine ausgezeichnete Ortsauflösung ($\sigma_x \approx 30 \mu\text{m}$), eine geringe Massenbelegung und eine gute Hochratentauglichkeit aus. In einer mehrjährigen Entwicklungszeit wurden am Institut für Kernphysik bereits mehrere Prototypen dieses Detektors angefertigt und getestet. Die vorliegende Arbeit befaßt sich u. a. mit der Entwicklung vom Prototypen zu einem für den Langzeiteinsatz geeigneten Nachweisgerät.

Der hohe Strahlstrom, der mit dem COSY-Beschleuniger erreichbar geworden ist, stellt besondere Anforderungen an die Hochratentauglichkeit der für den Teilchennachweis benutzten Detektoren, insbesondere an die IDC, die direkt im Primärstrahl betrieben werden soll. Für Driftkammern wird der Einsatz bei hohen Raten in erster Linie durch die Ausbildung von Raumladungen um die Signaldrähte und ein damit verbundenes Absinken der Gasverstärkung limitiert. Um die Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung zu untersuchen und um die Einsetzbarkeit der Kammer im Experiment unter Beweis zu stellen, wurden mit der IDC in der ersten Messung an einem externen COSY-Strahl Daten aufgenommen. Die Messung beruhte dabei auf einem neuartigen Verfahren, durch die Selektion von eng beieinanderliegenden Doppelspuren direkt den Abschirmungseffekt nachzuweisen. Aufgrund der kleinen Zell-Dimensionen der Kammer wurde nur eine schwache Ratenabhängigkeit der Gasverstärkung erwartet; diese konnte auch nachgewiesen und durch eine Gegenprobe bestätigt werden. Bei einem tolerierbaren Absinken der Gasverstärkung von 10 % ist die Kammer demnach bis zu einer Strahlintensität von

$$R_{90\%} = 2.5 \cdot 10^6 \text{ p/mm}^2 \cdot \text{s}$$

einsetzbar. Eine Erhöhung der Strahlrate über diesen Wert hat lediglich eine vorübergehende Ineffizienz der Kammer zur Folge.

Neben dem Nachweis der Hochratentauglichkeit der IDC wurde anhand der Meßdaten auch die einwandfreie Funktion der Kammer bei niedriger Gasverstärkung und ihre Eignung als hoch auflösender Strahlmonitor belegt.

Literaturverzeichnis

- [Bad91] E. Badura, R. Seifert, A.H. Walenta und H.Z. Xu, *Front End Electronic for the ZEUS Detector*, Nuclear Physics B 23A (1991), 239
- [Berg88] J. Berger et al., *Identification of the $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ Reaction Very Near Threshold: Cross Section and Deuteron Tensor Analyzing Power*, Physical Review Letters 61 (1988), 919
- [Bert85] P. Berthet et al., *Very backward π^0 and η^0 production by proton projectiles on a deuterium target at intermediate energies*, Nuclear Physics A 443 (1985), 589
- [Bor91] W. Borgs et al., COSY E8 Proposal (1991)
- [Bor92] Y. Le Bornec and C. Wilkin, *Int. Workshop on "Baryon Spectroscopy and the Structure of the Nucleon"*, Saclay (France), Edited by H. Morsch and M. Soyeur, Jülich (1992), 269
- [Brö91] R. Bröders, *Untersuchung von Gasparametern und Hochrateneffekten einer Influenzdriftkammer*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1991), Jül-Bericht 2577
- [Cha71] G. Charpak et al., *Some features of large Multiwire Proportional Chambers*, Nuclear Instruments and Methods 97 (1971), 377 – 388
- [Chi90] E. Chiavassa et al., *Preliminary results of η production by proton at $T_p \leq 1$ GeV*, Nuclear Physics A 519 (1990), 413c
- [Dab88] H. Dabbous, *Aufbau einer Testzelle zur Laserkalibration der planaren ZEUS-Driftkammern und Untersuchungen von Algorithmen zur Analyse von FADC-Signalen*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Bonn-IR-88-43
- [Dah91] M. Dahmen, *Ortsauflösung und Triggerverhalten einer Influenzdriftkammer*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1991), Jül-Bericht 2578

- [Dah94a] M. Dahmen et al., *A Three Layer Circular Scintillator Hodoscope*, to be published in Nuclear Instruments and Methods in Physics Research
- [Dah94b] M. Dahmen, Dissertation, Universität Bonn (1994), in Vorbereitung
- [Dec92] G. Decker, *Entwicklung einer Influenzdriftkammer zur Messung assoziierter Strangenessproduktion*, Dissertation, Universität Bonn (1992), Jül-Bericht 2645
- [Dic93] K. Dickinson, *Stabilising the Induction Drift Chamber*, Interner Report, Forschungszentrum Jülich (1993)
- [Emp89] A. Empl, *Untersuchung eines Szintillations-Detektors besonderer Form*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1989), Jül-Spez-510
- [Fla84] V. Flaminio et al., *Compilation of cross-sections, III: p and $\bar{p}$ induced reactions*, CERN-HERA 84-01
- [Gei89] J. Geisbüsch, *Gasverstärkung in einer asymmetrischen Influenzdriftkammer*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1989)
- [Ger90] J.F. Germond and C. Wilkin, *The $pp \rightarrow pp\eta$ reaction near threshold*, Nuclear Physics A 518 (1990), 308
- [Gro89] H. Grote, I. McLaren, *EPIO - Experimental Physics Input Output Package User's Guide*, CERN, 1989
- [Grz93] D. Grzonka and W. Oelert, *To the COSY-Jülich Experiment E-5 COSY-11, Two invited talks presented at the 105. WE-Heraeus-Seminar "Hadronic Processes at Small Angles in Storage Rings"*, KFA-IKP(1)-1993-1
- [Hau91] M. Hauschild et al., *Particle Identification with the OPAL Jet Chamber*, CERN-PPE/91-130
- [Hen69] R. Hendricks, *Space charge effects in proportional counters*, The Review of Scientific Instruments 40 (1969), 1216 – 1223
- [Jae92] V. Jaeckle, *Aufbau eines Flüssig-Wasserstoff-Targets mit extrem dünnen Fenstern*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1992), Jül-Bericht 2633
- [Kil90] K. Kilian und H. Nann, *Meson Production and Velocity Matching*, AIP Conference Reports 221, New York (1990), 185

- [Kor46] S. Korff, *Electrons and nuclear counters*, Van Nostrand, New York (1946)
- [Krä86] M. Krämer, *Ortsauflösung einer Influenzdriftkammer (IDC)*, Diplomarbeit, Universität Gesamthochschule Siegen (1986)
- [Lag88] J.M. Laget und J.F. Lecolley, *Direct Evidence for Three-Body Mechanisms in the Reaction $p + \vec{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$* , Physical Review Letters 61 (1988), 2069 – 2072
- [Lag91] J.M. Laget, F. Wellers and J.F. Lecolley, *η -meson production in nucleon-nucleon collisions*, Physics Letters B 257 (1991), 254
- [Lip92] C. Lippert, *Entwicklung, Test und Simulation einer Influenzdriftkammer*, Dissertation, Universität Bonn (1992), Jül-Bericht 2646
- [Liu89] L.C. Liu et al., *Proton-induced production of η on nuclei*, Physical Review C 40 (1989), 832
- [Luma] Prüfungsprotokoll, Firma Luma Lampan AB, Box 701, S-39127 Kalmar, Sverige
- [Mac92] H. Machner et al., COSY Letter of Intent 24 (1992)
- [Mai93] R. Maier, *Cosy Synchrotron and Storage Ring for Medium Energy Physics*, Vortrag auf dem 105. WE-Heraeus-Seminar "Hadronic Processes at Small Angles in Storage Rings", Proceedings edited by E. Rössle und O.W.B. Schult, ISBN 3-89336-112-X
- [Mat85] M. Matoba et al., *Three dimensional Monte Carlo simulation of the electron avalanche around an anode wire of a proportional counter*, IEEE Transactions on Nuclear Science Vol. NS-32 (1985), 541
- [Mic86] A. Michels, Diplomarbeit, Universität Bonn (1986), BONN-IR-86-03
- [Mic92] P. Michel et al., *Test of the Start Detector System for the Investigation of the pp-Bremsstrahlung with the COSY Time-of-Flight Spectrometer (TOF)*, Annual Report 1992, Jül-Bericht 2726, 5 – 6
- [Mic93] P. Michel, *Test des Rossendorfer COSY-TOF-Startdetektors am Zyklotron mit 13 MeV Protonen*, COSY-TOF-Note-RO-1-1993
- [Nak93] C. Nake, *Optimierung eines Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets mit äußerst dünnen Folienfenstern*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1993), Jül-Bericht 2820

- [Oku79] H. Okuno et al., *Azimuthal spread of the avalanche in proportional chambers*, IEEE Transactions on Nuclear Science Vol. NS-26 (1979), 160
- [PDG90] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Physics Letters B239 (1990)
- [Per91] Y. Perrin, *SPIDER User's Guide*, CERN, Genf 1991
- [Plo88] F. Plouin et al., *Threshold productions: η and π^0 beams at SATURNE*, Beitrag zum Workshop über "Production and Decay of Light Mesons" (edited by P. Fleury), World Scientific Verlag (1988), 114 – 124
- [Plo92] F. Plouin et al., *The η -meson mass*, Physics Letters B 276 (1992), 526 – 530
- [Pra93] D. Prasuhn, private Mitteilung
- [Rod89] E. Roderburg et al., COSY12 Proposal (1989)
- [Rod92] E. Roderburg et al., *Measurement of the spatial resolution and rate capability of an induction drift chamber*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A323 (1992), 140 – 149
- [Rod93a] E. Roderburg und S. Walsh, *Mechanism of wire breaking due to sparks in proportional or drift chambers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 333 (1993), 316 – 319
- [Rod93b] E. Roderburg, *Studies of η and η' measurements with the Time Of Flight spectrometer at COSY*, Acta Physica Polonica B Vol.24 (1993), 1629 – 1640
- [Rös82] E. Rössle et al., *Pion Production and Absorption in Nuclei*, edited by R.D. Bent, AIP Conference Proceedings Nr. 79 (1982), 171
- [Ros83] J. L. Rosner, *Quark content of neutral mesons*, Physical Review D 27 (1983), 1101
- [Sau77] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and driftchambers*, CERN 77-09
- [Sef88] T. Sefzick, *Der schnelle Triggerszintillator für das JETSET-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1988), Jül-Spez-480
- [Ste91] O. Steinkamp, *Eine Influenzdriftkammer mit Flash ADC Auslese*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1991), Jül-Bericht 2420

- [Str90] Dr. B. Struck, *Technical Manual DL357-SIM Scanner + Interface*, Tangstedt 1990
- [Thi93] J. Thimmel, *Untersuchung der Lichtausbeute von Plastiksintillatoren*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1993), Jül-Bericht 2804
- [Tow47] J. Townsend, *Electrons in gases*, Hutchinson Verlag, London (1947)
- [Vav84] J. Vavra, *The use of a nitrogen laser for observation of space charge effects in drift chambers and development of high precision vertex chambers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 225 (1984), 13 – 22
- [Wal78] A. H. Walenta, *Left-Right Assignment in Drift Chambers and MWPC's using Induced Signals*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A151 (1978), 461
- [Wal83] A.H. Walenta, *State-Of-The-Art and Application of Wire Chambers*, Nuclear Instruments and Methods 217 (1983), 65 – 76
- [Wal87] A. H. Walenta, *Limits of Position Resolution in an Induction Drift Chamber due to Fluctuations of Ionisation Loss*, Proceedings of the International Symposium on Position Detectors in High Energy Physics, Dubna (1987), 149
- [Wal88] A. H. Walenta et al., *Study of the IDC as a high rate Vertex Detector for the ZEUS experiment*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A265 (1988), 69
- [Wat94] M. Waters, *The reaction $d(p, {}^3\text{He})\eta$ at 200 MeV excess energy*, Dissertation, Universität Bonn (1994), to be published
- [Wer91] R. Werding, *Ein Detektor für COSY: Untersuchungen von Photovervielfachern und Szintillatoren für das Flugzeitspektrometer*, Diplomarbeit, Universität Bochum (1991)
- [Zie89] A. Ziegler, *Rechnungen zur Lichtleitung in den Lichtleitern des ZEUS-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1989), BONN-IR-89-41

Danksagung

Drei Jahre einer Promotion beinhalten weit mehr, als sich in Daten, Zeichnungen und Diagrammen ausdrücken läßt. Daher möchte ich zum Abschluß den Menschen danken, die, jeder auf seine Weise, zu dieser Arbeit einen kleinen, aber wichtigen Teil beigetragen haben.

Herr Prof. Dr. Kurt Kilian gab mir die Möglichkeit, an diesem äußerst interessanten Projekt mitzuarbeiten. Darüberhinaus danke ich ihm für seine fortwährende Diskussionsbereitschaft und viele gute Ratschläge zur relativistischen Kinematik, zum „perfekten“ Lichtleiter und zu manch anderen Themen.

Herr Prof. Dr. Rudolf Wedemeyer übernahm das Korreferat dieser Arbeit. Hierfür und für sein Interesse am Fortgang meiner Promotion möchte ich mich herzlich bedanken.

Durch Herrn Dr. Eduard Roderburg habe ich viel über die „Kunst“ des Driftkammerbaus gelernt. Seine außerordentlich gute Betreuung, seine ständige Hilfsbereitschaft bei kleinen und großen Problemen und seine stets fröhliche Art haben mir dies recht leicht gemacht.

Herr Dr. habil. Walter Oelert habe ich für sein großes Engagement, seinen Ansporn und seine persönliche Unterstützung während meiner Arbeit sehr zu schätzen gelernt. Vermissen werde ich aber auch die gemütlichen „Eiszeiten“ in seinem Büro.

Beiden gilt mein Dank; zusammen waren sie die beste Betreuung, die man sich als Doktorand wünschen kann.

Für die vielen kleinen Dienste, die nötig waren, bis unsere IDC die ersten COSY-Protonen sehen konnte, danke ich allen Helfern, insbesondere den Mitarbeitern der Werkstätten von IKP und ZEL sowie den Mannschaften von COSY-Control und BIG-KARL.

Das hervorragende Arbeitsklima in unserer Gruppe hat viel dazu beigetragen, daß ich mich schnell in Jülich heimisch fühlen konnte. Stellvertretend für viele sei hier Ralf Bröders, Martin Dahmen, Dr. Dieter Grzonka, Kirsten Sachs, Dr. Thomas Sefzick, Martin Waters sowie den „Ehemaligen“ Dr. Guido Decker, Dr. Christoph Lippert und Susanne Walsh gedankt - für ihre Nachsicht bei meinem miserablen Squashspiel, für manchen gemütlichen Abend im Pinocchio und für viele andere schöne Erlebnisse.

Während der gemeinsamen Arbeit an IDC & Monte Carlos und in den langen Nächten am BIG-KARL hat sich Martin Dahmen noch ein besonderes Dankeschön verdient. Mit seiner ruhigen Art und tatkräftiger Hilfe war er für mich ein idealer Arbeitspartner und Zimmergenosse.

Frau Dr. Monika Krämer knüpfte die ersten Kontakte und gab den Anstoß für meinen Wechsel nach Jülich. Auch ihr sei - in die Ferne - noch einmal herzlich gedankt.

Dr. Michael Buballa beherbergte mich während der ersten Monate in Jülich. Unsere „kulinarenischen Abende“ und die langen Spaziergänge werden mir in guter Erinnerung bleiben.

Abschließend gilt ein ganz besonderer Dank meinen Eltern, die mir durch mein gesamtes Studium hindurch zu jeder Zeit verständnisvoll und hilfreich zur Seite standen.

Jül-2901
April 1994
ISSN 0944-2952