Institut für Kernphysik
Westfälische Wilhelms-Universität
Münster

Experimentelle Physik

Festlegung der Detektorgeometrie und Entwicklung eines Schemas zur Auslese und Online-Datenverarbeitung für ein neues Fokalebenenpolarimeter am KVI

Diplomarbeit
von
Volker M. Hannen

November 1995

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Mit Beginn des Jahres 1996 wird am *Kernfysisch Versneller Instituut* (KVI) in Groningen das neue supraleitende Zyklotron AGOR in Betrieb genommen. Neben schweren Ionen im Massenbereich $A = 2 - 208$ können auch polarisierte Protonen auf Energien bis $E_p = 220\,MeV$ beschleunigt werden. Zusätzlich wurde zur Durchführung von Streuexperimenten mit Protonen und schweren Ionen ein neues Spektrometer, das *Big Bite Spectrometer* (BBS), errichtet, welches die Durchführung von Streuexperimenten unter extremen Vorwärtswinkeln ($\Theta \to 0°$) erlaubt.
Um die sehr seltene Möglichkeit der Durchführung polarisierter Protonenstreuexperimente bei Streuwinkeln $\Theta \to 0°$ für Spintransferexperimente nutzen zu können, wird zur Zeit im Rahmen einer europäischen Kollaboration ein Fokalebenenpolarimeter (FPP) für das BBS entwickelt.
Obwohl an zahlreichen Instituten (IUCF, TRIUMF, LAMPF, RCNP, SIN, Kapstadt, Gatchina, Sacley, Orsay, Uppsala) Streuexperimente mit polarisierten Protonen durchgeführt werden oder wurden, werden bisher jedoch nur am IUCF und am RCNP ähnliche Versuche unternommen, nahe Streuwinkeln von Null Grad zu messen.

Die besondere Bedeutung dieser Experimente beruht auf der hohen Selektivität für die Anregung isovektorieller Spin-Flip-Anregungen. Letzteres wird anhand der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung von Franey und Love [24] deutlich.
Abbildung 1.1 zeigt den energieabhängigen Verlauf der zentralen Anteile der effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung t_0^C für Anregungen ohne Spin- oder Isospin-Flip, $t_{\sigma\tau}^C$ für Anregungen mit Spin- und Isospinaustausch, t_τ^C für reine Isospinanregungen und t_σ^C für reine Spin-Flip-Übergänge, im Limit verschwindenden Impulsübertrags ($q \to 0$).
Man sieht, daß die Verhältnisse der Übergangsamplituden im Bereich von $200\,MeV$ bis $400\,MeV$ für den Nachweis isovektorieller Spin-Flip-Anregungen am günstigsten sind.
Die Wirkungsquerschnitte dieser Anregungen sind über die beteiligten Kernmatrixelemente mit den Wirkungsquerschnitten der inelastischen Neutrino-

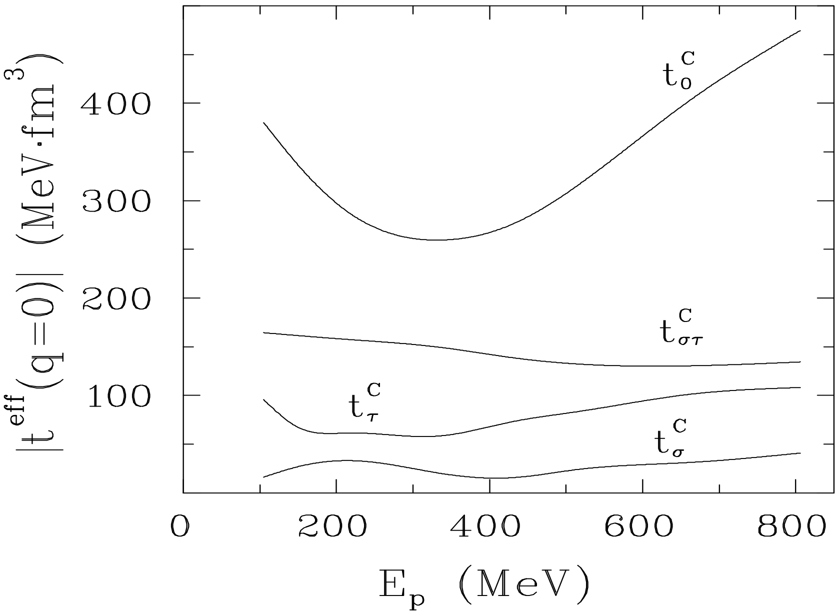

Abbildung 1.1: Energieabhängigkeit der verschiedenen Anteile der effektiven Nukleon-Nukleon Wechselwirkung von Franey und Love [24].

---

streuung verbunden [1]. Die in solchen Experimenten gewonnenen Daten sind daher unter anderem von Bedeutung für das quantitative Verständnis Neutrino-induzierter Prozesse in Typ II Supernovae [2, 3, 4].
99 % der in einer Supernova freiwerdenden Energie wird innerhalb weniger Sekunden in Form von Neutrinos abgestrahlt. Aufgrund des extrem hohen Neutrinoflusses trägt die inelastische Neutrinostreuung bei Energieüberträgen oberhalb der Teilchenemissionsschwelle signifikant zur Synthese vieler Isotope bei und könnte in einigen Fällen für die Gesamtproduktion verantwortlich sein.
Zudem kann die im Streuprozeß in der Supernova deponierte Energie einen wesentlichen Teil der zum Absprengen der äußeren Schalen benötigten Energie liefern.

Da das Gebiet kleiner Impulsüberträge, also kleiner Streuwinkel, durch die elastische Coulombstreuung dominiert wird, deren Wirkungsquerschnitt um Größenordnungen höher liegt als die der zu untersuchenden Reaktionen, muß das geplante Polarimeter in der Lage sein, extrem hohe Zählraten zu verarbeiten, um die interessierenden Wirkungsquerschnitte in einer akzeptablen Meßzeit mit ausreichender Statistik zu vermessen.

Ziel dieser Arbeit war die Festlegung der Auflösung, der Abmessungen und der relativen Positionen der im Polarimeter verwandten Drahtkammerdetektoren, die Zusammenstellung einer geeigneten Triggerlogik und die Entwicklung eines Schemas zur Auslese und Online-Analyse der anfallenden Daten. Im folgenden Kapitel werden die Prinzipien der Polarisationsmessung und die zur Beschreibung von Polarisationsexperimenten benötigten Observablen erläutert. Die Festlegung und Begründung der Detektorgeometrie wird in Kapitel 3 vorgenommen. Kapitel 4 enthält eine Beschreibung der verwandten Auslesesysteme. In Kapitel 5 werden die Detektoren und die Logikeinheiten des Triggersystems erläutert und Kapitel 6 enthält eine Beschreibung der Online-Datenverarbeitungselektronik.

2. Theorie der Polarisationsmessung von Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen

2.1 Asymmetrie in der Streuung polarisierter Nukleonen

Zur Beschreibung der Streuung von Nukleonen an Atomkernen geht man davon aus, daß sich die Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetkern als Summe von Zwei-Teilchen-Wechselwirkungen entwickeln läßt. Das Nukleon-Nukleon Wechselwirkungspotential hat die Form

$$v = v^C(r) + v^{LS}(r)\vec{L} \cdot \vec{S} + v^T(r)S_{12} \tag{2.1}$$

mit

$$\begin{array}{rcl} \vec{L} & - & \text{dem relativen Drehimpuls der Nukleonen,} \\ \vec{S} & = & \vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2, \\ S_{12} & = & 3\vec{\sigma}_1 \cdot \hat{r}\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{r} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2, \;\; \hat{r} = \vec{r}/|\vec{r}|, \\ \vec{\sigma}_i & - & \text{den Paulischen Spinmatrizen und} \\ \vec{r} & - & \text{dem Abstandsvektor.} \end{array}$$

Es enthält einen zentralen Anteil, einen Spin-Bahn-Term und einen Tensorterm. Der Spin-Bahn-Term und der Tensorterm führen zu einer Asymmetrie in der Streuung polarisierter Nukleonen.
Abbildung 2.1 zeigt als Beispiel die Wirkung der Spin-Bahn-Kopplung in der Streuung polarisierter Protonen an einem Spin 0 Kern. Die Protonen werden im Fall der Parallelstellung von Spin- und Bahndrehimpulsvektor stärker abgelenkt als im umgekehrten Fall. Dies führt zu einer Links-Rechts-Asymmetrie in der Winkelverteilung der gestreuten Protonen.
Durch eine Messung der Asymmetrie in der Streuung eines Teilchenstrahls unbekannter Polarisation ist es umgekehrt möglich, Rückschlüsse auf die Polarisation der einlaufenden Teilchen zu ziehen. Dieses Prinzip wird in Polarimetern zur Bestimmung der Polarisation eines einfallenden Teilchenstrahls

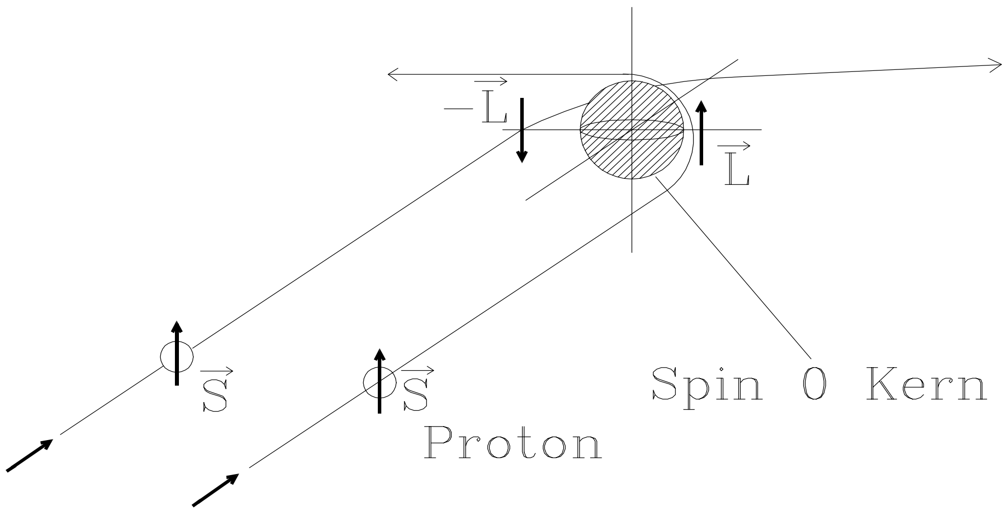

Abbildung 2.1: Effekt der Spin-Bahn-Kopplung in der Streuung polarisierter Protonen an Spin 0 Kernen. Die Protonen werden im Fall der Parallelstellung von Spin- und Bahndrehimpulsvektor stärker abgelenkt als im umgekehrten Fall (Zeichnung entnommen aus [6]).

verwandt. Die folgenden Abschnitte beinhalten eine kurze Zusammenfassung der Theorie der Polarisationsmessung wie sie im Übersichtsartikel von Ohlsen [5] dargestellt wird.

2.1.1 Koordinatensysteme

Zur Beschreibung von Polarisationsexperimenten werden im allgemeinen sogenannte Helizitätskoordinatensysteme benutzt. Dies sind mitbewegte Koordinatensysteme, deren Basisvektoren $\hat{l}$, $\hat{n}$ und $\hat{s}$ über die ein- und auslaufenden Impulsvektoren $\vec{k}_{in}$ und $\vec{k}_{out}$ definiert werden (siehe Abb. 2.2)

$$\hat{l} = \frac{\vec{k_{in}}}{|\vec{k}_{in}|}\ , \quad \hat{n} = \frac{\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}|}\ , \quad \hat{s} = \hat{n} \times \hat{l}\ . \tag{2.2}$$

Die Basisvektoren des auslaufenden Helizitätskoordinatensystems werden analog gebildet, wobei jedoch

$$\hat{l} = \frac{\vec{k_{out}}}{|\vec{k}_{out}|} \tag{2.3}$$

gesetzt wird. Die Basisvektoren werden zur Unterscheidung vom Laborsystem mit s, n und l bezeichnet, was für seitwärts, normal und longitudinal

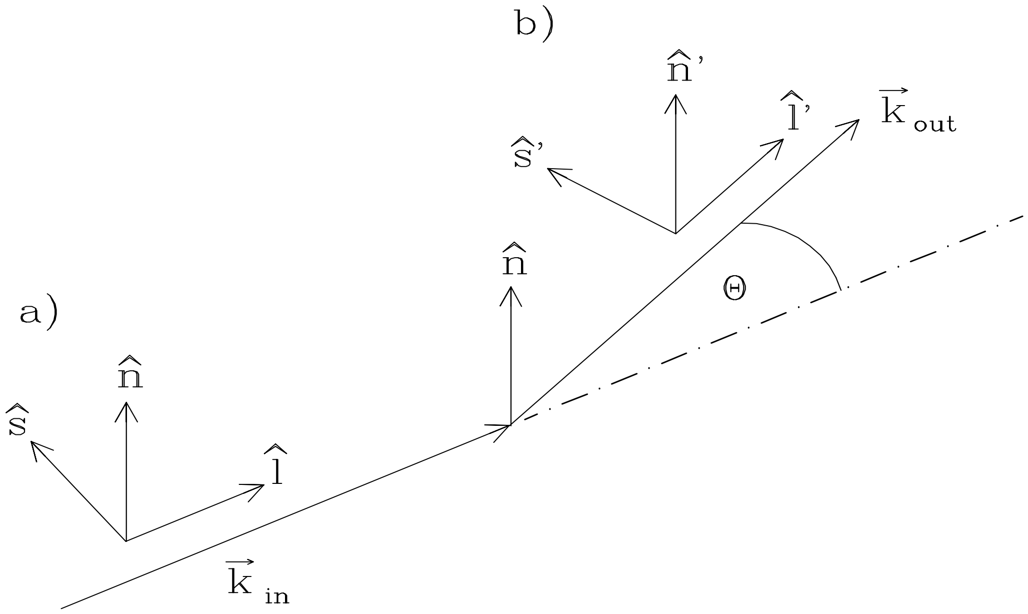

Abbildung 2.2: Koordinatensysteme für die Beschreibung von Polarisationsexperimenten: a) einlaufendes Helizitätskoordinatensystem, b) auslaufendes Helizitätskoordinatensystem.

---

steht.

Die Polarisation eines Ensembles von N Teilchen wird durch einen Vektor $\vec{p} = (p_s, p_n, p_l)$ beschrieben. Die Komponenten von $\vec{p}$ geben die Wahrscheinlichkeit an, Teilchen mit seitwärtiger, normaler oder longitudinaler Spinausrichtung im Ensemble zu finden, und liegen im Bereich $-1 \leq p_i \leq +1$.

Im einlaufenden Helizitätskoordinatensystem wird die Polarisationsrichtung $\hat{p} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}$ eines einlaufenden Strahls von Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen durch die Winkel β und ϕ beschrieben

$$cos\beta = \hat{p} \cdot \hat{l} \; , \tag{2.4}$$

$$cos\phi = (\hat{p} \times \hat{l}) \cdot (\hat{n} \times \hat{l}) \; . \tag{2.5}$$

Der Winkel ϕ wird dabei von der $\hat{n}$ - Achse gemessen (siehe Abb. 2.3), nicht wie sonst üblich von der $\hat{s}$ - Achse, um die Konvention $\phi = 0$ für Linksstreuung von Spin-Up Teilchen einzuhalten:

$\phi = 0°$ $\equiv$ Linksstreuung
$\phi = 180°$ $\equiv$ Rechtsstreuung
$\phi = 90°$ $\equiv$ Streuung nach oben
$\phi = 270°$ $\equiv$ Streuung nach unten

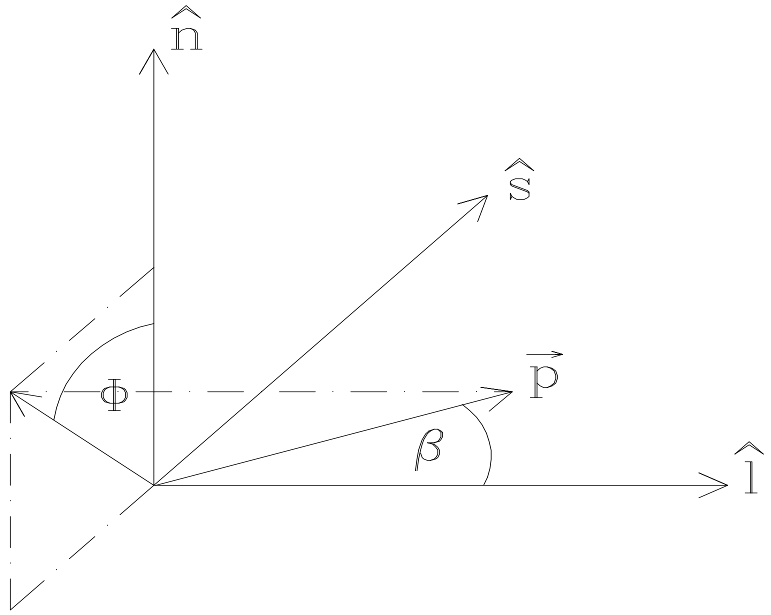

Abbildung 2.3: Polarisationsvektor des einlaufenden Strahls im Helizitätskoordinatensystem.

Es muß betont werden, daß die Begriffe links, rechts, oben und unten in diesem Zusammenhang keine Richtungen im Labor repräsentieren, sondern nur im Helizitätssystem gelten, in dem die Richtung "Oben" durch die Normale der Streuebene definiert ist.
Die Komponenten des Polarisationsvektors $\vec{p}$ sind dann gegeben durch:

$$\begin{aligned} p_s &= \vec{p}\cdot\vec{s} = -|\vec{p}| sin\beta sin\phi\ , \\ p_n &= \vec{p}\cdot\vec{n} = |\vec{p}| sin\beta cos\phi\ , \\ p_l &= \vec{p}\cdot\vec{l} = |\vec{p}| cos\beta\ . \end{aligned} \tag{2.6}$$

2.1.2 Polarisierte Wirkungsquerschnitte und Analysierstärke

Für einen transversal polarisierten Protonenstrahl wird folgender Ansatz für den Wirkungsquerschnitt der Streuung benutzt [5]

$$I(\Theta,\phi) = I_0(\Theta)(1 + A(\Theta)\vec{p}\cdot\hat{n})\ , \tag{2.7}$$

mit

$$I_0(\Theta) \equiv \text{Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines}$$

unpolarisierten Strahls,
$A(\Theta) \equiv$ Analysierstärke der Reaktion.

Der obige Ansatz beruht auf der Invarianz der starken Wechselwirkung unter Paritätstransformation, wie in Abschnitt 2.2.3 erläutert wird.
Für einen Experimentaufbau mit einer durch die Detektoren definierten Streuebene und einem normal polarisierten einfallenden Strahl, d. h. $\phi = 0$ oder $\phi = \pi$, definiert man den Wirkungsquerschnitt für Linksstreuung

$$I(\Theta, 0) = I_0(\Theta)(1 + pA(\Theta)) =: L(\Theta) \tag{2.8}$$

und den Wirkungsquerschnitt für Rechtsstreuung

$$I(\Theta, \pi) = I_0(\Theta)(1 - pA(\Theta)) =: R(\Theta) \ . \tag{2.9}$$

Durch Division und Umformung von Gl.2.8 und Gl.2.9 erhält man

$$pA(\Theta) = \frac{L(\Theta) - R(\Theta)}{L(\Theta) + R(\Theta)} =: \varepsilon_{LR}(\Theta) \ , \tag{2.10}$$

die Asymmetrie $\varepsilon_{LR}(\Theta)$ der Streuung.

2.1.3 Gütefaktor

Für ein Polarimeter, in dem die Streuebene und der Streuwinkel Θ_0 durch den Detektoraufbau vorgegeben sind, erhält man in Analogie zu Gleichung 2.10 den Zusammenhang

$$p = \frac{1}{A} \frac{L - R}{L + R} \ , \tag{2.11}$$

mit der Analysierstärke $A = A(\Theta_0)$ der Reaktion und den Zählraten für Rechts- und Linksstreuung L und R. L und R sind statistische Größen, deren Standardabweichungen, setzt man eine Normalverteilung voraus, durch

$$\Delta L = \sqrt{L} \ , \ \Delta R = \sqrt{R} \tag{2.12}$$

gegeben sind. Die Standardabweichung der Polarisation ist dann gegeben durch [20]

$$\begin{aligned} \Delta^2 p &= \left(\frac{\delta p}{\delta L}\right)^2 \Delta^2 L + \left(\frac{\delta p}{\delta R}\right)^2 \Delta^2 R \\ &= \frac{1}{A^2} \left[\frac{4R^2}{(L+R)^4} L + \frac{4L^2}{(L+R)^4} R \right] \ . \end{aligned} \tag{2.13}$$

Dies läßt sich umformen zu

$$\begin{aligned} \Delta^2 p &= \frac{1}{A^2}\frac{1}{L+R}\left[1-\underbrace{\frac{(L-R)^2}{(L+R)^2}}_{\approx 0}\right] \\ &\approx \frac{1}{A^2}\frac{1}{L+R}\,. \end{aligned} \tag{2.14}$$

Für Werte im Bereich $A \leq 0.4$ und $p \leq 70\%$ ergibt sich aus obiger Näherung ein Fehler kleiner als 10%.
Die Größe $\Delta^2 p$ ist ein Maß für die Qualität der Polarisationsbestimmung.
In der Literatur [5] wird der Gütefaktor

$$G := \eta A^2 \tag{2.15}$$

eingeführt, der sich aus $\Delta^2 p$ über die Proportionalität des Terms $(L+R)$ zum Wirkungsgrad η des Detektors

$$\eta = \frac{\#detektierte\,Teilchen}{\#einlaufende\,Teilchen} \tag{2.16}$$

herleiten läßt

$$G = \eta A^2 \sim \frac{1}{\Delta^2 p}\,. \tag{2.17}$$

Im Gegensatz zu Polarimetern, bei denen die Streuebene und der Streuwinkel durch den Detektoraufbau festgelegt sind, werden in Fokalebenenpolarimetern im allgemeinen großflächige Analysatoren und Detektoren eingesetzt, bei denen die Streuebene und damit der Winkel zwischen Polarisationsvektor und der Normalen der Streuebene von Streuereignis zu Streuereignis variiert.
Für diese ist der oben hergeleitete Gütefaktor nur ein grobes Qualitätsmerkmal, da Parameter wie die Ortsauflösung der Detektoren und die Abhängigkeit der Analysierstärke vom Streuwinkel nicht in die Bewertung eingehen.

2.2 Formalismus

2.2.1 Spindichtematrix ρ

Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen werden in der Quantenmechanik durch Pauli-Spinoren repräsentiert

$$\chi = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}\,. \tag{2.18}$$

Physikalische Observable werden durch hermitesche Operatoren Ω beschrieben, deren Erwartungswert im Falle der Spinorenschreibweise gegeben ist durch

$$< \Omega >= \chi^\dagger \Omega \chi = (a_1^* \; a_2^*) \begin{pmatrix} \Omega_{11} & \Omega_{12} \\ \Omega_{12}^* & \Omega_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} . \tag{2.19}$$

Der gemittelte Erwartungswert einer Observablen Ω bzgl. eines Ensembles von N Teilchen ist gegeben durch

$$\overline{< \Omega >} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \chi^{(n)\dagger} \Omega \chi^{(n)} . \tag{2.20}$$

wobei der Spinor $\chi_n^\dagger = (a_1^n, a_2^n)$ die Polarisation des n-ten Spin $\frac{1}{2}$ Teilchens beschreibt. Dies kann geschrieben werden als

$$\overline{< \Omega >} = Sp(\rho \Omega) , \tag{2.21}$$

wobei die Dichtematrix ρ des Ensembles durch

$$\rho = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \chi^{(n)} \chi^{(n)\dagger} \tag{2.22}$$

definiert ist. Im folgenden wird immer vom gemittelten Erwartungswert die Rede sein und der Balken daher weggelassen.
Der Polarisationsvektor $\vec{p}$ eines Ensembles von N Teilchen ist durch den Erwartungswert der Pauli-Matrizen

$$\sigma_s = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} , \; \sigma_n = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} , \; \sigma_l = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{2.23}$$

gegeben:

$$\begin{aligned} p_s &\equiv < \sigma_s >= Sp(\rho \sigma_s) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} 2Re(a_1^{(n)} a_2^{(n)*}) , \\ p_n &\equiv < \sigma_n >= Sp(\rho \sigma_n) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} 2Im(a_1^{(n)} a_2^{(n)*}) , \\ p_l &\equiv < \sigma_l >= Sp(\rho \sigma_l) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} (|a_1^{(n)}|^2 - |a_2^{(n)}|^2) . \end{aligned} \tag{2.24}$$

Der Erwartungswert der Einheitsmatrix **1** ergibt die Normierung der Dichtematrix

$$< \mathbf{1} >= Sp(\rho) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} (|a_1^{(n)}|^2 + |a_2^{(n)}|^2) = 1 . \tag{2.25}$$

Streicht man den Faktor $\frac{1}{N}$ in der Definition der Dichtematrix, so ist $< \mathbf{1} >$ gleich der Teilchenanzahl des Ensembles.
Da $\mathbf{1}$, σ_s, σ_n und σ_l einen vollständigen Satz hermitescher Operatoren im 2×2 Raum bilden, kann die Dichtematrix ρ wie folgt entwickelt werden:

$$\rho = \sum_{i=0}^{3} c_i \sigma_i \ , \tag{2.26}$$

wobei $(\sigma_0, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3) \equiv (\mathbf{1}, \sigma_s, \sigma_n, \sigma_l)$ ist. Nutzt man

$$Sp(\sigma_i \sigma_j) = 2\delta_{ij} \ ; \ i, j = 0, 1, 2, 3 \ , \tag{2.27}$$

so folgt

$$\begin{aligned} p_j &\equiv \ < \sigma_j >= Sp(\rho\sigma_j) = Sp((\sum_{i=0}^{3} c_i \sigma_i)\sigma_j) \\ &= \ c_0 Sp(\sigma_0 \sigma_j) + ... + c_3 Sp(\sigma_3 \sigma_j) = 2c_j \end{aligned} \tag{2.28}$$

mit $(p_1, p_2, p_3) = (p_s, p_n, p_l)$, und

$$< \sigma_0 >=< \mathbf{1} >= 1 = 2c_0 \ . \tag{2.29}$$

Damit ergibt sich

$$\rho = \frac{1}{2}(\mathbf{1} + \sum_{i=1}^{3} p_i \sigma_i) \ . \tag{2.30}$$

Mit dieser Gleichung ist ein einfacher Zusammenhang zwischen der Spindichtematrix, aus der sich die physikalischen Observablen berechnen lassen, und den Komponenten des Polarisationsvektors gegeben.

2.2.2 Spinobservable für den Fall $\vec{\frac{1}{2}} + A \rightarrow \vec{\frac{1}{2}} + B$

Zur Vereinfachung der folgenden Herleitung wird der Fall $\vec{\frac{1}{2}} + 0 \rightarrow \vec{\frac{1}{2}} + 0$ betrachtet, die Ergebnisse sind aber für den allgemeinen Fall gültig [5].
Die Spinoren der ein- und auslaufenden Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen sind über eine lineare Beziehung verknüpft

$$\chi_f = M\chi_i \ , \tag{2.31}$$

wobei M eine 2×2 Matrix ist, deren Komponenten abhängig von Einschußenergie, Energieverlust und Streuwinkel sind.
Die Dichtematrix des Endzustandes

$$\rho_f = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \chi_f^{(n)} \chi_f^{(n)\dagger} \tag{2.32}$$

ergibt sich damit aus Gl. 2.31 und

$$\rho_i = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} \chi_i^{(n)}\chi_i^{(n)\dagger} \tag{2.33}$$

zu

$$\rho_f = M\rho_i M^\dagger \ . \tag{2.34}$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt

$$I(\Theta,\phi) = Sp(\rho_f) = Sp(M\rho_i M^\dagger) \ . \tag{2.35}$$

Man erhält daher für den Fall eines unpolarisierten einfallenden Strahls (siehe Gl.2.30)

$$\rho_i = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \tag{2.36}$$

den Wirkungsquerschnitt

$$I_0(\Theta) = \frac{1}{2} SpMM^\dagger \ . \tag{2.37}$$

Für einen polarisierten Teilchenstrahl ergibt sich aus Gl. 2.30 und Gl. 2.34

$$\rho_f = \frac{1}{2}MM^\dagger + \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3} p_i M\sigma_i M^\dagger \tag{2.38}$$

und damit

$$I(\Theta,\phi) = Sp\rho_f = I_0(\Theta)(1 + \sum_{i=1}^{3} p_i A_i(\Theta)) \ , \tag{2.39}$$

wobei

$$A_i(\Theta) \equiv \frac{SpM\sigma_i M^\dagger}{SpMM^\dagger} \tag{2.40}$$

die Analysierstärke für die i-te einfallende Komponente ist.
Die Komponenten des auslaufenden Polarisationsvektor $p_{j'}$ sind gegeben durch

$$p_{j'} \equiv <\sigma_{j'}> = \frac{Sp\rho_f\sigma_{j'}}{Sp\rho_f} \ . \tag{2.41}$$

Daraus erhält man mit Gleichungen 2.35, 2.37 und 2.38 den Zusammenhang

$$p_{j'}I(\Theta,\phi) = I_0(\Theta)(P_{j'}(\Theta) + \sum_{i=1}^{3} p_i D_{ij'}(\Theta)) \ , \tag{2.42}$$

mit

$$P_{j'}(\Theta) = \frac{SpMM^\dagger\sigma_{j'}}{SpMM^\dagger} \tag{2.43}$$

und

$$D_{ij'}(\Theta) = \frac{SpM\sigma_i M^\dagger \sigma_{j'}}{SpMM^\dagger} \ . \tag{2.44}$$

$P_{j'}$ ist die j'-te Komponente der Polarisation, die durch die Asymmetrie in der Streuung eines unpolarisierten Strahls entstehen würde, und $D_{ij'}$ ist der Polarisationstransferkoeffizient, der die i-te einfallende mit der j'-ten ausfallenden Polarisationskomponente verbindet. $A_i(\Theta)$ variiert zwischen 0 und 1, $P_{j'}$ und $D_{ij'}$ variieren im Fall von Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen zwischen +1 und -1.

2.2.3 Paritätsbedingung

Da von der starken Wechselwirkung Invarianz unter Paritätstransformation gefordert wird, läßt sich die Polarisationstransfermatrix D aus Gl. 2.42 vereinfachen. Unter Paritätstransformation wechseln $\vec{k}_{in}$ und $\vec{k}_{out}$ ihr Vorzeichen. Die Richtungsvektoren des einlaufenden bzw. auslaufenden Helizitätskoordinatensystems transformieren sich daher wie

$$\begin{aligned}
\hat{l} = \frac{\vec{k}_{in}}{|\vec{k}_{in}|} \left(\hat{l} = \frac{\vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{out}|} \right) \quad &\rightarrow \quad -\hat{l} = \frac{-\vec{k}_{in}}{|\vec{k}_{in}|} \left(-\hat{l} = \frac{-\vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{out}|} \right) \ , \\
\hat{n} = \frac{\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}}{|\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}|} \quad &\rightarrow \quad \hat{n} = \frac{(-\vec{k}_{in}) \times (-\vec{k}_{out})}{|\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}|} \ , \\
\hat{s} = \hat{n} \times \hat{l} \quad &\rightarrow \quad -\hat{s} = \hat{n} \times (-\hat{l})
\end{aligned}$$

(siehe Gl.2.2 und Gl.2.3).
Betrachtet man die Streuung eines Spin $\frac{1}{2}$ Teilchens im Helizitätskoordinatensystem, so geht, wie in Abbildung 2.4 dargestellt, $+p_s$ in $+p'_s$ und $-p_s$ in $-p'_s$ über. Das Polarisationstransfermatrixelement $D_{ss'}$ hat also in beiden Fällen dasselbe Vorzeichen, der Übergang ist "paritätserlaubt".
Dagegen geht in Abbildung 2.5 $+p_s$ in $+p'_n$ und $-p_s$ in $+p'_n$ über. Das Polarisationstransfermatrixelement $D_{sn'}$ hat also nach der Paritätstransformation entgegengesetztes Vorzeichen, der Übergang ist "paritätsverboten".
Aufgrund obiger Argumente sind alle Transfermatrixelemente von seitwärtigen bzw. longitudinalen Komponenten zur normalen Komponente gleich Null. Das Gleichungssystem 2.42 reduziert sich damit zu

$$\begin{pmatrix} p_{s'} \\ p_{n'} \\ p_{l'} \end{pmatrix} I(\Theta, \phi) = I_0(\Theta) \left[\begin{pmatrix} P_{s'} \\ P_{n'} \\ P_{l'} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} D_{ss'} & 0 & D_{ls'} \\ 0 & D_{nn'} & 0 \\ D_{sl'} & 0 & D_{ll'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_s \\ p_n \\ p_l \end{pmatrix} \right] . \tag{2.45}$$

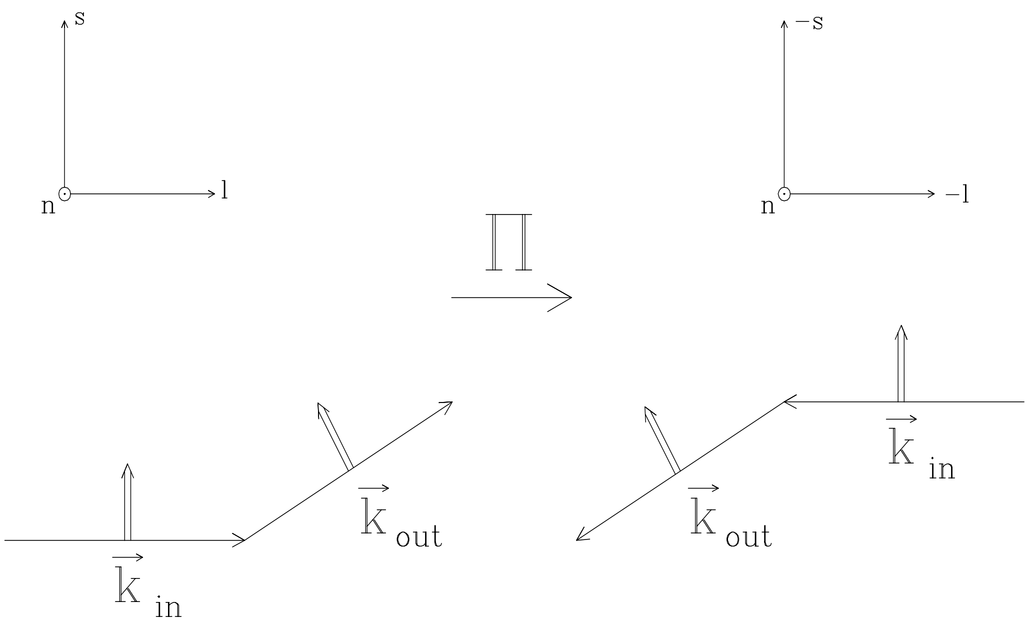

Abbildung 2.4: Paritätserlaubte Streuung eines Spin $\frac{1}{2}$ Teilchens.

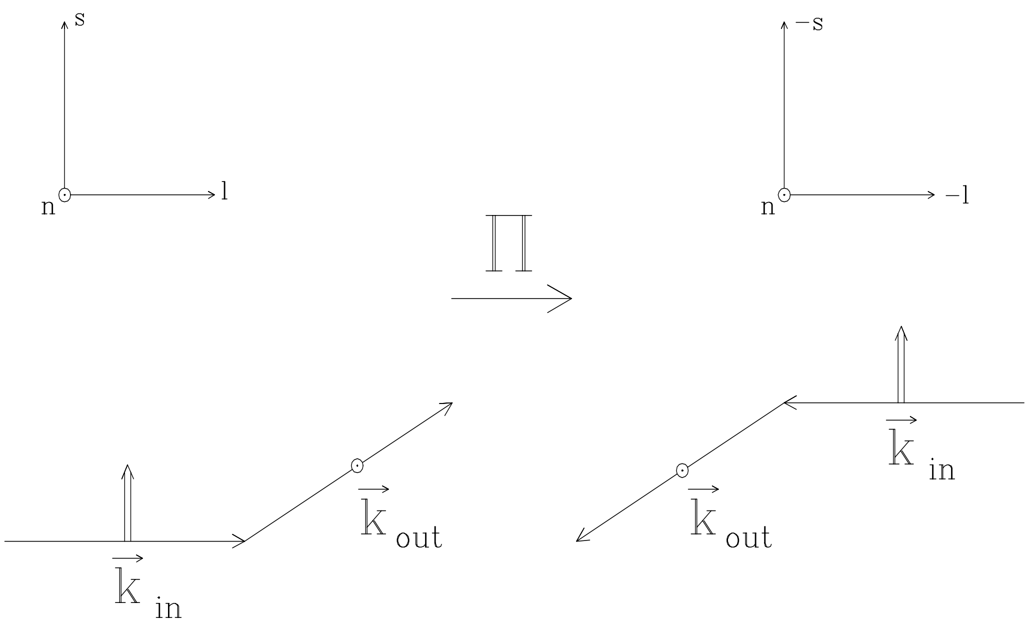

Abbildung 2.5: Paritätsverbotene Streuung eines Spin $\frac{1}{2}$ Teilchens.

Da nur die Normalkomponente der Polarisation zur Asymmetrie beiträgt, vereinfachen sich Gl. 2.39 und Gl. 2.45 im Helizitätskoordinatensystem zu

$$I(\Theta,\phi) = I_0(\Theta)(1 + p_n A_n(\Theta)) \tag{2.46}$$

und

$$\begin{pmatrix} p_{s'} \\ p_{n'} \\ p_{l'} \end{pmatrix} I(\Theta,\phi) = I_0(\Theta) \left[\begin{pmatrix} 0 \\ P_{n'} \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} D_{ss'} & 0 & D_{ls'} \\ 0 & D_{nn'} & 0 \\ D_{sl'} & 0 & D_{ll'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_s \\ p_n \\ p_l \end{pmatrix} \right] . \tag{2.47}$$

Gl. 2.46 entspricht dem in Abschnitt 2.1.2 benutzten Ansatz für den Streuwirkungsquerschnitt.
Für den Spezialfall eines normal polarisierten einfallenden Strahls, $(p_s, p_n, p_l) = (0, p_n, 0)$, reduziert sich 2.47 weiter zu

$$p_{n'} I(\Theta,\phi) = I_0(\Theta)(P_{n'} + D_{nn'} p_n) . \tag{2.48}$$

Einsetzen von 2.46 ergibt

$$p_{n'} = \frac{1}{1 + p_n A_n(\Theta)} (P_{n'} + D_{nn'} p_n) . \tag{2.49}$$

Man definiert die transversale Spinflipwahrscheinlichkeit S_{nn} durch

$$S_{nn} = \frac{1}{2}(1 - D_{nn'}) . \tag{2.50}$$

Sie ist für den Grenzfall $p_{n'} = p_n$ gleich 0 und für $p_{n'} = -p_n$ gleich 1. Die Größe S_{nn} ist ein direktes Maß für die Wahrscheinlichkeit eines Spin-Flips im Streuprozeß und erlaubt daher eine Separation von Spin-Flip und Nicht-Spin-Flip Anteilen im Wirkungsquerschnitt.
Abbildung 2.6 zeigt die anschauliche Bedeutung der verschiedenen Koeffizienten der Transfermatrix.

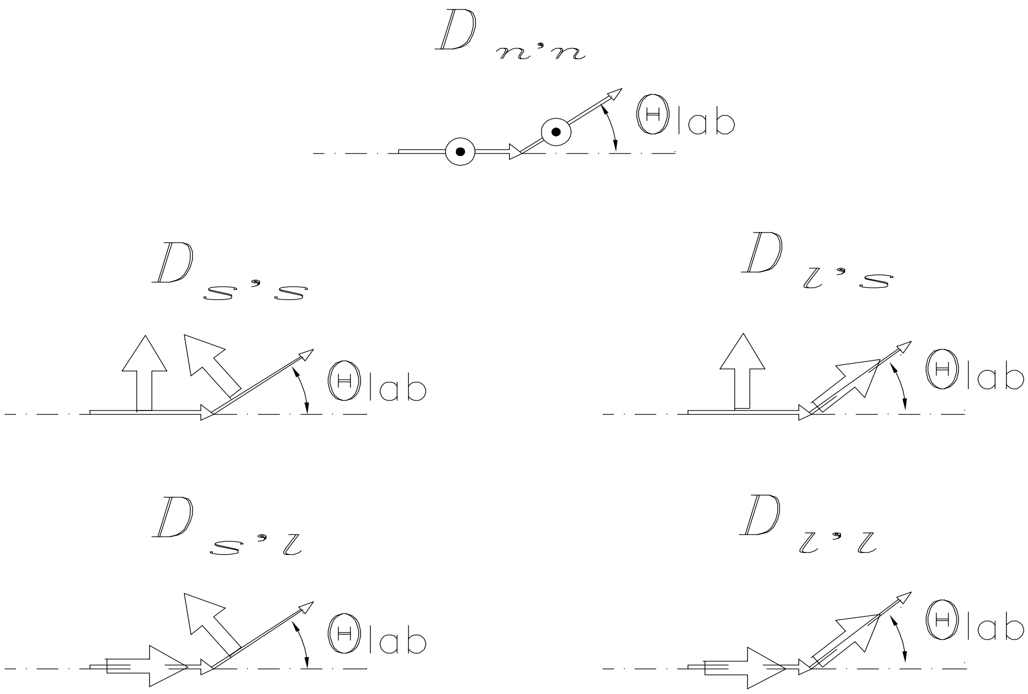

Abbildung 2.6: Anschauliche Bedeutung der verschiedenen Koeffizienten der Transfermatrix.

3. Festlegung der Detektorgeometrie

3.1 Experimentiereinrichtungen am KVI

Abbildung 3.1 zeigt eine Übersicht über die Experimentiereinrichtungen am KVI. Das Herzstück der Anlage ist das supraleitende Zyklotron AGOR, welches in der Lage ist, sowohl Protonen als auch schwere Ionen zu beschleunigen. Die maximal erreichbare Energie für Protonen beträgt 220 MeV [34].
Für Streuexperimente mit polarisierten Protonen am *Big Bite Spectrometer* (BBS) wird die Strahlführung c) benutzt, die einen Strahlmonitor und das *In Beam Polarimeter* (IBP) [27] enthält, welches die Polarisation des einfallenden Protonenstrahls mißt.
Das BBS besteht aus zwei Quadrupolmagneten und einem Dipolmagnet mit einem Ablenkwinkel von 60°. Die optischen Eigenschaften des BBS lassen sich durch Variation der Magnetfelder und des Abstandes zwischen den Quadrupolmagneten und dem Dipolmagnet zwischen einem Zustand mit großer Impulsakzeptanz und kleinem Öffnungswinkel, und einem Zustand mit kleiner Impulsakzeptanz und großem Öffnungswinkel variieren. Für den Betrieb mit dem Fokalebenenpolarimeter (FPP) ist eine mittlere Einstellung (Modus B in Tabelle 6.1 auf S. 33 in [17]) mit einem Öffnungswinkel von 10.1 msr und einer Impulsakzeptanz von 19% vorgesehen.
Dem BBS folgt ein Fokalebenendetektorsystem (FPDS) und das Fokalebenenpolarimeter (FPP), die auf einer gemeinsamen Tragestruktur angebracht sind. Das Fokalebenendetektorsystem besteht aus zwei *Vertical Drift Chambers* (VDCs), die einen Impulsbereich von 15% abdecken und zum zentralen Strahl des BBS um 52° geneigt sind.

Mit dem FPP sollen speziell magnetische Spin-Flip ($\Delta S = 1$) Multipolübergänge (M1, M2) untersucht werden. Der Wirkungsquerschnitt für M1 Anregung wird maximal bei kleinem Impulsübertrag [24]

$$|\vec{q}| = |\vec{k}_f - \vec{k}_i| \longrightarrow 0 \ . \tag{3.1}$$

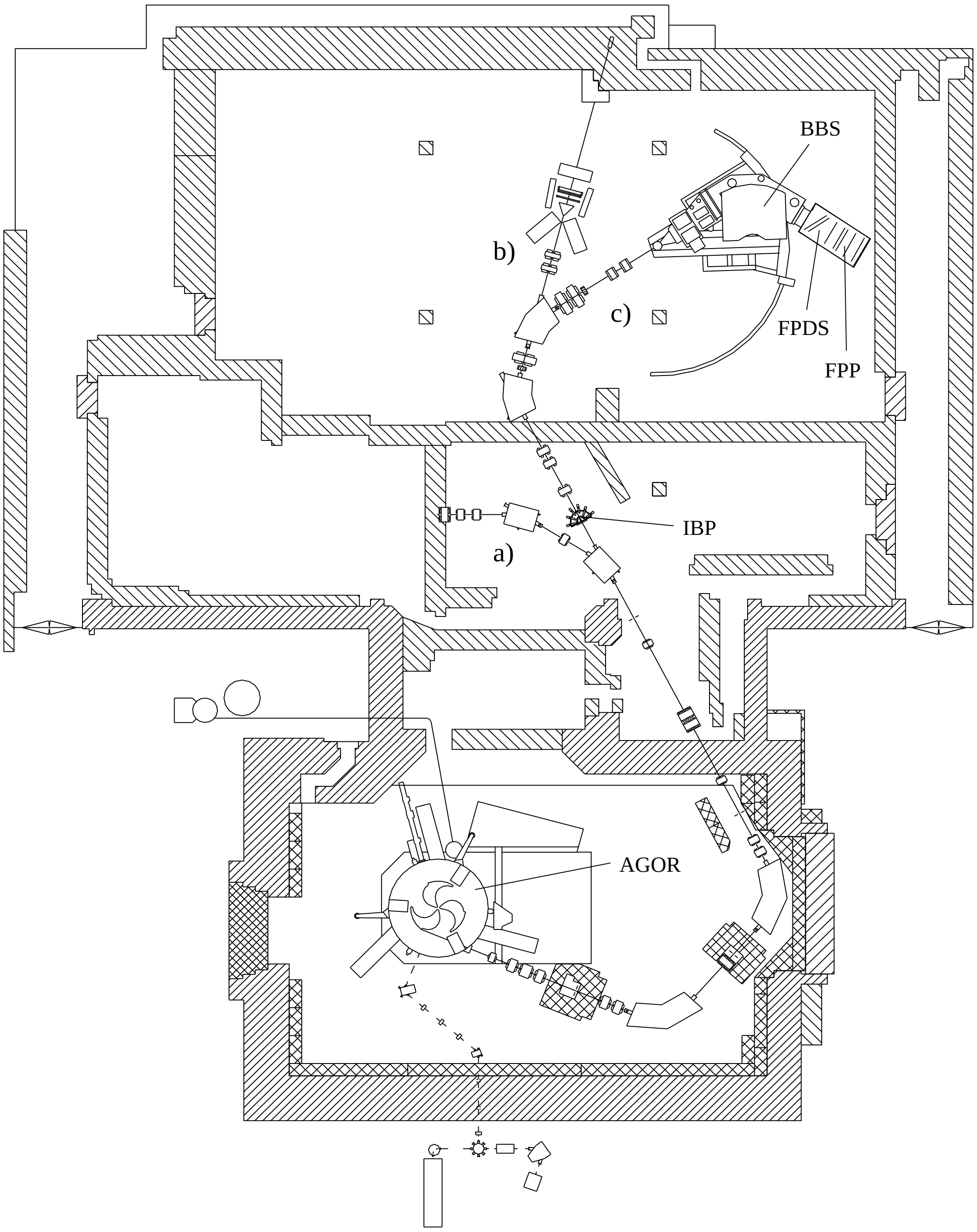

Abbildung 3.1: Grundriß der Experimentiereinrichtungen am KVI.

Das Spektrometer wird daher bei kleinen Streuwinkeln, im Idealfall bei $\Theta = 0°$, betrieben werden.
Dieser Bereich wird aber von der elastischen Streuung dominiert, deren Wirkungsquerschnitt um Größenordnungen höher liegt. Um dennoch die interessierenden Wirkungsquerschnitte in einer akzeptablen Meßdauer mit ausreichender Statistik zu vermessen, muß das Polarimeter in der Lage sein, sehr hohe Ereignisraten zu verarbeiten, und Vorrichtungen zur Unterdrückung von Ereignissen der elastischen Streuung besitzen.
Wird das Spektrometer unter einem Spektrometerwinkel von 4° betrieben, so wird z. B. bei Verwendung eines $50\,mg/cm^2$ ^{48}Ca Targets eine elastische Zählrate von $110\,kHz$ pro nA einfallenden Stromes erwartet [18]. Für Spektrometerwinkel größer 4° reicht zur Unterdrückung der elastischen Linie ein dünner Veto-Szintillator aus, der an der *high momentum side* der Fokalebene angebracht wird und dessen Signale in die Triggerlogik eingehen. Der Primärstrahl wird in diesem Fall durch den sogenannten *small angle beam dump* aufgefangen.
Für Spektrometerwinkel kleiner 4° steigt die elastische Zählrate rapide an [18]. Außerdem kann in diesem Bereich der Primärstrahl nicht mehr durch den *small angle beam dump* aufgenommen werden, sondern muß durch das Spektrometer geführt werden. Es wird daher hinter dem Spektrometer eine Vorrichtung benötigt, in welcher der Primärstrahl und Protonen aus der elastischen Streuung gestoppt werden können (*beam blocker*).
Um hohe Zählraten verarbeiten zu können, werden schnelle Auslesesysteme (Kapitel 4) für die Drahtkammern, eine effiziente Triggerlogik (Kapitel 5) zur Unterdrückung von Ereignissen aus dem Strahlungsuntergrund und eine schnelle Online-Datenverarbeitungselektronik (Kapitel 6) für die Analyse der Streuwinkel im Analysator benötigt.

3.2 Aufbau und Funktionsweise des FPP

Das Prinzip des Polarimeters besteht darin, aus der Winkelasymmetrie der in einem Graphitanalysator gestreuten Protonen deren Polarisation zu bestimmen (siehe Abschnitt 2.1). Graphit ist hierfür aufgrund seiner hohen Analysierstärke für Protonen im Energiebereich von $100 - 300\,MeV$ besonders geeignet [11].
Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau des FPDS und des FPP. Das

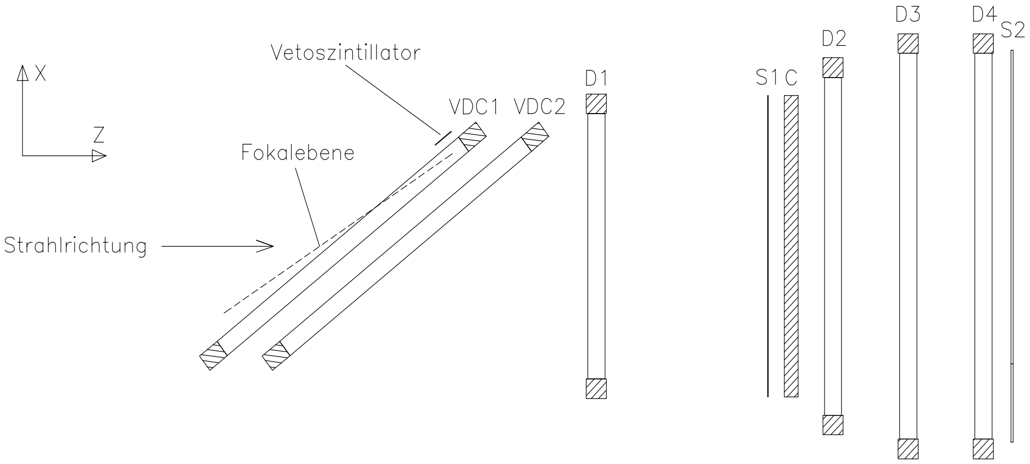

Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Polarimeters und des Fokalebenendetektorsystems.

FPP besteht aus vier *Multi Wire Proportional Chambers* (MWPCs) D1 - D4, zwei Szintillatorarrays S1 und S2, einem Veto-Szintillator und einem Graphitanalysator C variabler Stärke.
Die Funktionsweise von MWPCs und VDCs wird in Anhang A erläutert.
Mit Hilfe der in den Drahtkammern des FPDS und des FPP gemessenen Koordinaten werden die Bahnen der Protonen vor und hinter dem Analysator bestimmt und aus diesen die Streuwinkel der Protonen im Graphit ermittelt.
Die Signale der beiden Szintillatorarrays bilden die Grundlage des Triggersystems, welches die Auslesesysteme der Detektoren startet. Zusätzlich werden mit ihrer Hilfe Energieverlust und Flugzeitmessungen durchgeführt.
Polarimeter ähnlichen Prinzips werden oder wurden am TRIUMF [13], am LAMPF [12], am SIN [10] und am RCNP [28] betrieben.

3.2.1 Analysator

Zur Analysierstärke des Graphits tragen nur solche Ereignisse bei, in denen ein Proton im Analysator eine nukleare Streuung erfährt. Ereignisse des sogenannten *multiple Coulomb scattering* besitzen keine Analysierstärke. Unter *multiple Coulomb scattering* versteht man die Vielfachstreuung geladener Teilchen an den Elektronen eines durchlaufenen Mediums.
Der weitaus größere Anteil der Protonen erfährt im Analysator nur *multiple Coulomb scattering* und ist daher zur Bestimmung der Polarisation

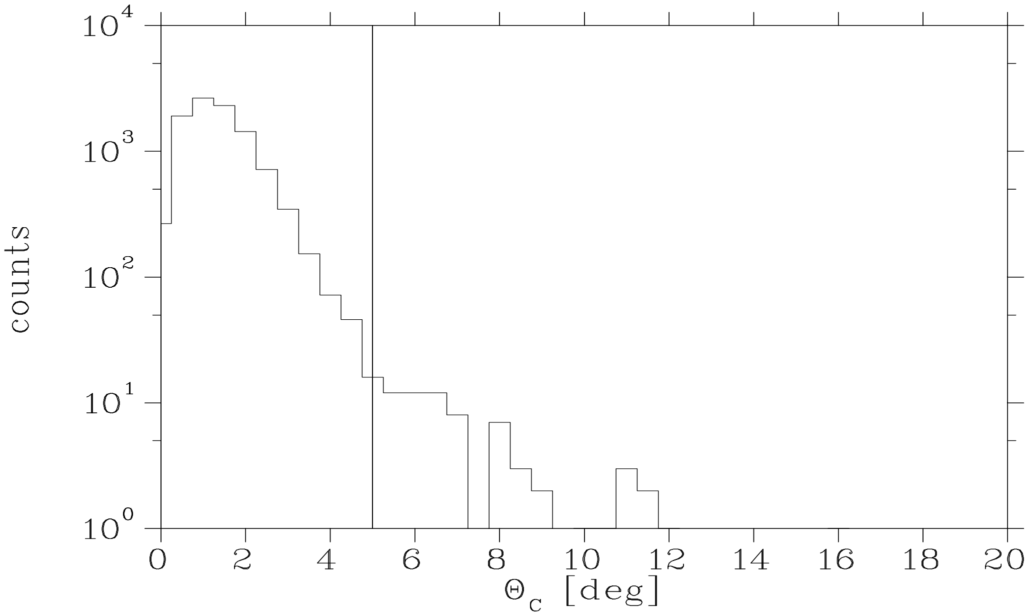

Abbildung 3.3: Nach [21] simulierte Winkelverteilung der Kleinwinkelstreuung von 175 MeV Protonen in einer 5 cm starken Graphitplatte.

---

unbrauchbar.
Abbildung 3.3 zeigt die Verteilung des *multiple Coulomb scattering* von 175 MeV Protonen in einer $5\,cm$ starken Graphitplatte. Der Abfall der Verteilung für Streuwinkel nahe Null Grad erklärt sich dadurch, daß das Raumwinkelsegment $d\Omega = r^2 sin\Theta_c d\Theta_c d\Phi$, in welches die Protonen gestreut werden, für $\Theta_c \rightarrow 0$ verschwindet. Durch eine Unterdrückung von Streuereignissen mit Streuwinkeln $\Theta_c < 5°$ ist es möglich, die Anzahl der Ereignisse des *multiple Coulomb scattering* um zwei Größenordnungen zu reduzieren.
Die Verteilung der Ereignisse im Winkelbereich $\Theta_c > 5°$, der durch nukleare Streuung dominiert wird, fällt im Gegensatz zur Kleinwinkelstreuung nur flach ab (siehe Abb. 3.4). Man erhält daher im Winkelbereich größer 5° eine wesentlich höhere Ausbeute von Ereignissen, die zur Analysierstärke beitragen. Dies zeigt sich auch im Verlauf der Analysierstärke von Graphit für eine Einfallsenergie von $200\,MeV$, die im Bereich zwischen 5° und 20° ihr Maximum hat (siehe Abb. 3.5).
Abbildung 3.6 zeigt den Anteil, der in den Winkelbereich hoher Analysierstärke gestreuten Protonen in Abhängikeit von der Dicke des Analysators und der einfallenden Protonenenergie. Bei Verwendung eines $5\,cm$ starken Graphitanalysators werden bei einer Protonenenergie von $200\,MeV$ ca. 1%

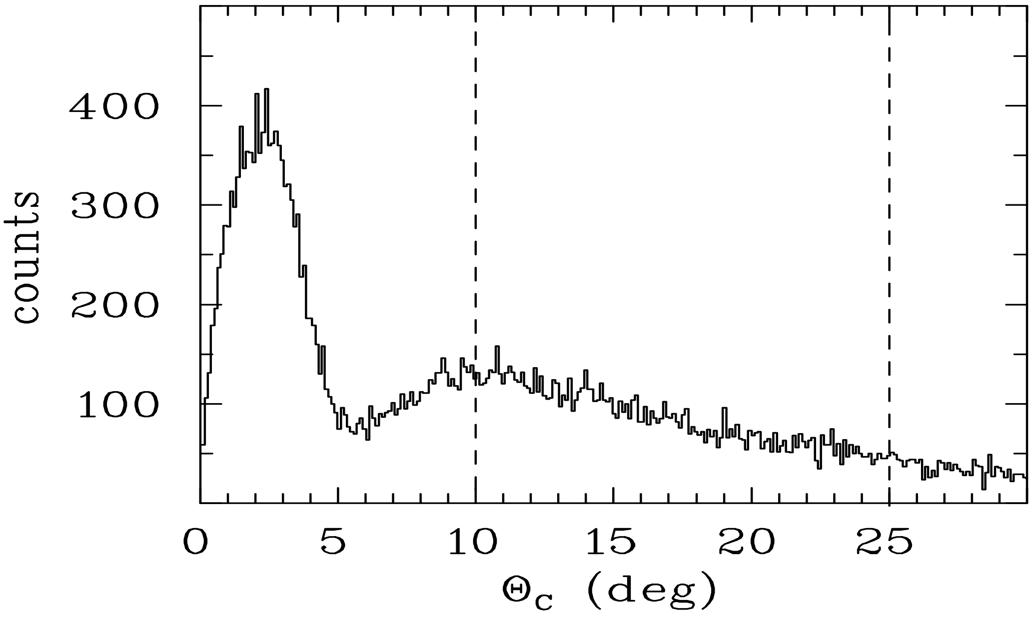

Abbildung 3.4: Verteilung der Streuwinkel Θ_C in einem 7.5 cm starken Graphitanalysator für Einfallsenergien zwischen 180 und 220 MeV. Für $\Theta_C < 10°$ ist die Verteilung durch eine im Experiment verwandte Online-Logik um einen Faktor 50 untersetzt (Abbildung entnommen aus [22]).

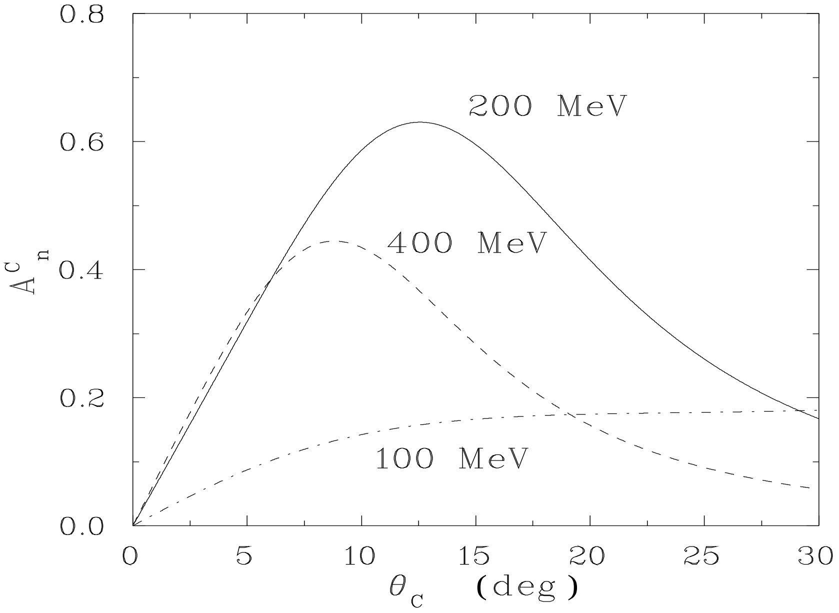

Abbildung 3.5: Nach [11] berechneter Verlauf der Analysierstärke A_n^C der inklusiven Streuung von Protonen gemittelt über Analysatordicken von $3 - 7\,cm$ für verschiedene Einfallsenergien.

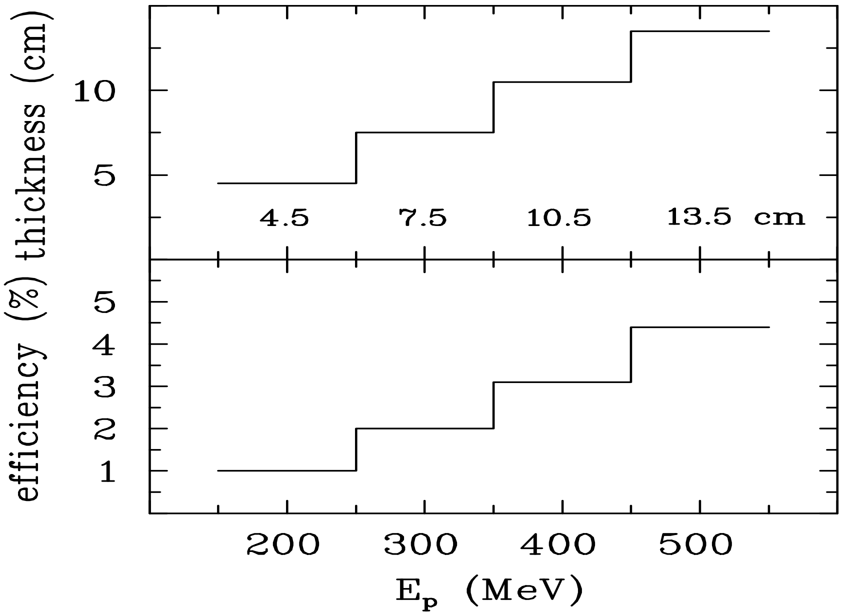

Abbildung 3.6: Dicke des Graphitanalysators (oben) und resultierender Anteil der in den Bereich hoher Analysierstärke gestreuten Protonen (unten) für verschiedene Protonenenergien.

---

der Ereignisse in diesen Winkelbereich gestreut.
Da die Zählrate, die die Datenaufnahmeelektronik verarbeiten kann, begrenzt ist, muß eine Online-Analyse der Streuwinkel der Protonen im Analysator durchgeführt werden, mit Hilfe derer Ereignisse geringer Analysierstärke entsprechend Streuwinkeln $\Theta_c < 5°$ unterdrückt werden können.
Da, wie schon erwähnt, die Winkelverteilung des *multiple Coulomb scattering* für Streuwinkel kleiner 5° rapide ansteigt (siehe Abb. 3.3), wird für eine effektive Unterdrückung von Ereignissen der Kleinwinkelstreuung eine möglichst gute Winkelauflösung der Online-Analyse benötigt.
Für das geplante Polarimeter wird eine Online-Winkelauflösung von mindestens $\pm 1°$ gefordert. Bei dieser Auflösung wird der Einschnitt in die Winkelverteilung bei 4° vorgenommen, so daß Ereignisse im Bereich von $3° - 5°$ teilweise, im Bereich kleiner 3° vollständig verworfen werden.

Für die passende Wahl der Analysatordicke sind mehrere Gesichtspunkte zu beachten. Der Energieverlust der Protonen im Kohlenstoff sollte, um die Aufstreuung in den Detektoren nach dem Analysator klein zu halten, nicht höher als nötig sein. Andererseits wird, innerhalb eines vorgegebenen Rah-

mens (siehe Abb. 3.6), durch einen dicken Analysator die Wahrscheinlichkeit für eine nukleare Streuung des Protons im Kohlenstoff größer und nur solche Ereignisse sind für die Bestimmung der Polarisation des einfallenden Strahls brauchbar.
Analysierstärken von Graphitanalysatoren bei verschiedenen Protonenenergien und Analysatordicken wurden in zahlreichen Experimenten vermessen [10, 11, 14, 15].
Für einfallende Protonenenergien von $150\,MeV$ bis $200\,MeV$ besitzen $3\,cm$ bis $7\,cm$ dicke Analysatoren vergleichbar hohe Analysierstärken. $150\,MeV$ Protonen verlieren in $3\,cm$ Graphit $31\,MeV$, in $7\,cm$ jedoch $87\,MeV$ (berechnet mit dem Programm PSTAR [30]).
Um die Analysatordicke bezüglich Energieverlust und Effizienz optimal anpassen zu können, wird der Analysator in drei Graphitplatten mit ein, zwei und vier Zentimeter Stärke segmentiert, so daß im Experiment jede gewünschte Analysatordicke zwischen ein und sieben Zentimetern benutzt werden kann.

3.2.2 MWPCs

Zum Nachweis der ein- und auslaufenden Protonen werden im Polarimeter *Multi Wire Proportional Chambers* (MWPCs) eingesetzt. Die Auslese der MWPCs beschränkt sich auf die Adressen der beim Durchgang eines Protons ansprechenden Drähte. Es werden keine Signalhöhen oder Driftzeiten gemessen. Dies erhöht die Geschwindigkeit der Datenaufnahme, bedeutet aber gleichzeitig, daß die Auflösung der Kammern durch ihre Drahtabstände (im mm - Bereich) festgelegt ist. Es ist bei dieser Betriebsart nicht möglich zu ermitteln, ob ein Teilchen links oder rechts an einem angesprochenen Draht vorbeigeflogen ist.
Zur Bestimmung des ein- und auslaufenden Richtungsvektors der Protonen werden in der Online-Analyse die Daten der MWPCs D1, D2 und D4 verwandt (siehe Abb. 3.7). In der Offline-Analyse werden zur Verbesserung der Winkelauflösung die einlaufenden Richtungsvektoren mit den aufgrund der Auslese der Driftzeiten langsameren VDCs bestimmt.
Zur Unterdrückung von Untergrundereignissen wird in der Online-Analyse mit Hilfe der MWPCs D2, D3 und D4 ein sogenannter *straight line test* durchgeführt. Dabei wird überprüft, ob die Steigung der aus den Koordinaten der Kammern D2 und D3 bestimmten Teilchenbahn innerhalb der

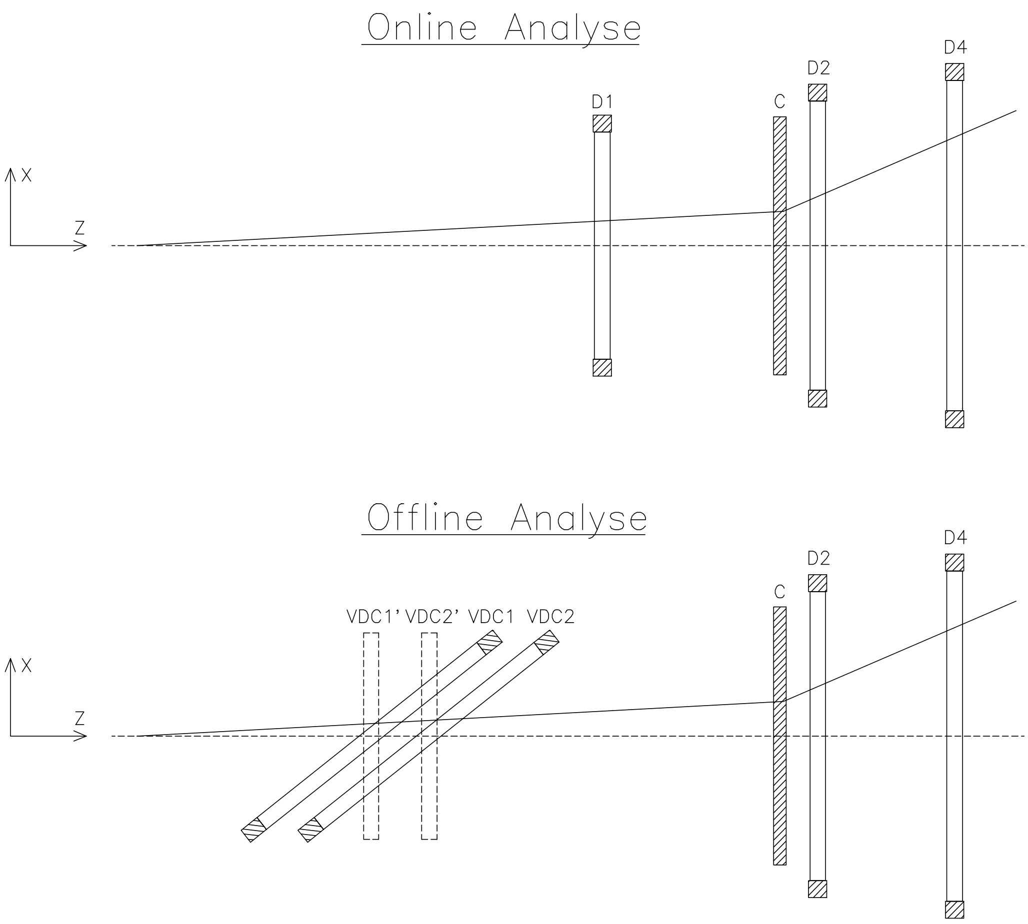

Abbildung 3.7: Zur Bestimmung der ein- und auslaufenden Richtungsvektoren in der Online- und Offline-Analyse verwandte Detektoren.

durch die Auflösung der Kammern gegebenen Fehlergrenzen mit der Steigung zwischen D3 und D4 übereinstimmt. Um diesen Test möglichst genau durchführen zu können, sollte D3 in der Mitte zwischen D2 und D4 stehen, da in diesem Fall die Steigungen vor und hinter der Kammer D3 mit gleicher Präzision bestimmt werden können. Außerdem müssen zum Vergleich der Steigungen bei gleichen Abständen D2-D3 und D3-D4 nur die Differenzen der Drahtkoordinaten von D2 und D3 und die Differenzen der Koordinaten von D3 und D4 verglichen werden, was die Durchführung des Tests in der Online-Analyse der MWPC-Daten beschleunigt.
In dieser Anordnung kann die Kammer D3 nicht zur Verbesserung der Winkelauflösung in der Offline-Analyse benutzt werden. Dies zeigt sich, wenn man den Fehler der Steigung, der durch einen linearen Fit aus den Daten der Kammern D2, D3 und D4 gewonnen wird, mit dem Fehler der nur aus den Daten von D2 und D4 ermittelten Steigung vergleicht. Für gleiche Abstände D2-D3 und D3-D4 stimmen beide Fehler überein. Anschaulich ist dies verständlich, da sich die Bahnen mit maximaler und minimaler Steigung, die noch innerhalb der Fehlergrenzen der Koordinaten der Kammern D2 und D4 liegen, in der Ebene von D3 kreuzen.
In der Offline-Analyse werden mit den Daten der VDCs und der MWPC D1 *straight line tests* für die Bahnen der Protonen vor dem Analysator durchgeführt.

3.2.3 Prinzip der Online-Analyse

Für die Online-Analyse der Streuwinkel werden die Daten der Kammern D1, D2 und D4 verwendet (siehe Abb. 3.7).
Die Richtung des auslaufenden Teilchens $\vec{v}_{out}$ wird durch die Koordinaten von D2 und D4 festgelegt. Um den einlaufenden Vektor zu ermitteln, wird der Schnittpunkt der durch $\vec{v}_{out}$ festgelegten Gerade und der Mittelebene des Analysators bestimmt und durch diesen und die Koordinaten von D1 $\vec{v}_{in}$ festgelegt.
Für $\vec{v}_{out}$ gilt

$$\vec{v}_{out} = \begin{pmatrix} x_4 - x_2 \\ y_4 - y_2 \\ z_4 - z_2 \end{pmatrix} =: \begin{pmatrix} x_{24} \\ y_{24} \\ z_{24} \end{pmatrix} , \tag{3.2}$$

wobei die Variablen x_i, y_i und z_i die Koordinaten der angesprochenen Zähldrähte der i-ten Kammer und x_c, y_c und z_c die Koordinaten des extra-

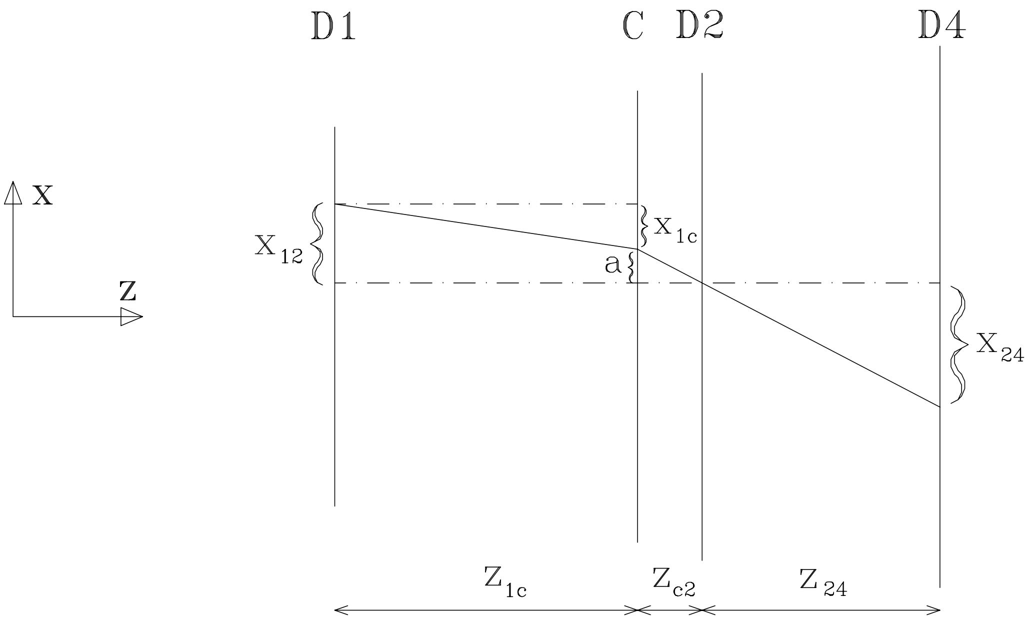

Abbildung 3.8: Bedeutung der benutzten Variablen.

polierten Vertexpunktes im Laborsystem darstellen. Der einlaufende Vektor $\vec{v}_{in}$ wird wie folgt berechnet. Nach dem zweiten Strahlensatz gilt (siehe Abb. 3.8)

$$\frac{a}{x_{24}} = \frac{z_{c2}}{z_{24}} \Rightarrow a = x_{24}\frac{z_{c2}}{z_{24}} \; , \tag{3.3}$$

mit $x_{1c} = x_{12} - a$ ergibt sich daraus

$$x_{1c} = x_{12} - x_{24}\frac{z_{c2}}{z_{24}} \; . \tag{3.4}$$

Die Koordinate y_{1c} wird analog berechnet. Insgesamt gilt also

$$\vec{v}_{in} = \begin{pmatrix} x_{12} - x_{24}\frac{z_{c2}}{z_{24}} \\ y_{12} - y_{24}\frac{z_{c2}}{z_{24}} \\ z_{1c} \end{pmatrix} \; . \tag{3.5}$$

Für den Schnitt in die Winkelverteilung der im Kohlenstoff gestreuten Protonen wird aus ein - und auslaufenden Vektoren

$$cos^2\Theta_c = \frac{(\vec{v}_{in} \cdot \vec{v}_{out})^2}{|\vec{v}_{in}|^2 \cdot |\vec{v}_{out}|^2} \tag{3.6}$$

berechnet und es werden nur solche Ereignisse akzeptiert, die die Bedingung

$$cos^2 5° \leq cos^2\Theta_c \leq cos^2 20° \tag{3.7}$$

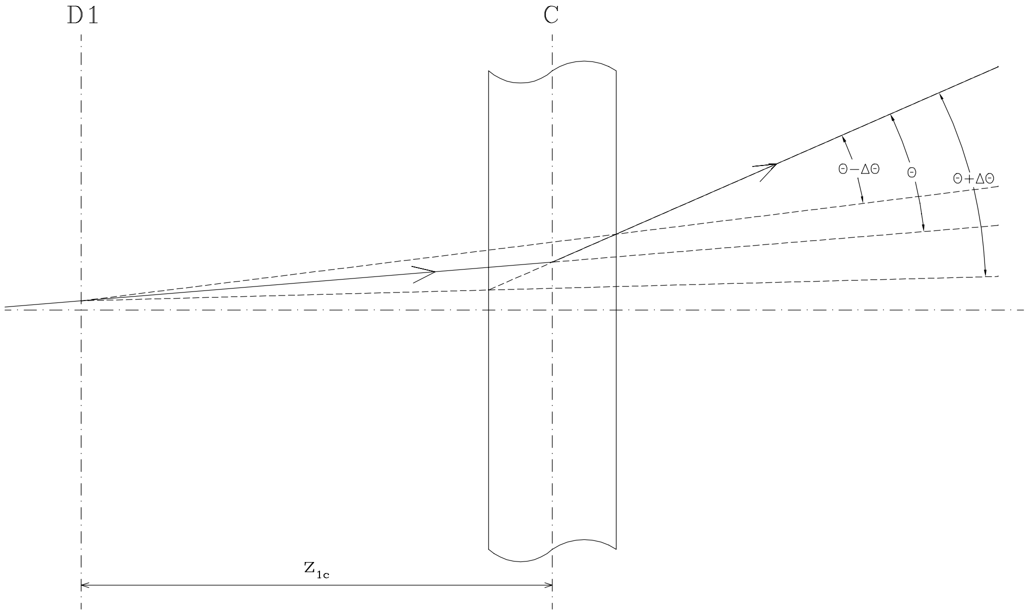

Abbildung 3.9: Fehler in der Winkelberechnung der Online - Analyse bei Variation des Streuvertex im Analysator.

erfüllen.
Das vorgestellte Verfahren arbeitet am besten für kleine Streuwinkel im Graphitanalysator bei einem großen Abstand zwischen D1 und dem Analysator. Dies ist darin begründet, daß der Streuvertex im Kohlenstoff in der Berechnung auf die Mittelebene des Analysators festgelegt wird, tatsächlich aber die Protonen auf der gesamten Strecke im Graphit Kleinwinkelstreuung erfahren und auch für den Fall einer nuklearen Streuung der Streuvertex an jedem beliebigen Ort im Analysator liegen kann. Dadurch ergibt sich eine Unsicherheit in der Bestimmung des einlaufenden Winkels, die zu einem Fehler in der Bestimmung des Streuwinkels führt (siehe Abb. 3.9).

3.3 Festlegung der Detektorgeometrie

Der durch das Polarimeter abgedeckte Impulsbereich und die Auflösung mit der die Streuwinkel der Protonen im Analysator vermessen werden können, werden durch die Abmessungen der Drahtkammern, ihre Abstände zueinander und ihre Drahtabstände festgelegt.
Die Impulsakzeptanz des Polarimeters soll der des Fokalebenendetektorsystems angepaßt werden, dessen Designwert bei 15% liegt [33]. Die Win-

kelauflösung des Polarimeters soll in der Online-Analyse mindestens $\pm 1^\circ$ betragen, um Ereignisse, die im Analysator nur Kleinwinkelstreuung erfahren haben, möglichst effektiv unterdrücken zu können (siehe Abschnitt 3.2.1).
Bei der Wahl der Draht- und Detektorabstände sind folgende Vorgaben zu beachten. Der Drahtabstand wird nach unten durch Probleme in der mechanischen Fertigung und wegen der Kosten für die Auslese pro Zähldraht auch durch den finanziellen Rahmen des Projekts auf Werte $\geq 2\,mm$ beschränkt. Die Abstände der Detektoren werden durch den zur Verfügung stehenden Platz zwischen dem Fokalebenendetektorsystem und der Hallenwand begrenzt. Der Abstand Fokalebene-Hallenwand beträgt $3\,m$, gemessen entlang des zentralen Strahls des Spektrometers. Außerdem sind folgende Abstände festgelegt:

- Der Abstand zwischen dem Rahmen von VDC2 und der MWPC D1 sollte aus Sicherheitsgründen nicht weniger als $10\,cm$ betragen (Hochspannungskomponenten!).
- Der Abstand zwischen der Tragestruktur des Polarimeters und der Hallenwand sollte nicht weniger als $20\,cm$ betragen.
- Der Abstand zwischen dem Analysator und der MWPC D2 sollte zur Unterdrückung von δ-Elektronen nicht weniger als $15\,cm$ betragen.
- MWPC D3 sollte in der Mitte zwischen D2 und D4 stehen, um *straight line tests* möglichst effektiv durchführen zu können.
- Die Szintillatoren S1 bzw. S2 werden so nah wie möglich vor dem Analysator bzw. hinter MWPC D4 angebracht.

Durch diese Vorgaben sind die Positionen der Szintillatoren und der Kammern D1, D3 und D4 festgelegt. Zu wählen bleibt der Abstand der Analysator-D2-Einheit zur Kammer D1 und der Drahtabstand.

3.3.1 Aufstreuung

Die von den Protonen erfahrene Aufstreuung im FPDS und FPP setzt sich zusammen aus der Aufstreuung des Strahls in den verschiedenen Materialien der Detektoren und dem dazwischen liegenden Luftraum. Sie kann mit Hilfe

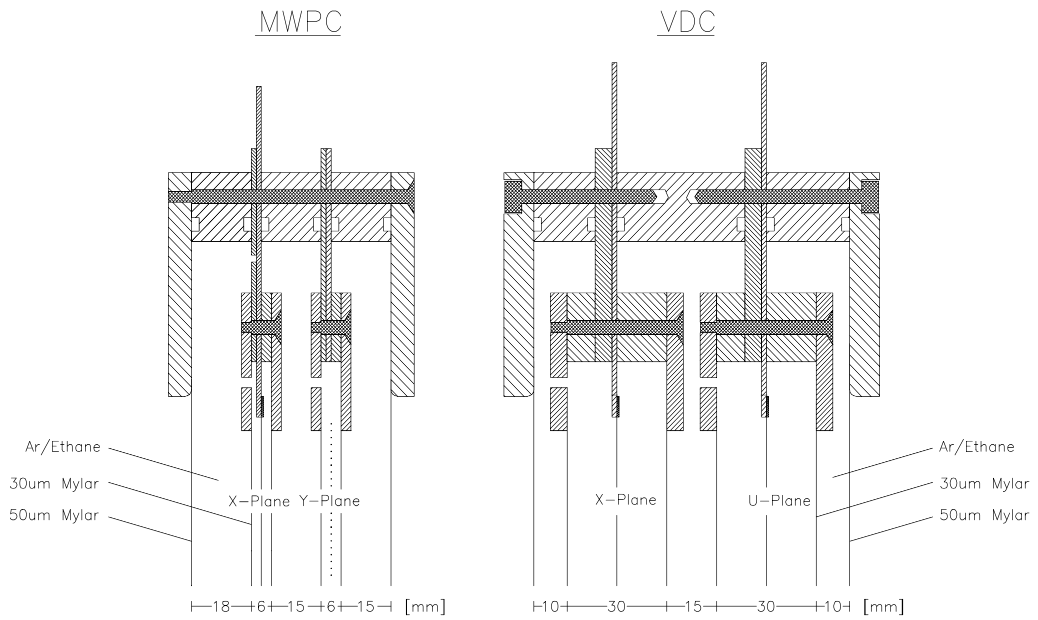

Abbildung 3.10: Schnitt durch die Oberkante einer MWPC und einer VDC.

von

$$\Theta_{plane}^{rms} = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z \left(\frac{x}{X_0}\right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + 0.038 ln \frac{x}{X_0}\right] \tag{3.8}$$

bestimmt werden [16], wobei p, βc und z der Impuls, die Geschwindigkeit und die Ladungszahl des Projektils, x die Weglänge im Medium und X_0 die Strahlungslänge des Mediums sind.

Abbildung 3.10 zeigt einen Querschnitt durch den Rahmen einer VDC und einer MWPC.

Die Strahlungslänge von Gemischen berechnet sich nach

$$\frac{1}{X_0} = \sum \frac{\omega_j}{X_j} \tag{3.9}$$

aus den Strahlungslängen der Komponenten mit den Massenanteilen ω_j (siehe Tab. 3.1).

Da bei einfallenden Protonen der Energie 200 MeV ein Anregungsenergiebereich bis zu 50 MeV untersucht werden soll, wird für eine konservative Abschätzung der Kleinwinkelstreuung in den Kammern eine Protonenenergie von 150 MeV vor und 95 MeV hinter dem Analysator, entsprechend dem Energieverlust von 55 MeV der Protonen in einer 5 cm starken Graphitplatte (berechnet mit dem Programm PSTAR [30] unter Berücksichtigung des Energieverlustes auf der Strecke durch den Kohlenstoff), benutzt.

Material	X_0 [cm]
Argon	10983
Ethan	34035
50% Argon / 50% Ethan	15496
Luft	30420
Mylar	28.7
Szintillator Material	42.4

Tabelle 3.1: Strahlungslängen der verwandten Materialien.

Die insgesamt in einer Kammer erfahrene Kleinwinkelstreuung ergibt sich durch quadratisches Addieren der Beiträge der einzelnen Schichten. Die sich ergebenden Aufstreuungen sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Im Falle der VDCs müssen die Schichtdicken entsprechend dem Winkel zwischen VDC und zentralen Strahl mit dem Faktor $1/cos 52°$ korrigiert werden.

3.3.2 Simulation der Winkelauflösung

Im folgenden wird eine Monte Carlo Simulation der Winkelauflösung des FPPs in Abhängigkeit der Draht- und Detektorabstände vorgestellt.
Durch das BBS werden Protonen gleichen Impulses in guter Näherung in einem Punkt der Fokalebene fokussiert. Von jedem Punkt der Fokalebene geht also ein Strahlenbündel aus, dessen Winkeldispersion sich, im Falle des BBS, in x-Richtung zwischen $\pm 10°$ und in y-Richtung zwischen $\pm 2°$ bewegt (siehe Abb. 3.11).
Für eine Simulation der Winkelauflösung des FPPs wird das zentrale Strahlenbündel herausgegriffen.
Um auch die Auflösung der VDC 1, die in der Fokalebene liegt, zu berücksichtigen, wird eine Verschiebung des Fokuspunktes in Richtung des Spektrometers durchgeführt. Dadurch erhält man einen fiktiven Startpunkt des Strahlenbündels (siehe Abb 3.12). Weiterhin wird angenommen, daß die Protonen diesen Startpunkt mit zwischen $\pm 10°$ in x-Richtung und $\pm 2°$ in y-Richtung gleichverteilten Winkeln zum zentralen Strahl verlassen.
Die Bahn eines Protons durch das FPDS und das FPP wird in sieben Abschnitte unterteilt (siehe Abb. 3.13). Jeder Abschnitt besteht aus einer Hardwarekomponente (VDCs, MWPCs, Szintillatoren und Analysator) und dem Luftraum bis zur jeweils nächsten Hardwarekomponente.

VDCs	E_p	Material	Stärke	Θ^{rms}_{plane}
	150 MeV	Mylar	49 μm	0.426 mrad
			81 μm	0.564 mrad
		Ar/Ethan	16 mm	0.322 mrad
			24 mm	0.404 mrad
			49 mm	0.601 mrad
	$\sum = 1.57\ mrad = 0.090°$			
MWPCs				
	150 MeV	Mylar	30 μm	0.324 mrad
			50 μm	0.431 mrad
		Ar/Ethan	6 mm	0.186 mrad
			15 mm	0.311 mrad
			18 mm	0.344 mrad
	$\sum = 1.08\ mrad = 0.062°$			
MWPCs				
	95 MeV	Mylar	30 μm	0.500 mrad
			50 μm	0.665 mrad
		Ar/Ethan	6 mm	0.287 mrad
			15 mm	0.479 mrad
			18 mm	0.530 mrad
	$\sum = 1.67\ mrad = 0.096°$			
S1				
	150 MeV	NE102A	2 mm	2.663 mrad
				= 0.153°

Tabelle 3.2: Kleinwinkelstreuung der Protonen in den Detektoren des FPDS und des FPP.

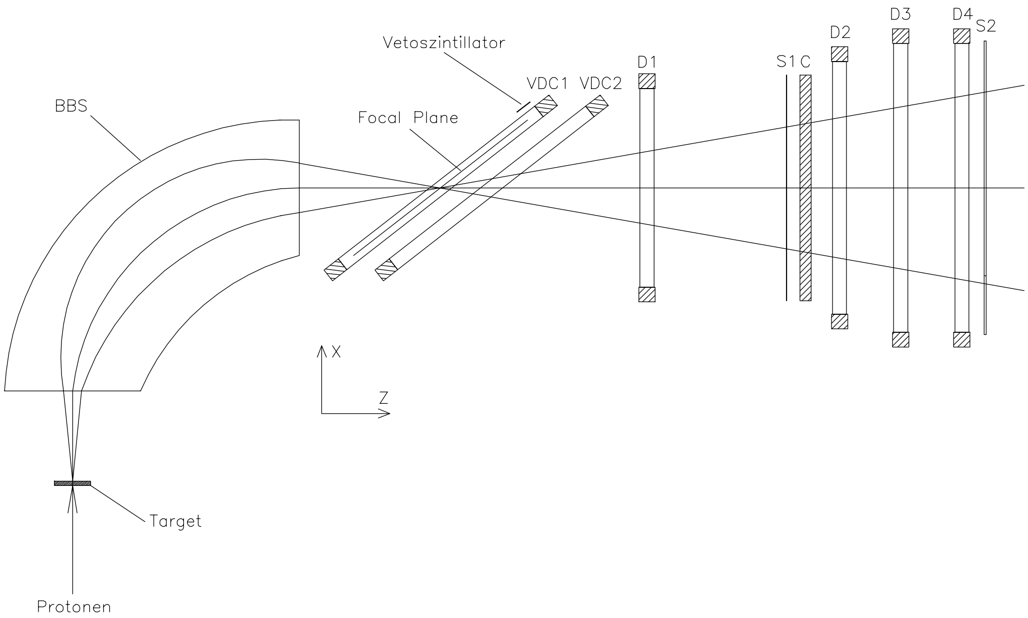

Abbildung 3.11: Fokussierung von Protonen gleicher Energie auf der Fokalebene.

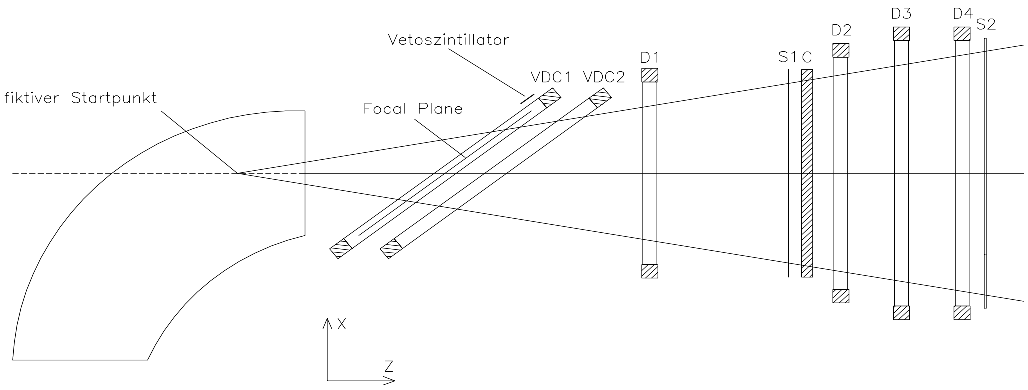

Abbildung 3.12: Fiktiver Startpunkt des für die Simulation benutzten Strahlenbündels.

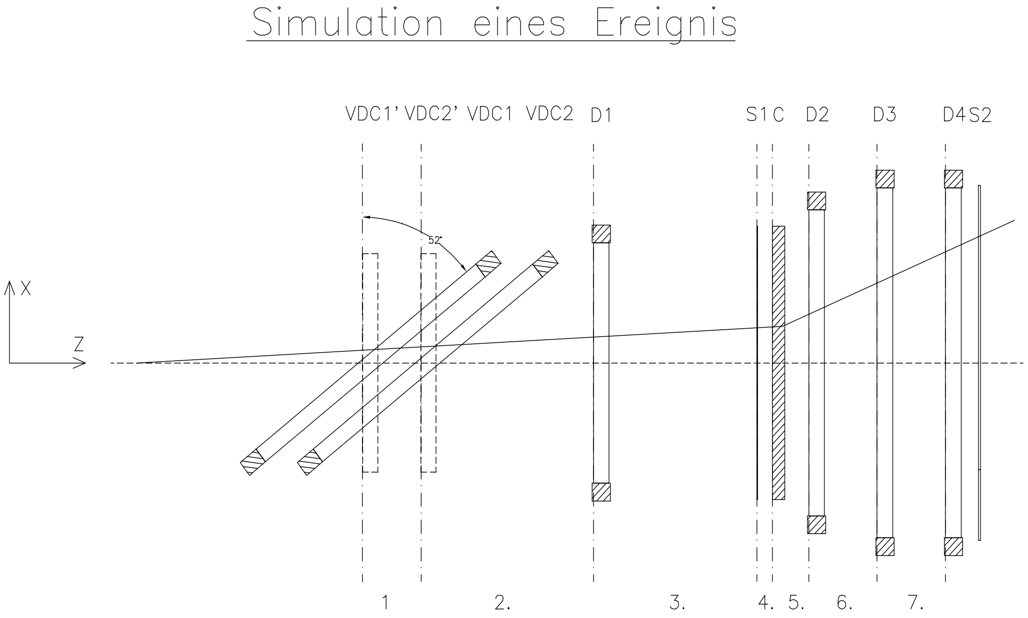

Abbildung 3.13: Unterteilung des FPDS und des FPP in der Monte Carlo Simulation.

Die VDCs bilden mit der Senkrechten zum zentralen Strahl einen Winkel von 52°. Daher legen die Protonen auf der *high momentum side* zwischen VDC 2 und MWPC D1 eine kürzere Wegstrecke zurück als solche, die auf der *low momentum side* einlaufen. Im Mittel entspricht die zurückgelegte Wegstrecke dem Abstand zwischen einer senkrecht zum zentralen Strahl stehenden VDC 2' und MWPC D1.
Für die Simulation wird daher angenommen, daß die VDCs senkrecht zum Sollstrahl stehen und die Auflösung der VDCs in x-Richtung wird mit dem Faktor $cos 52°$ korrigiert.
Jedem Proton wird am Startpunkt ein Richtungsvektor $\vec{r}$ zugeordnet und die physikalischen Koordinaten in der Ebene der VDC 1 werden berechnet. Anschließend wird die Bahn des Protons im Polarimeter simuliert. Für jeden Abschnitt werden folgende Berechnungen durchgeführt:

1. Berechnung der Aufstreuung Θ^{rms}_{plane} in der jeweiligen Hardwarekomponente und dem nachfolgenden Luftraum (siehe 3.3.1).

2. Durch Multiplikation der Kleinwinkelstreuung Θ_{plane}^{rms} mit Zufallszahlen g_1 und g_2 einer normierten Gaussverteilung

$$g(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\xi^2}{2}} \tag{3.10}$$

ergibt sich die jeweilige Winkelabweichung des Protons in x- und y-Richtung zu

$$\begin{aligned} \Theta_x &= g_1 \cdot \Theta_{plane}^{rms} \\ \Theta_y &= g_2 \cdot \Theta_{plane}^{rms} \end{aligned} \tag{3.11}$$

3. Der Richtungsvektor $\vec{r}$ wird in der x-z-Ebene um Θ_x und in der y-z-Ebene um Θ_y gedreht.

4. Aus dem gedrehten Richtungsvektor und den Koordinaten des Protons in der Ebene der Hardwarekomponente des Abschnitts werden die Koordinaten in der Ebene der Hardwarekomponente des nächsten Abschnitts berechnet.

Die Streuung des Protons im Analysator wird im fünften Abschnitt simuliert. Die Winkelverteilung für solche Ereignisse, in denen das Proton im Graphit in den Winkelbereich größer 5° gestreut wird, fällt nur flach ab (siehe Abb. 3.4). Da diese Ereignisse den größten Beitrag zur Analysierstärke liefern, wird für den interessierenden Streuwinkelbereich von 5° bis 25° in der Simulation der Offline-Analyse ein weißes Spektrum angenommen.
Für die Online-Analyse wird der Streuwinkelbereich von 3.5° bis 6.5° betrachtet, in dem der Einschnitt in die Winkelverteilung der gestreuten Protonen erfolgen soll.
Die Auflösung der VDCs ist in x-Richtung mit $\pm 45\,\mu m$ und in y-Richtung mit $\pm 80\,\mu m$ spezifiziert, die Positionierung der Detektoren in z-Richtung ist mit einer Genauigkeit von $\pm 1\,mm$ möglich [32].
Die bei der Positionierung der Drahtebenen der MWPCs in x- und y-Richtung auftretenden Versetzungen können mit Hilfe der VDCs mit einer Genauigkeit besser $\pm 0.1\,mm$ vermessen werden (siehe Abschnitt 3.3.3).
Fehler in der Positionierung der Drähte innerhalb einer Ebene verschlechtern die Ortsauflösung des Detektors, sind aber gegenüber dem Abstand der Zähldrähte zu vernachlässigen.
Mit Hilfe der in der Simulation ermittelten Koordinaten werden die in den

VDCs gemessenen Koordinaten und die Koordinaten der ansprechenden Drähte der MWPCs berechnet. Aus den so ermittelten Drahtkoordinaten werden anschließend nach den Methoden der Online- und Offline-Analyse die Streuwinkel im Analysator berechnet und mit den tatsächlich in der Simulation verwendeten Streuwinkeln verglichen.
Im Fall der Online-Analyse wird nur der Streuwinkel Θ_c benötigt. Für die Offline-Analyse muß sowohl Θ_c als auch der Polarwinkel Φ berechnet werden, ohne den die Bestimmung einer Asymmetrie bezüglich der Normalen der Streuebene nicht möglich ist. Da Ereignisse mit Streuwinkeln im Graphit kleiner 5° durch die Online-Analyse verworfen werden, wird der Polarwinkel Φ nur für Ereignisse mit $\Theta_c > 5°$ berechnet.
Abbildung 3.14 zeigt mit Hilfe der Simulation ermittelte Fehlerverteilungen, der in der Online- und Offline-Analyse berechneten Winkel. Die Verteilungen auf der linken Seite der Abbildung wurden für einen Drahtabstand von $2.5\,mm$, die auf der rechten Seite für einen Drahtabstand von $4\,mm$ berechnet. σ gibt die Standardabweichungen der Verteilungen an. Die gestrichelten Kurven zeigen den Verlauf der Fehlerverteilungen ohne Kleinwinkelstreuung, ihre Standardabweichungen sind durch $\sigma^\dagger$ gegeben.

Um die Position der Analysator-D2-Einheit festzulegen, werden die Standardabweichungen der Fehlerverteilungen der Online- und Offline-Analyse in Abhängigkeit des Abstands d_{1c} zwischen MWPC D1 und dem Analysator berechnet (siehe Abb.3.15).
Für große Werte von d_{1c} steigen die Standardabweichungen der Online- und Offline-Analyse an, da durch das Zusammenrücken der MWPCs D2 und D4 die Winkelauflösung hinter dem Analysator verschlechtert wird. Die Genauigkeit der Offline-Analyse ist durch die Kleinwinkelstreuung in den Detektoren und im Luftraum begrenzt und geht daher für kleine Abstände d_{1c}, also eine gute Winkelauflösung hinter dem Analysator, gegen einen konstanten Wert. Der Anstieg der Standardabweichung der Online-Analyse für kleine Werte von d_{1c} ist durch den Fehler in der Festlegung des Streuvertex der Protonen im Analysator begründet, wie in Abschnitt 3.2.3 erläutert wurde. Die Standardabweichung der Online-Analyse für einen Streuwinkelbereich von 3.5° bis 6.5° hat ein Minimum bei ca. $70\,cm$, während die Genauigkeit der Offline-Analyse für Abstände bis ca. $70\,cm$ nahezu konstant bleibt. Um eine möglichst effektive Unterdrückung von Ereignissen der Kleinwinkel-

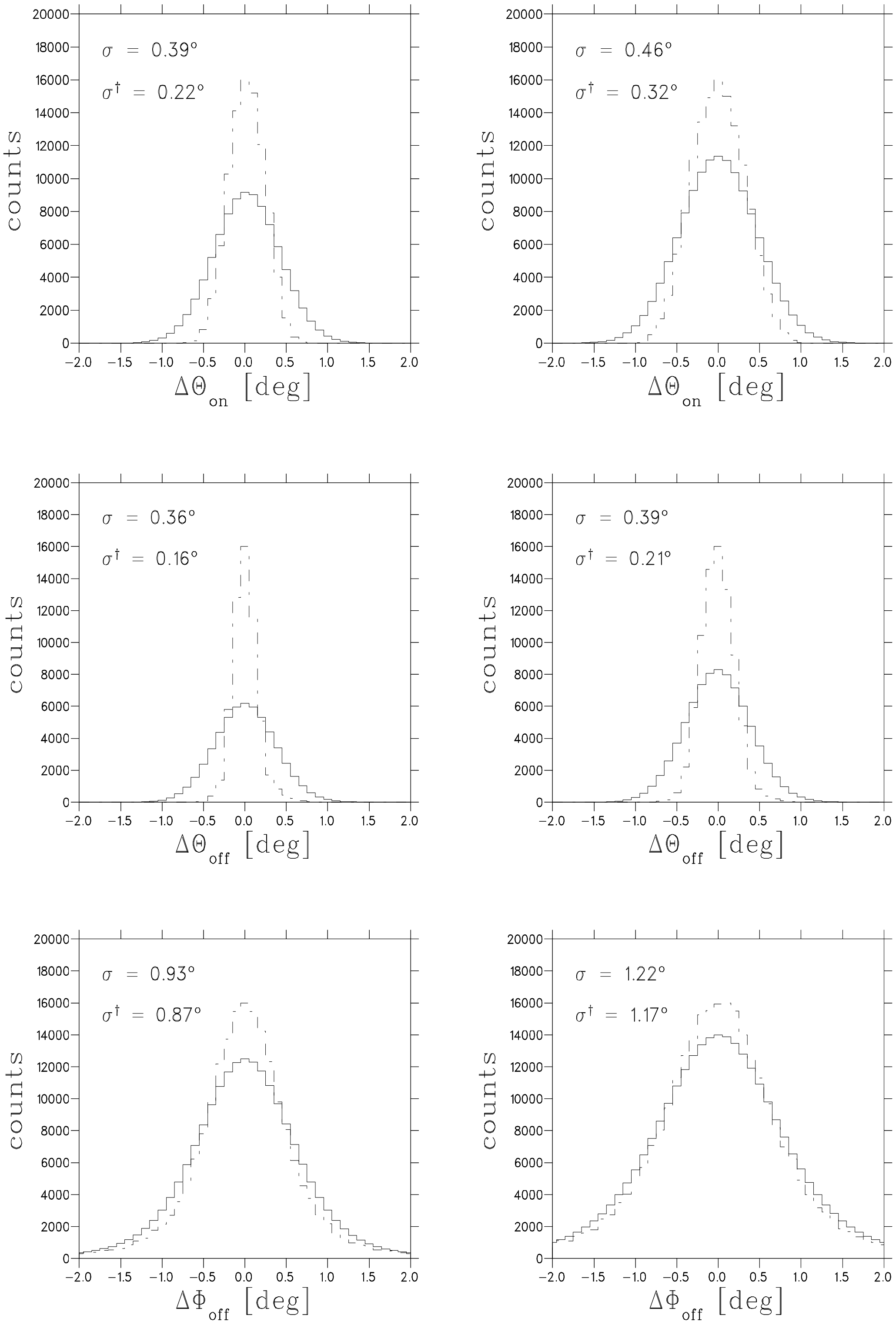

Abbildung 3.14: Fehlerverteilungen der Offline- und Online-Analyse für einen Drahtabstand von 2.5 mm (links) und einen Drahtabstand von 4 mm (rechts) bei einem Abstand D1 - Analysator von 70 cm.

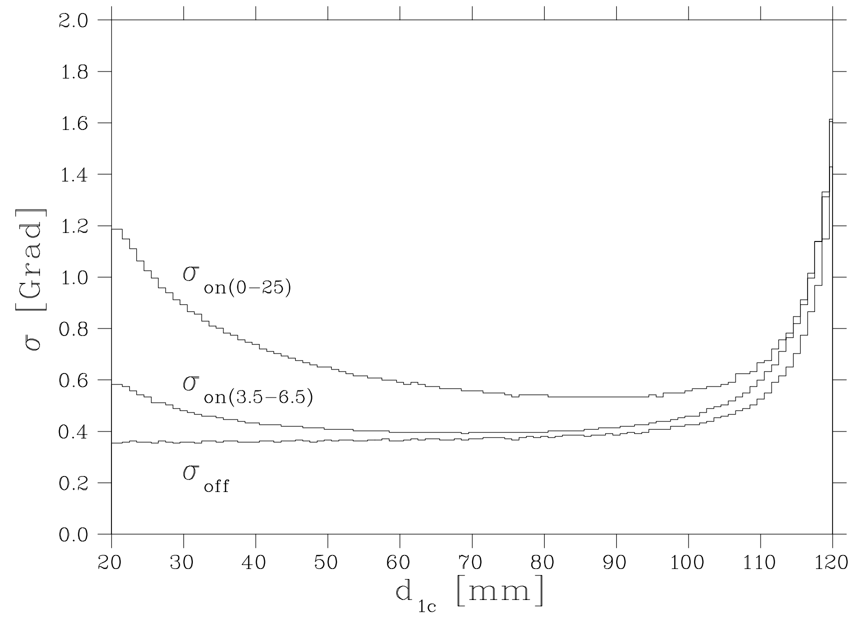

Abbildung 3.15: Standardabweichungen der Fehlerverteilungen des Streuwinkels Θ_c in Abhängigkeit vom Abstand d_{1c} zwischen MWPC D1 und dem Analysator für einen Drahtabstand von $2.5\,mm$. $\sigma_{on(0-25)}$ ist die Standardabweichung der Online-Analyse für einen Streuwinkelbereich von $0° - 25°$, $\sigma_{on(3.5-6.5)}$ die Standardabweichung für $3.5° - 25°$ und σ_{off} die Standardabweichung der Offline-Analyse.

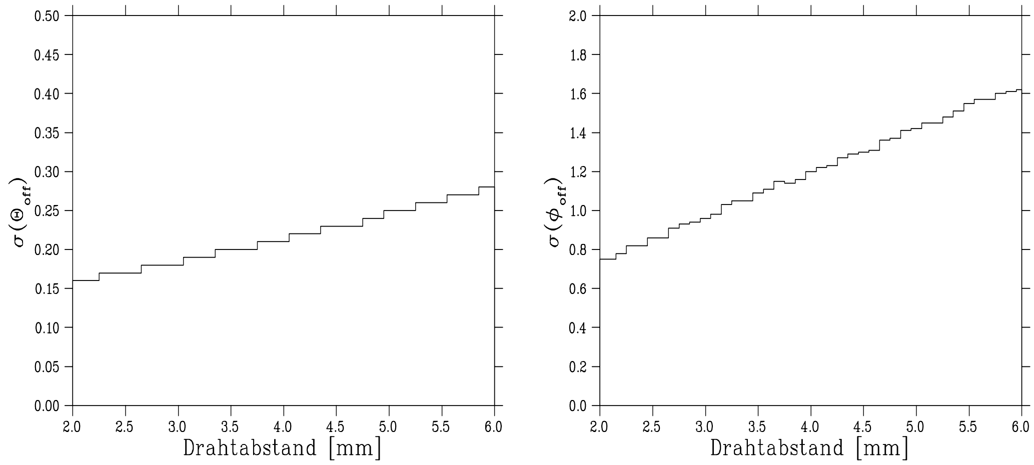

Abbildung 3.16: Intrinsische Auflösung der Offline-Analyse in Abhängigkeit vom Drahtabstand der MWPCs.

streuung zu ermöglichen, wird der Abstand MWPC D1 - Analysator daher auf 70 cm festgelegt.

Zur Festlegung der Auflösung der MWPCs werden die Standardabweichungen der Fehlerverteilungen der Online- bzw. Offline-Analyse in Abhängigkeit des Drahtabstandes berechnet. Da die simulierten Fehlerverteilungen gaussförmig sind, liegen 95% der Ereignisse in einem Fehlerbereich von $\pm 2\sigma$. Im Falle der Online-Analyse erhält man daher für einen Drahtabstand kleiner 4 mm für 95% der Ereignisse eine Auflösung von besser $\pm 1°$, was der geforderten Mindestauflösung entspricht.
Abbildung 3.16 zeigt die Abhängigkeit der intrinsischen, d. h. ohne Berücksichtigung der Kleinwinkelstreuung, Winkelauflösung der Offline-Analyse in Abhängigkeit vom Drahtabstand.
Es zeigt sich, daß die Genauigkeit, mit der der Polarwinkel Φ bestimmt werden kann, kritisch vom Drahtabstand abhängt. Das liegt daran, daß Φ im wesentlichen über die x- und y-Koordinaten der einlaufenden und auslaufenden Richtungsvektoren bestimmt ist, die bei geringer Steigung der Vektoren, entsprechend kleinen Differenzen der Koordinaten der Kammern, mit großen relativen Fehlern behaftet sind. Da, wie schon oben erwähnt, zur Messung der Asymmetrie bezüglich der Normalen der Streuebene sowohl Θ_c als auch Φ benötigt werden, gehen die Fehler in der Bestimmung dieser Winkel systematisch in den Fehler der bestimmten Polarisation ein [36] und sind daher

möglichst klein zu halten.
Im gegebenen finanziellen Rahmen des Projektes kann ein Drahtabstand von $2.5\,mm$ verwirklicht werden, bei dem sich aus den Verteilungen der Abbildung 3.14 für 95% der Ereignisse eine Auflösung für Φ von $\pm 1.86^\circ$ gegenüber einer Auflösung von $\pm 2.44^\circ$ für einen Drahtabstand von $4\,mm$ ergibt.
Für die Offline-Analyse des Streuwinkels Θ_c ergibt sich bei einem Drahtabstand von $2.5\,mm$ eine Auflösung von $\pm 0.72^\circ$. Für die Online-Analyse ergibt sich im Streuwinkelbereich von $3.5^\circ - 6.5^\circ$ eine Winkelauflösung besser $\pm 0.78^\circ$.

3.3.3 Alignment der MWPCs

Die Auflösung der MWPCs ist neben dem Drahtabstand durch die Positionierungsgenauigkeit der Drahtebenen gegeben. In z-Richtung ist die Positionierungsgenauigkeit durch die Fertigungstoleranzen der Kammern und der Tragestruktur vorgegeben und ist mit $\pm 1\,mm$ spezifiziert [32].
In x- und y- Richtung ist es möglich, die Positionen der Drahtebenen mit Hilfe der VDC's zu vermessen. Dazu werden, bei herausgezogenem Graphitanalysator, die Bahnen einer großen Anzahl von Protonen im Polarimeter bestimmt. Bildet man die Differenzen der in einer der MWPCs gemessenen Position eines Protons und der mit Hilfe der Daten der VDCs berechneten Position des Protons in den Drahtebenen der MWPC, so erhält man in x- bzw. y-Richtung Verteilungen der Differenzen, deren Schwerpunkte dem Versatz der Kammer in x- bzw. y-Richtung entsprechen (siehe Abb. 3.17).
Um die Genauigkeit dieses Verfahrens abzuschätzen, werden mit einer Monte Carlo Simulation, wie sie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben ist, Messungen des Versatzes der Drahtebenen von MWPC D4 mit 10^3 bis 10^6 Protonen simuliert. Da die MWPC D4 am Ende des Aufbaus steht, wird aufgrund der Kleinwinkelstreuung der Protonen in den vorhergehenden Detektoren für diese Kammer der größte Fehler in der Bestimmung des Offsets erwartet.
Paßt man mit Hilfe des Programms FIT [26] Gaußkurven an die simulierten Verteilungen an, so liefert das Programm die in Tabelle 3.3 aufgeführten Fehlergrenzen für die Bestimmung der Schwerpunkte.
Die Genauigkeit, mit der der Versatz der Kammern bestimmt werden kann, unterscheidet sich in den ersten beiden signifikanten Stellen nicht für die x- und y-Ebene, da die geringere Auflösung der VDCs in y-Richtung gegen die übrigen Fehlerquellen, also die Auflösung der MWPCs und die Kleinwinkel-

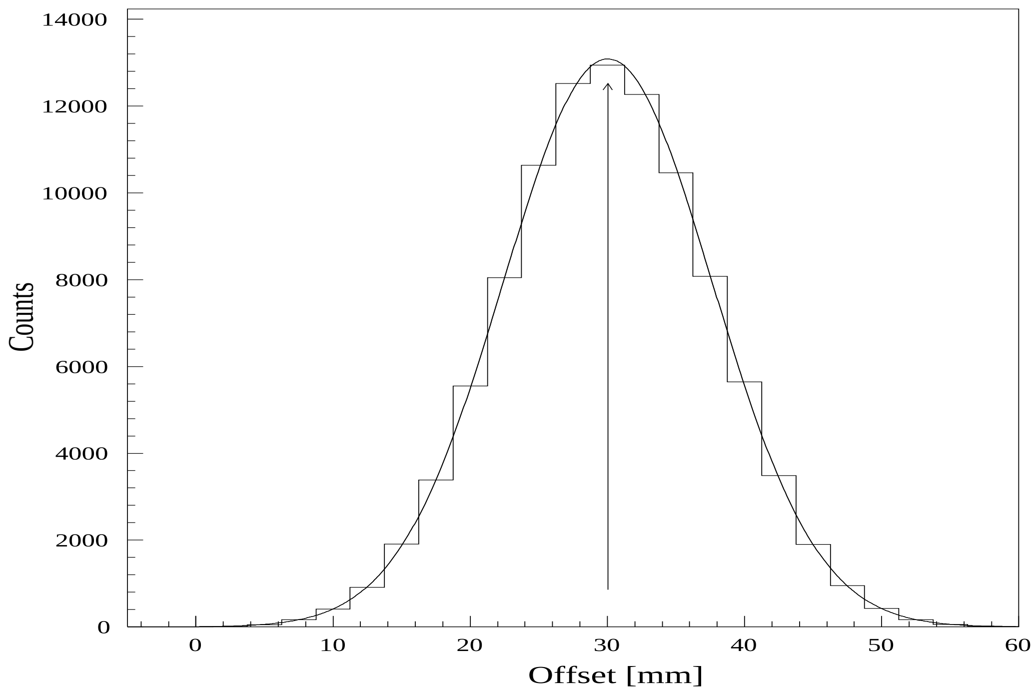

Abbildung 3.17: Verteilung der Differenzen der aus den VDC Daten berechneten Koordinaten und der Drahtkoordinaten der MWPC D4 in x-Richtung für 10^5 simulierte Ereignisse, bei einem Versatz der Drahtebene um $30\,mm$.

Anzahl der Ereignisse	Fehler
10^3	$\pm 0.221\,mm$
10^4	$\pm 0.095\,mm$
10^5	$\pm 0.026\,mm$
10^6	$\pm 0.007\,mm$

Tabelle 3.3: Fehlergrenzen des bestimmten Versatzes in Abhängigkeit von der Anzahl der simulierten Ereignisse (bestimmt für MWPC D4).

streuung, vernachlässigbar ist (siehe Abschnitte 3.3.1 und 3.3.2).
Die Ergebnisse aus Tabelle 3.3 zeigen, daß die Positionen der Drahtebenen in x- und y-Richtung mit einer Genauigkeit besser $\pm 0.1\,mm$ eingemessen werden können.

3.3.4 Kammerabmessungen

Der durch das Fokalebenenpolarimeter abgedeckte Impulsbereich wird durch die Größe des Analysators und der aktiven Bereiche der Drahtkammern festgelegt und soll dem vom Fokalebenendetektorsystem erfaßten Impulsbereich angepaßt werden.
Die aktiven Bereiche der VDCs haben in der x-z-Ebene eine Länge von $110\ cm$. Die Winkeldivergenz, mit der die Protonen das Spektrometer verlassen, ist ortsabhängig. Für die Divergenz der Randstrahlen in der x-z-Ebene erhält man aus Raytracing-Berechnungen [32] auf der *high momentum side* einen Wert von $10°$ und auf der *low momentum side* einen Wert von $5°$.
Die Maße des Analysators und der aktiven Bereiche der MWPCs sind durch solche Bahnen der Protonen bestimmt, die gerade noch die aktiven Bereiche der VDCs passieren (siehe Abb. 3.18). Aufgrund der räumlichen Beschränkungen decken die MWPCs hinter dem Analysator in x-Richtung nicht den vollen zu vermessenden Bereich von Streuwinkeln im Graphit ($5° \leq \Theta_c \leq 20°$) ab, sondern nur den durch die Verlängerung der Bahnen der Protonen vor dem Analysator gegebenen Teilbereich. Für Protonen, die an den Rändern des Analysators gestreut werden, kann daher nur eine Hälfte der für die Bestimmung der Asymmetrie der Streuung notwendigen Winkelverteilung vermessen werden. Führt man jedoch nacheinander Messungen mit entgegengesetzter einlaufender Polarisation $\vec{p}$ aus, so erhält man aus der Kombination der Messungen die volle zur Bestimmung der Polarisation notwendige Streuwinkelverteilung der Randstrahlen im Analysator.
In y-Richtung ist die Winkeldispersion der Protonen mit $\pm 2°$ angegeben, die Höhe des aktiven Bereiches der VDCs beträgt $26\ cm$ [32].
Die sich hieraus ergebenden Abmessungen des Analysators und der aktiven Bereiche der MWPCs sind in Abbildung 3.18 dargestellt. Aufgrund der günstigeren Platzverhältnisse wird in der y-z-Ebene der gesamte zu vermessende Streuwinkelbereich von $\pm 20°$ durch die MWPCs hinter dem Analysator abgedeckt.

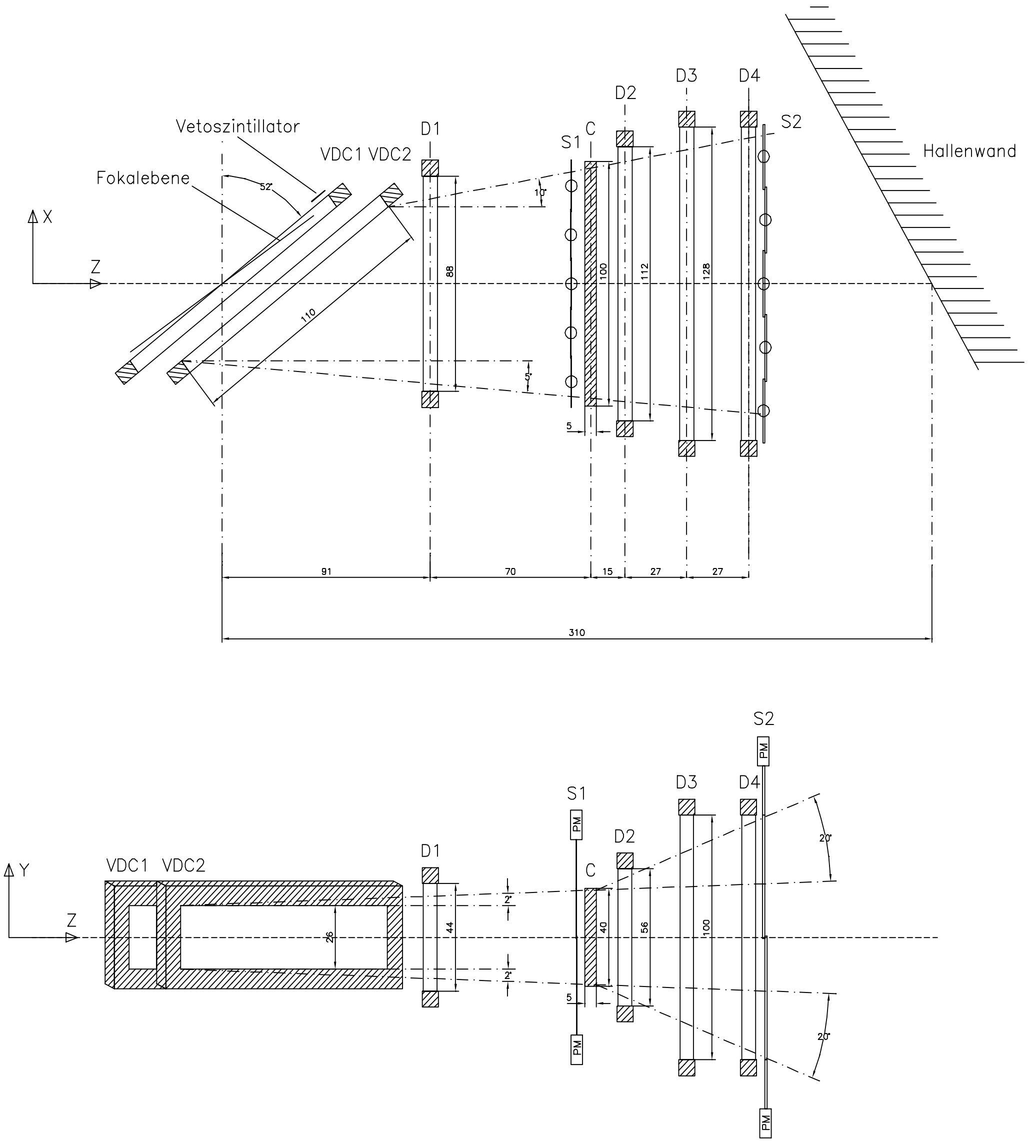

Abbildung 3.18: Auf- und Seitenansicht des FPDS und des FPP.

	Aktiver Bereich (mm)		Anzahl der Drähte
	x-Ebene	y-Ebene	x-Ebene + y-Ebene
D1	840	400	336 + 160
D2	1080	520	432 + 208
D3	1240	960	496 + 384
D4	1240	960	496 + 384
			$\sum$ =2896

Tabelle 3.4: Aktive Bereiche und Drahtanzahlen der MWPCs.

Tabelle 3.4 zeigt die resultierenden Abmessungen der aktiven Bereiche der MWPCs und die sich bei einem Drahtabstand von 2.5 mm ergebende Anzahl von Drähten.

4. Auslese der Detektoren

Für die Auslese der MWPCs wird das PCOS III System von LeCroy verwendet. Es liefert nur Informationen über die Adressen der Drähte, die bei Durchgang eines geladenen Teilchens durch die MWPC angesprochen haben, und kann daher hohe Zählraten verarbeiten (die Zeit für die Bearbeitung eines Ereignis durch PCOS beträgt in der hier realisierten Konfiguration ca. $3\,\mu s$).
Zur Auslese der VDCs werden TDCs Modell 3377 von LeCroy benutzt, die sich durch eine schnelle Konversionszeit auszeichnen ($1.8\,\mu s$ plus $100\,ns$ pro Signal).
Die Daten beider Auslesesysteme werden über vier parallele ECL-Busse mit einer Rate von $10\,MHz$ zur Online-Analyse des Events in ein VME-Crate transferiert.

4.1 Vorverstärker

Sowohl die MWPCs als auch die VDCs werden mit Vorverstärkerkarten bestückt, die auf einem an der *University of Pensylvania* entwickeltem Vorverstärker/Diskriminator Chip ASD-8 basieren.
Jede Karte beherbergt zwei dieser ASD-8 Chips mit jeweils acht Kanälen. Die Diskriminatorschwelle für die Eingangssignale kann für beide Chips separat gesetzt werden. Die Ausgänge der Karten liefern differentielle Signale (pseudo-ECL). Differentielle Signale setzen sich aus dem Originalsignal und seinem invertierten Signal zusammen, die über *twisted pair cables* übertragen werden. Diese bestehen aus Paaren verdrillter Kupferkabel, wobei jedes Paar auf einer Litze das Originalsignal und auf der anderen Litze das invertierte Signal leitet. Durch Subtraktion beider Signale am Ende der Leitung lassen sich auf der Kabelstrecke eingestreute Störsignale eliminieren.
Die pseudo-ECL-Signale der Vorverstärker besitzen einen Spannungshub von ca. $180\,mV$ im Vergleich zu $850\,mV$ bei echten ECL-Signalen. Sie werden mit Hilfe eines im Institut für Kernphysik in Münster entwickeltem Pegelwandlers in echte ECL-Signale umgewandelt.

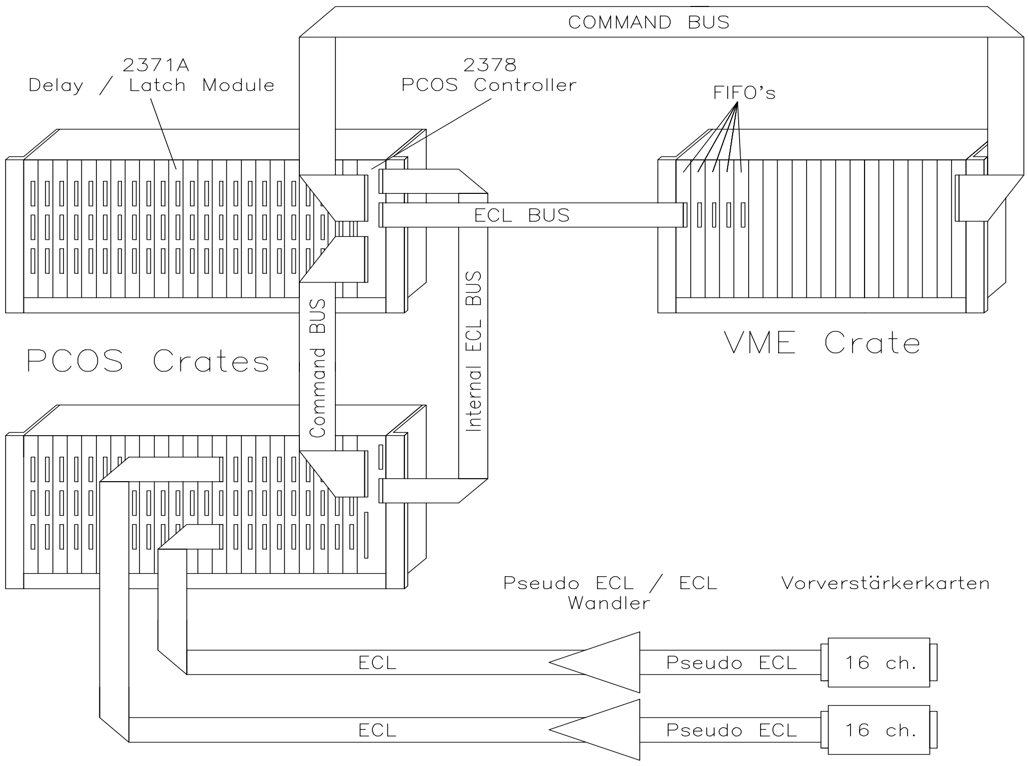

Abbildung 4.1: Auslese der MWPCs mit dem PCOS III System.

4.2 Auslese der MWPCs

Durch ein die MWPC durchquerendes Proton werden bei Einfallswinkeln zwischen 0° und 30° und einem Drahtabstand von $2.5\,mm$ bis zu drei Drähte pro Drahtebene angesprochen. Die induzierten Signale werden durch die Vorverstärker ausgelesen und über die pseudo-ECL/ECL-Wandler zur Auslese an PCOS weitergegeben.
Das PCOS System besteht aus einem speziellen Crate Controller (LeCroy Modell 2738) und pro CAMAC Crate bis zu 23 *delay and latch*-Modulen (LeCroy Modell 2731A) mit je 32 Eingängen.
Die Benutzung des PCOS Crate Controller macht das CAMAC Crate zu einem sogenannten *dedicated CAMAC Crate*, in dem die Daten zwischen den *delay and latch*-Modulen und dem PCOS Controller als $32\,bit$ Worte mit einer Rate von $10\,MHz$ übertragen werden, was dem Zehnfachen der maximalen Übertragungsrate eines normalen CAMAC Crates entspricht.
Für die Auslese von insgesamt 2896 Drähten (siehe Tab. 3.4) werden vier PCOS Crates benötigt. Mehrere PCOS Crates können auf dem ECL-Bus

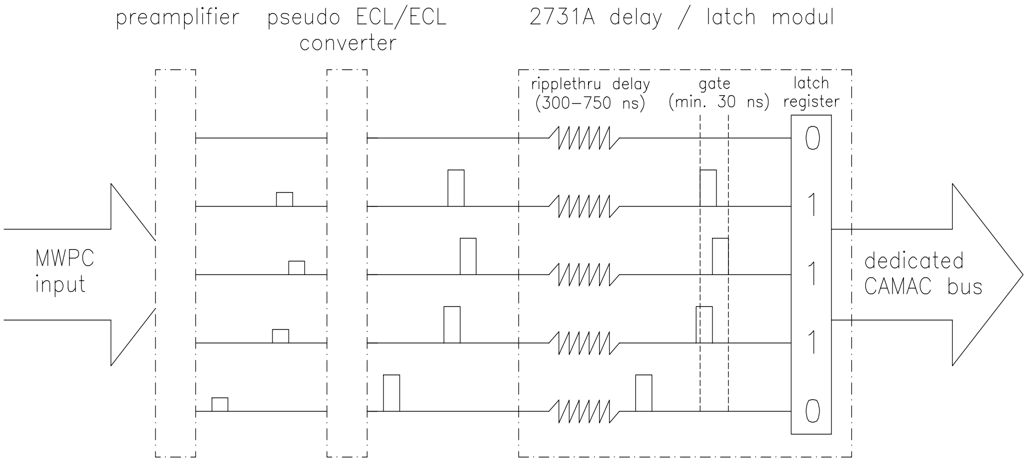

Abbildung 4.2: Funktionsschema der 2371A *delay and latch* Einheit.

und dem Command-Bus in einer sogenannten *daisy chain* hintereinander geschaltet werden (siehe Abb. 4.1).
Im Falle des FPP werden je zwei PCOS Crates in einer *daisy chain* zusammengefaßt. Die erste Gruppe beinhaltet die x-Ebenen der Kammern D1, D2, und D4 und einen Teil der Drähte von D3, die zweite Gruppe erfaßt die y-Ebenen von D1, D2 und D4 und die restlichen Drähte von D3. Durch die Unterteilung der PCOS Crates in zwei Gruppen wird die Auslese der Crates beschleunigt, da die Daten parallel auf zwei ECL-Bussen zur VME Elektronik transportiert werden.

Einlaufende Signale werden in den *delay and latch*-Modulen um eine für das gesamte Modul einheitliche, im Bereich von $300 - 750\,ns$ einstellbare Zeit verzögert. Am Ende dieses sogenannten *ripplethru delay* werden die Signale, die innerhalb eines von der Triggerlogik erzeugten Gates liegen, in einem $32\,bit$ Register (ein *bit* pro Kanal) gespeichert (siehe Abb. 4.2). Signale, die zeitlich außerhalb des Gates liegen, werden nicht in das Register übernommen und automatisch verworfen. Diejenigen Module, deren Register am Ende des Gates Daten enthalten, setzen ein LAM (*look at me*) Signal.
Das von der Triggerelektronik erzeugte Gate (siehe Kap. 5) wird über den Controller an die *delay and latch*-Module weitergeleitet. Am Ende des Gates wird vom Controller innerhalb von $100\,ns$ überprüft, welche Module ein LAM gesetzt haben. Anschließend werden die $32\,bit$ Worte dieser Module mit einer Rate von $10\,MHz$ ausgelesen.
Abbildung 4.3 zeigt als Beispiel den zeitlichen Verlauf der Auslese eines

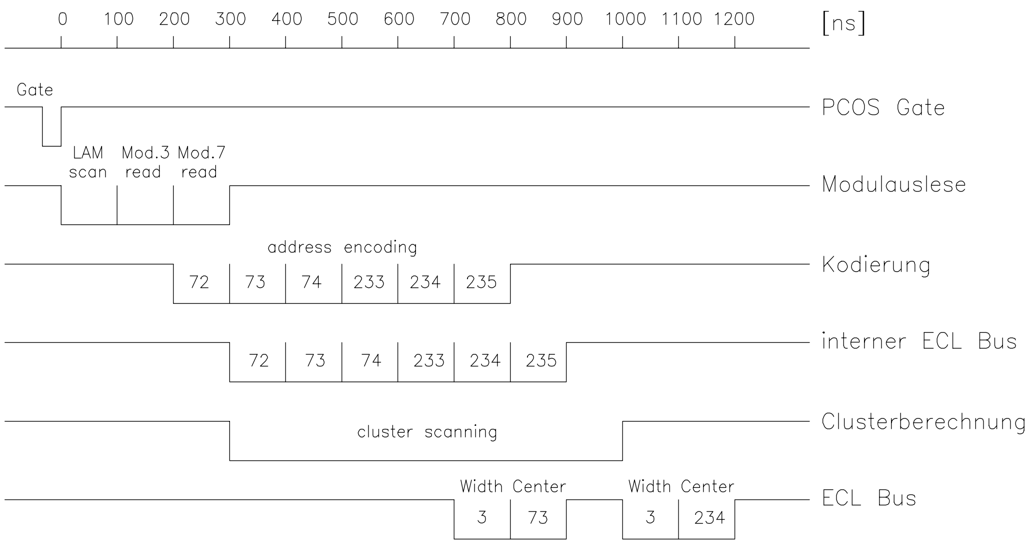

Abbildung 4.3: Zeitlicher Ablauf der Verarbeitung und Auslese der Kammersignale durch PCOS III.

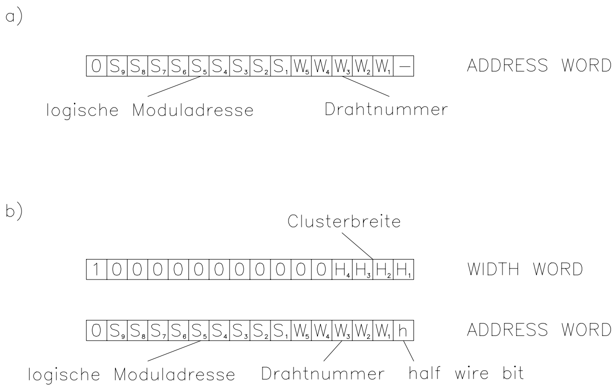

Abbildung 4.4: PCOS Datenformat ohne (a) und mit (b) Clusterberechnung.

PCOS Crates, in dem die Drähte 72, 73 und 74 des Moduls Nr. 3 und die Drähte 233, 234 und 235 des Moduls Nr. 7 angesprochen haben.
Sobald das erste 32 *bit* Wort im Controller angekommen ist, beginnt, parallel zur Auslese der Module, das Kodieren der Drahtadressen. Dabei wird jedem getroffenen Draht, also jedem gesetzten Bit, innerhalb von 100 *ns* ein 16 *bit* Wort zugeordnet, welches die logische Moduladresse und seine Position im Modul enthält. Nach der Kodierung können die Daten entweder direkt zur Online-Verarbeitung weitergeleitet werden, oder vorher durch den PCOS Controller zu sogenannten Clustern, das sind Gruppen benachbarter, getroffener Drähte, zusammengefaßt werden.

Dabei werden zwei 32 *bit* Worte erzeugt. Ein *width word*, das die Anzahl der getroffenen Drähte enthält, und ein *address word*, welches die logische Moduladresse, die Position des zentralen Drahtes des Clusters und ein *half wire bit* enthält (siehe Abb. 4.4). Das *half wire bit* wird gesetzt, wenn der Cluster eine gerade Anzahl von Drähten enthält.
Jeweils 100 ns nach der letzten Drahtadresse eines Clusters werden die beiden Datenworte auf dem ECL-Bus ausgegeben.
Werden mehrere PCOS Crates über den ECL-Bus verbunden, so wird der Crate Controller des ersten Crates zum Master Controller. Nur im Master Controller findet die Berechnung von Clustern statt. Dabei werden zuerst die Daten des Master Crates und anschließend, in der Reihenfolge der Crates auf dem ECL-Bus, die restlichen Daten verarbeitet.

Für eine konservative Abschätzung der Auslesezeit einer PCOS Gruppe wird angenommen, daß beim Durchgang eines Protons durch die Detektoren pro Ebene drei Drähte ansprechen, und daß aufgrund der asymmetrischen Verteilung der D3-Ebenen auf die beiden PCOS Zweige in einer der beiden Gruppen insgesamt fünf Ebenen ansprechen können. 700 ns nach dem Gate liegt das erste Datenwort des ersten Clusters am ECL-Bus an. Pro Cluster werden 300 ns für den Transfer zur VME-Elektronik benötigt. Damit ergibt sich eine Auslesezeit von 2.2 μs.
Die Auslesezeit zusammen mit den Driftzeiten in der MWPC (bis $\sim 100\,ns$ [8]), den Laufzeiten der Signale in den Vorverstärkern und pseudo-ECL/ECL-Konvertern und den maximal 750 ns Verzögerung der *delay and latch*-Module ergibt eine Zeitspanne von ca. 3 μs vom Durchgang eines Protons durch die MWPCs bis zur Verfügbarkeit der Daten in der VME-Elektronik.

4.3 Auslese der VDCs

Durch ein die VDC durchquerendes Proton werden im allgemeinen 6 - 8 Drähte pro Drahtebene angesprochen [32]. Die Signale der Kammern werden, wie bei den MWPCs, durch die Vorverstärker ausgelesen und über die pseudo-ECL/ECL-Wandler zur Auslese weitergeleitet (siehe Abb. 4.5).
Die Auslese der VDCs erfolgt durch LeCroy 3377 TDC Module mit jeweils 32 Kanälen. Bis zu 22 dieser Module können zusammen mit einem 4301

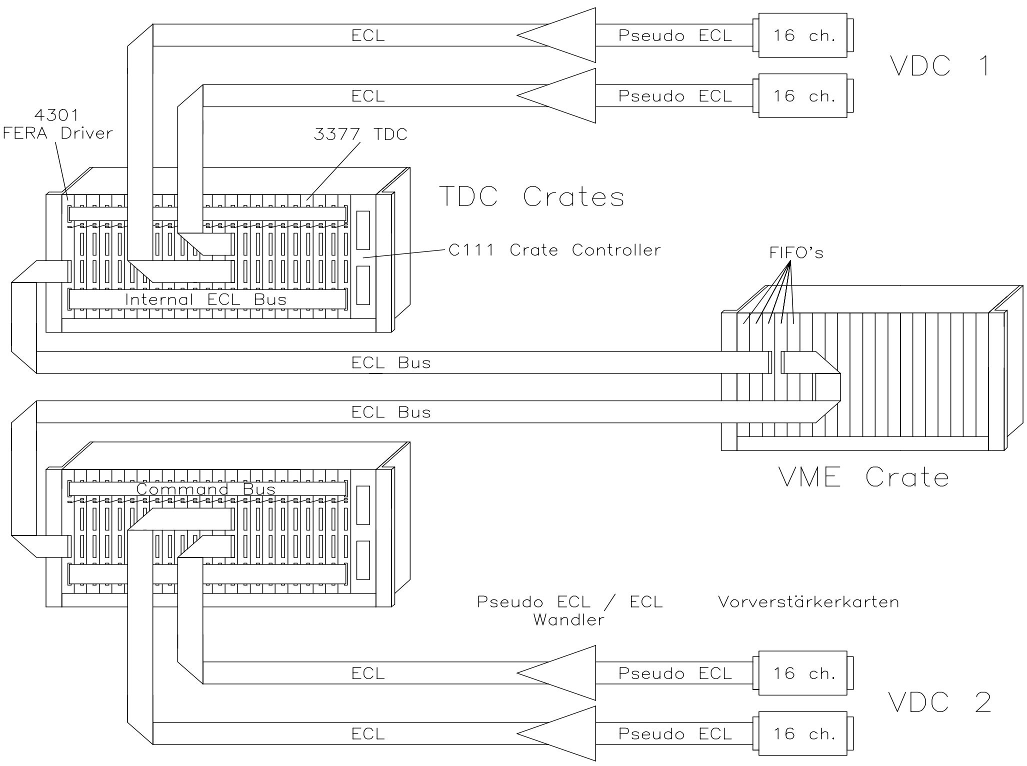

Abbildung 4.5: Auslese der VDCs mit LeCroy 3377 TDCs.

Header Wort	
Bits 0-7	Modul ID
Bits 8-9	Auflösungsmodus
Bit 10	$0 \equiv$ Auslese der steigenden Flanke,
	$1 \equiv$ Auslese von steigender und fallender Flanke
Bits 11-13	Seriennummer des Ereignis modulo 8
Bit 14	$0 \equiv$ Einzelwortformat
Bit 15	1 identifiziert das Header Wort
Datenwort, bei Auslese der steigenden Flanke	
Bits 0-9	Datenwert
Bits 10-14	Kanalnummer
Bit 15	0 identifiziert das Datenwort
Datenwort, bei Auslese der steigenden und fallenden Flanke	
Bits 0-8	Datenwert
Bit 9	$0 \equiv$ steigende Flanke, $1 \equiv$ fallende Flanke
Bits 10-14	Kanalnummer
Bit 15	0 identifiziert das Datenwort

Tabelle 4.1: Datenformat der VDC Auslese.

FERA Driver Modul in einem CAMAC Crate untergebracht werden.
Der FERA Driver dient dazu, die Auslese der TDCs über den ECL-Bus zu initiieren und gemeinsame Steuersignale an die TDCs weiterzugeben. Jeder TDC Kanal kann bis zu 16 Signale auf einer sogenannten *pipeline* speichern, die bei Erhalt eines *common stop*-Signals konvertiert werden. Signale, die älter als ein voreingestellter Zeitraum (*full scale time range*) sind, werden verworfen.
Das *common stop*-Signal wird von der Triggerlogik erzeugt und über den FERA Driver an die TDCs weitergeleitet. Für die Konvertierung der Driftzeiten eines TDCs werden $1.8\,\mu s$ plus $100\,ns$ pro Signal benötigt.
Jeder TDC, der Daten enthält, erzeugt bei der Auslese ein Headerwort, das Informationen über die Modulnummer, die eingestellte Auflösung, den Konvertierungsmodus und die Eventnummer enthält, und soviele Datenworte, wie Signale im TDC konvertiert wurden (siehe Tabelle 4.1). Bei TDCs, die keine Daten enthalten, kann das Headerwort unterdrückt werden.
Die Auslese der Datenworte über den ECL-Bus erfolgt mit einer Clock-

Frequenz von $10\,MHz$. Durch ein *readout enable*-Signal des FERA Drivers wird dem ersten TDC die Kontrolle über den ECL-Bus übergeben. Hat dieser seine Datenworte übertragen, sendet er ein *pass*-Signal, welches das *readout enable*-Signal für den nächsten TDC darstellt. Das *pass*-Signal des letzten TDCs zeigt das Ende der Datenübertragung an.
Jede VDC enthält ca. 500 Drähte, so daß pro VDC ein CAMAC Crate mit 16 TDCs benötigt wird. Nimmt man für eine konservative Abschätzung der Auslesezeit an, daß in den beiden Drahtebenen einer VDC je acht Drähte angesprochen haben, die auf insgesamt vier TDCs verteilt sind, so ergibt sich eine Gesamtzeit für Konvertierung und Auslese des Crates von $1.8\,\mu s + 8 \cdot 100\,ns + 4 \cdot 100\,ns + 16 \cdot 100\,ns = 4.6\,\mu s$.
Die Auslesezeit zusammen mit den Driftzeiten in der VDC (bis $\sim 200\,ns$ [9]), den Laufzeiten der Signale in den Vorverstärkern und pseudo-ECL/ECL-Konvertern und der Verzögerung zwischen dem Eingang der Signale und ihrer Konvertierung im TDC ergibt eine Zeitspanne von ca. $6\,\mu s$ vom Durchgang eines Protons durch die VDC bis zur Verfügbarkeit der Daten in der VME-Elektronik.

5. Triggerdetektoren und Elektronik

Das Triggersystem des FPP besteht aus zwei segmentierten Szintillatorebenen, bestehend aus je fünf Plastikszintillatoren, die beidseitig durch Photomultiplier ausgelesen werden, einem Veto-Szintillator und einer auf CAMAC-Basis aufgebauten Triggerlogik.
Die Aufgabe des Triggersystem ist, die Auslese der Detektoren des FPDS und des FPP auszulösen. Dazu müssen mehrere Bedingungen erfüllt sein. In beiden Szintillatorebenen muß mit einer durch die Flugzeit der Protonen zwischen den Szintillatoren gegebenen Verzögerung ein Teilchen detektiert worden sein (Koinzidenzbedingung), es muß ein Gate vom RF-Signal des Zyklotrons anliegen, es darf kein Signal des Veto-Szintillators anliegen und die Datenaufnahmesysteme der VDCs, der MWPCs und die VME Einheiten zur Online-Datenverarbeitung müssen aufnahmefähig sein.
Zusätzlich werden mit Hilfe der Szintillatoren des Triggersystems Messungen der Flugzeit der Protonen zwischen S1 und S2 und des Energieverlustes in den Szintillatorsegmenten durchgeführt, die zur Unterdrückung von zufälligen Koinzidenzen in der Offline-Analyse der Daten dienen, welche durch Teilchen des Strahlungsuntergrundes (z. B. thermische Neutronen) hervorgerufen werden können.
Um zufällige Koinzidenzen zu unterdrücken, richtet sich das Hauptaugenmerk bei der Konzeption der Triggerelektronik auf ein genaues Timing der Koinzidenzbedingung und die Erzeugung eines möglichst schmalen Gates für das PCOS System.

5.1 Szintillatoren

Die Detektoren des Triggersystems bestehen aus Plastikszintillatoren des Typs NE102-A der Firma NE-Technology, die über Lichtleiter mit Philips Photomultipliern des Typs XP2262 ausgelesen werden. Diese zeichnen sich durch eine hohe Verstärkung aus. Die Photomultiplier werden mit einer am TRIUMF entwickelten Base betrieben, mit der Zählraten von bis zu 5 MHz

verarbeitet werden können.
Plastikszintillatoren ermöglichen aufgrund ihrer extrem schnellen Signale, mit Abklingzeiten von $2-3\,ns$, ein genaues Timing und die Verarbeitung sehr hoher Zählraten.
Die Szintillatorebenen bestehen aus jeweils fünf aufrecht stehenden Segmenten die beidseitig von Photomultipliern ausgelesen werden. Die Segmentierung der Szintillatoren ist notwendig, da für Messungen bei kleinen Anregungsenergien im Segment an der *high momentum side* sehr hohe Zählraten aufgrund der elastischen Linie der Streuung erwartet werden.
Da die Segmente einer Szintillatorebene optisch voneinander isoliert sein sollen, ist es nicht möglich, sie nahtlos aneinander zu reihen. Es gibt daher zwischen den Segmenten jeweils einen Überlappbereich, um die volle Akzeptanz der Szintillatorebene zu gewährleisten.
Die Dicke der Segmente der Szintillatorebene S1 soll so gering wie möglich sein, um die Aufstreuung der Protonen im Szintillationsmaterial klein zu halten, sie darf aber nicht die Effizienz des Detektors beeinträchtigen. Als Kompromiß wurde eine Dicke von 2 mm gewählt, bei der $200\,MeV$ Protonen im Mittel einen Energieverlust von $770\,keV$ erfahren (berechnet mit STRAGGLE [29]). Die Dicke der Segmente von S2 wird im Bereich von $5-10\,mm$ liegen. Sie ist unkritisch, da S2 am Ende des Aufbaus steht. Abbildung 5.1 zeigt eine Skizze des vorläufigen Designs der beiden Szintillatorebenen.
Der Veto-Szintillator hat die Aufgabe im Target elastisch gestreute Protonen zu unterdrücken. Er wird parallel und möglichst nah zur Fokalebene angebracht, um einen sauberen Schnitt in die Impulsakzeptanz des Fokalebenendetektorsystems zu ermöglichen.
Die Angaben dieses Abschnittes stellen nur vorläufige Abschätzungen dar, genauere Untersuchungen und Testmessungen zu den Szintillatoren sind Thema einer Diplomarbeit am Institut für Kernphysik Münster [25], die sich zur Zeit in Vorbereitung befindet.

5.1.1 Energieverlustmessung

Die Signale der Photomultiplier werden mit einem Constant Fraction Discriminator vom Typ CCF8200 der Firma Ortec weiterverarbeitet. Dieser hat je Eingangskanal zwei Ausgänge die ECL Pulse mit einer zwischen $20\,ns$ und $200\,ns$ einstellbaren Länge liefern.

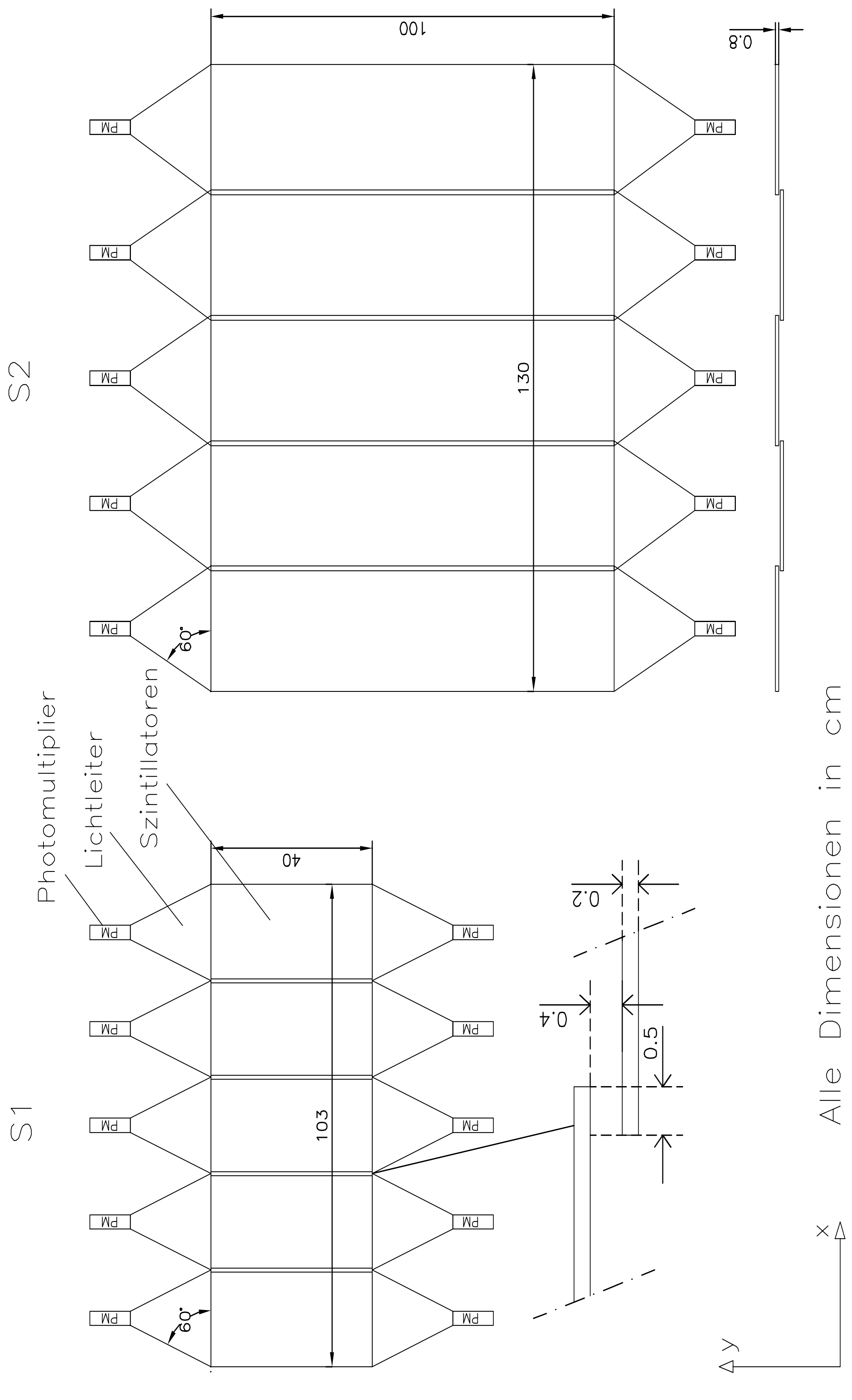

Abbildung 5.1: Szintillatorebenen S1 und S2 mit Lichtleitern und Photomultipliern.

Der Diskriminator wurde am *Dipartimento di Fisica dell' Univ. Milano* dahingehend modifiziert, daß einer der beiden Ausgänge ein ECL Signal liefert, dessen Länge der *time over threshold* des Eingangssignals proportional ist. Die *time over threshold* ist die Zeit, die sich das Eingangssignal über einem durch die Diskriminatorschwelle definierten Pegel bewegt. Da diese von der Menge der im Szintillator deponierten Energie abhängt, läßt sich über eine Messung der *time over threshold* der Energieverlust der Protonen im Szintillator ermitteln.
Die Messung wird im Fall von S1 durch den aufgrund der geringen Dicke der Szintillatorsegmente kleinen Energieverlust der Protonen erschwert. Die dickeren Segmente der Szintillatorebene S2 sind für eine Energieverlustmessung besser geeignet, es muß in diesem Fall jedoch die Schwankung des Energieverlustes der Protonen im Kohlenstoff berücksichtigt werden, die z. B. für $150\,MeV$ Protonen im Bereich $\pm 1.8\,MeV$ liegt (berechnet mit STRAGGLE [29]). Die Auflösung der Energieverlustmessung muß durch Testmessungen mit der auch im tatsächlichen Aufbau verwandten Hardware ermittelt werden [25].

5.1.2 Flugzeitmessung

$200\,MeV$ Protonen verlieren im Analysator etwa $43\,MeV$ Energie, $150\,MeV$ Protonen verlieren etwa $56\,MeV$ (berechnet mit PSTAR [30]). Ihre Geschwindigkeiten hinter dem Analysator betragen daher $0.52\,c$ und $0.42\,c$. Da S1 direkt vor dem Analysator angebracht ist, wird für eine Abschätzung der Flugzeiten die höhere Geschwindigkeit der Protonen vor dem Analysator vernachlässigt.
Die Strecke zwischen S1 und S2 beträgt ca. $90\,cm$, was bei Geschwindigkeiten von $0.52\,c$ und $0.42\,c$ Flugzeiten von $6\,ns$ bzw. $7\,ns$ ergibt.
Durch die beidseitige Auslese der Szintillatoren erhält man die Möglichkeit, Laufzeitunterschiede von Signalen, die an verschiedenen Stellen des Szintillators erzeugt wurden, zu eliminieren. Dazu werden die Signale der beiden Photomultiplier eines Szintillatorsegments hinter dem Diskriminator in einem Meantimer (CAEN, Modell C561) zusammengeführt. Dieser berechnet aus der Differenz der Ankunftszeiten der beiden Signale ein zum Zeitpunkt des Durchgangs des Protons durch den Szintillator fixiertes Ausgangssignal. Anschließend werden die Signale über zwei Delay-Einheiten und ein logisches OR der Segmente je einer Szintillatorebene an einen TDC weiterge-

leitet. Die Auflösung der Messung läßt sich aus den Laufzeitschwankungen der verwandten CAMAC Module ($\pm 0.25\,ns$ im Diskriminator, je $\pm 1\,ns$ im Meantimer, den Delays und dem logischen OR) und der Zeitauflösung des TDCs von $\pm 0.25\,ns$ zu $\pm 4.5\,ns$ abschätzen.

5.2 Triggerlogik

Die Triggerelektronik wird mit Hilfe von CAMAC-Modulen der Firmen LeCroy, CAEN und Ortec aufgebaut (Tabelle 5.1).
Das logische Schema der Triggerelektronik wird in Abbildung 5.2 dargestellt. Das eigentliche Triggersignal wird im logischen AND (D) aus den Signalen der beiden Szintillatorebenen, dem invertierten Signal des Veto-Szintillators und dem RF-Signal des Zyklotrons erzeugt.
Durch das RF-Signal wird der Trigger mit der Strahlstruktur des Zyklotrons synchronisiert. Im Falle von AGOR wird alle $16\,ns$ ein $2\,ns$ breiter Strahlpuls aus dem Beschleuniger extrahiert [32]. Diese Struktur wird vom RF-Signal wiedergegeben.
Mit Hilfe des in (D) erzeugten Triggersignals wird das Gate für die Auslese des PCOS Systems und das *common stop* Signal für die TDC Kanäle der Flugzeit- und Energieverlustmessung erzeugt.
Das *common stop* Signal für die TDCs des Fokalebenendetektorsystems wird aus dem logischen OR (A) der fünf Szintillatorsegmente von S1 erzeugt. Für jeden Eingangskanal der Logikeinheit (A) ist ein Delay vorgesehen, um die aufgrund der Schrägstellung der VDCs auftretenden Laufzeitunterschiede der Protonen zwischen VDC2 und S1 und sonstige Laufzeitschwankungen z. B. aufgrund unterschiedlicher Kabellängen auszugleichen. Dadurch wird eine genaue Zeitreferenz für das FPDS gewährleistet. Um das logische AND (E) zu passieren, muß gleichzeitig mit dem *common stop* Signal ein aus dem Triggersignal erzeugtes Gate anliegen.
Die Ausgangsignale der Meantimer und der Logikeinheiten (B), (C), (D) und (E) werden an Zähleinheiten (*scaler*) weitergeleitet. Dadurch ist es möglich, die Zählraten der einzelnen Szintillatorsegmente, der Szintillatorebenen S1 und S2, der VDCs und die Anzahl der erzeugten Triggersignale zu ermitteln. Mit dem logischen OR (G), in das die *busy* Signale der Auslesesysteme eingehen, ist es möglich, das Triggersignal zu sperren, ohne in die eigentliche Triggereinheit einzugreifen. Dazu werden die Veto-Eingänge der *delay and*

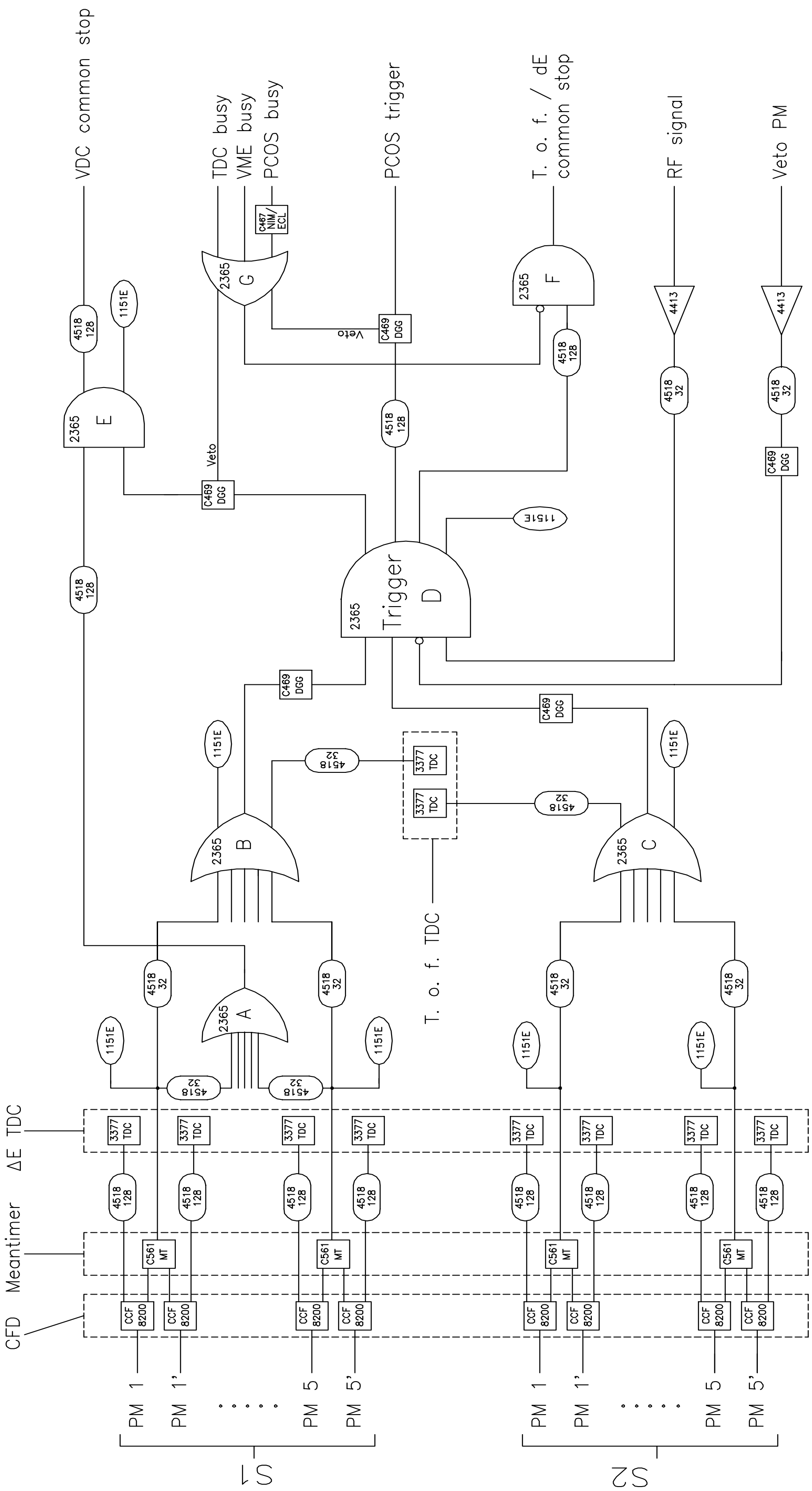

Abbildung 5.2: Logisches Schema der Triggerelektronik.

Hersteller	Funktion	Typ	Anzahl
C.A.E.N.	CAMAC controller	C111	1
C.A.E.N.	16 ch Meantimer	C561	1
C.A.E.N.	16 ch. DGG	C469	1
C.A.E.N.	NIM/ECL converter	C467	1
LeCroy	32 ch. TDC	3377	1
LeCroy	Octal logic matrix	2365	2
LeCroy	16 ch. discr.	4413	1
LeCroy	16 ch. log. delay / 32 ns	4518/100	2
LeCroy	16 ch. log. delay / 128 ns	4518/300	2
LeCroy	16 ch. VME scaler	1151E	2
Ortec	8 ch. discr.	CCF8200	3
W-Ie-Ne-R	basic CAMAC bin	UEC01	1
W-Ie-Ne-R	power supply 500 W	UEP10M	1
W-Ie-Ne-R	fan tray	UEL02M	1
Philips	PM, 2" 12 stages	XP2262B	21
Milano	PM bases		21

Tabelle 5.1: Liste der für die Auslese der Szintillatoren und die Triggerelektronik verwandten Komponenten.

gate Generatoren und das logische AND (F) benutzt. Die Sperrung des Signals ist notwendig, um zu verhindern, daß während der Verarbeitung eines Ereignisses, weitere Trigger erzeugt werden. Da die Triggereinheit (D) trotzdem normal weiterarbeitet, kann über das Verhältnis der in (D) erzeugten Triggersignale und der Anzahl der von den Datenverarbeitungseinheiten verarbeiteten Ereignisse eine Totzeitbestimmung der Auslese- und VME-Elektronik vorgenommen werden.
Die in Abschnitt 5.1.2 beschriebene Flugzeitmessung der Protonen zwischen S1 und S2 wird mit Hilfe von zwei TDC-Kanälen aus den Signalen der logischen ORs (B) und (C) ermittelt. Die Energieverlustmessung erfolgt, wie in Abschnitt 5.1.1 beschrieben, über die Länge der Signale der modifizierten Diskriminatoren, die mit Hilfe weiterer TDC Kanäle ausgelesen werden. Das *common stop* Signal für diese Messungen wird über das logische AND (F) aus dem Triggersignal erzeugt.
Zum zeitlichen Abgleich verschiedener Komponenten der Triggerelektronik werden Delay-Einheiten zwischengeschaltet.

Abb. 5.3 zeigt die wesentlichen Stationen der durch ein das FPP passierendes Proton in der Triggerelektronik erzeugten Signale. Die Signale der Photomultiplier werden im Diskriminator in ECL Signale von 20 ns Länge gewandelt, welche dann im Meantimer weiterverarbeitet werden. Durch den Meantimer werden die Laufzeitunterschiede der Signale der beiden Photomultiplier eines Szintillatorsegments eliminiert. Die Ausgangssignale des Meantimer besitzen eine fixe Länge von 40 ns.

Der zeitliche Abstand der Signale der Szinillatorsegmente von S1 zu den Signalen von S2, der durch die Flugzeit der Protonen zwischen S1 und S2 gegebenen ist, wird durch ein auf den Meantimer folgendes Delay ausgeglichen. Anschließend werden die Signale der Szintillatoren von S1 im logischen OR (B), die der Szintillatoren von S2 im logischen OR (C) zusammengefaßt. Um eine möglichst scharfe Koinzidenz zu erzeugen, wird die Breite der resultierenden Signale vor dem logischen AND (D) mit Hilfe eines *delay and gate generators* reduziert. Für ein gutes Ereignis überlappen die resultierenden Signale und erzeugen in der logischen Einheit (D) das Triggersignal.

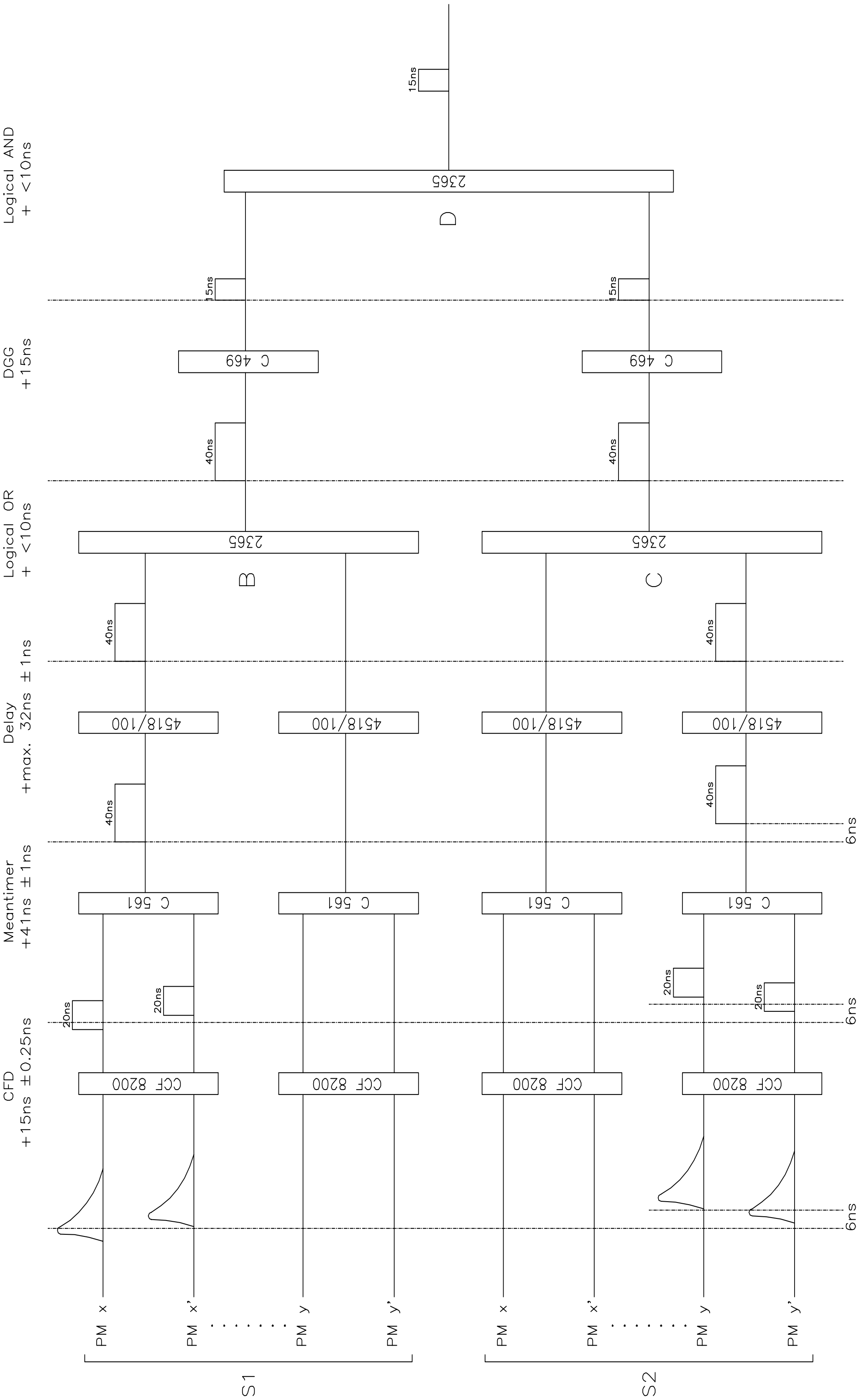

Abbildung 5.3: Zeitdiagramm der durch ein gutes Ereignis in der Triggerelektronik erzeugten Signale.

6. Online-Datenverarbeitung

In der Online-Datenverarbeitung werden die Daten der verschiedenen Auslesesysteme des FPPs gesammelt, aufbereitet und verschiedenen Tests unterzogen, bevor sie zur Speicherung auf einem geeigneten Massenspeicher weitergegeben werden.
Zur Realisierung dieser Aufgaben werden von der Firma Struck entwickelte VME Module benutzt, die auf der Verwendung Digitaler Signalprozessoren (DSPs) basieren. DSPs sind Mikroprozessoren die dahingehend optimiert sind, einfache Operationen, wie Summation und Multiplikation, auf elektronischen Signalen bei extrem hohen Datenraten durchzuführen.
Gegenüber vergleichbaren Systemen auf der Basis von CAMAC Logikmodulen [19] zeichnet sich das hier vorgestellte System durch hohe Flexibilität und ein gutes Preis-Leistungsverhältnis aus.
Die Elektronik der Online-Datenverarbeitung gliedert sich in vier Bereiche (siehe Abb. 6.1): Einlese der Daten in die *First In First Out* (FIFO) Speicher, Parallelisierung der Datenverarbeitung durch den *Arbiter* (STR/TRI), Online-Analyse in den DSPs und Weiterleitung der Daten über einen Prozessor (CPU) zum Massenspeicher.

6.1 Einlese der Daten

Die Datenworte der Auslesesysteme werden mit einer Übertragungsrate von $10\,MHz$ über fünf ECL Busse in sogenannte *First In First Out* (FIFO) Speicher transferiert. Die parallele Übertragung der Daten der verschiedenen Auslesesysteme auf mehreren ECL Bussen hat den Vorteil, daß die Gesamtdatenmenge in kleinere Einheiten unterteilt wird und so die für den Datentransfer benötigte Zeit verringert wird. Außerdem ist es aufgrund der Trennung der Daten der verschiedenen Auslesesysteme prinzipiell möglich, mit der Online Analyse der PCOS Daten schon zu beginnen, während die Daten der TDCs noch einlaufen. Ob die letztere Möglichkeit genutzt werden kann, hängt jedoch vom endgültigen Design der VME Module ab, die sich zur Zeit dieser Arbeit noch in der Entwicklung befinden.
Ein Problem bei der Einlese der Daten ist, daß die Anzahl der übertragenen

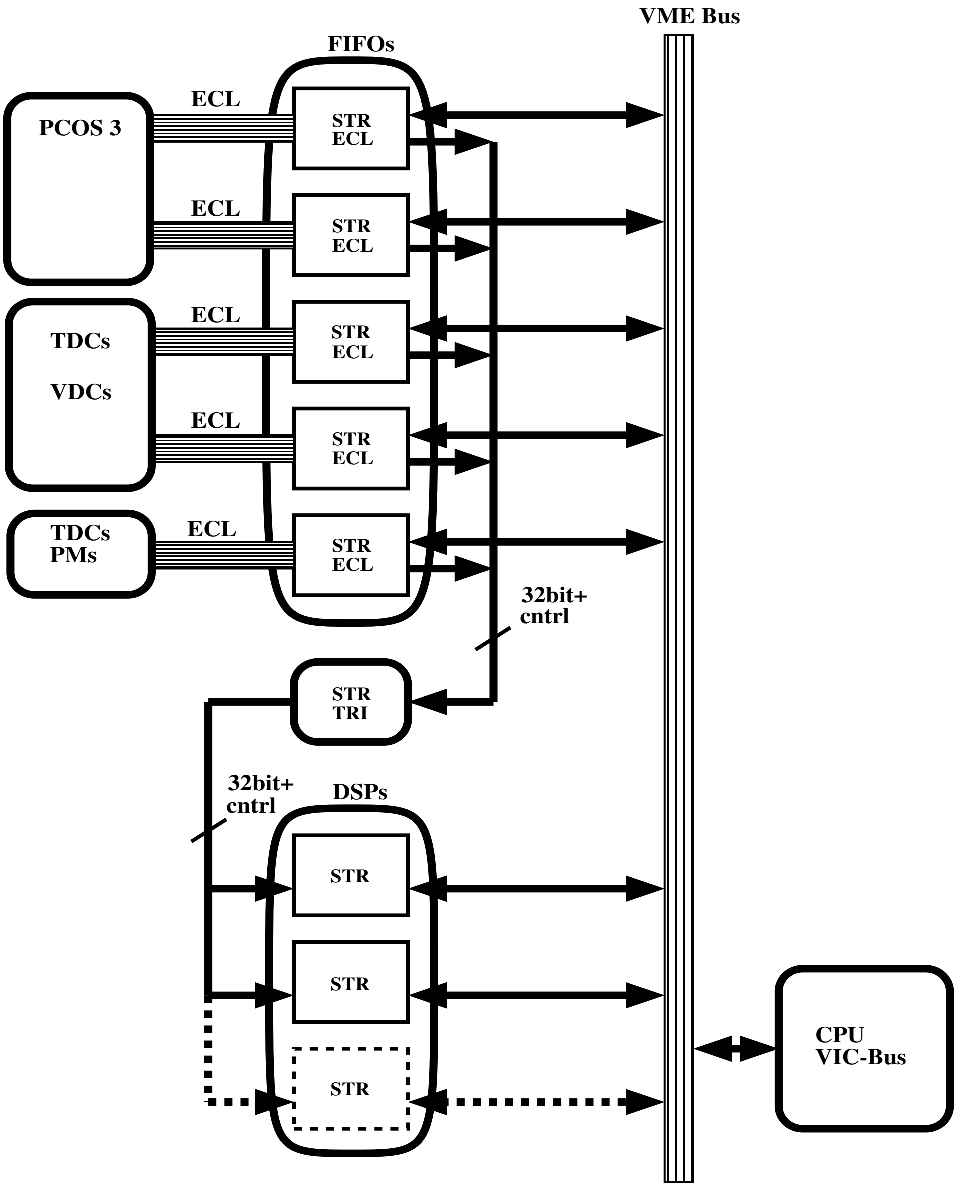

Abbildung 6.1: Schema der Online-Datenverarbeitung.

Datenworte von Ereignis zu Ereignis variiert, das PCOS System aber kein Datenwort liefert, welches das Ende des Datentransfers anzeigt.
Eine Möglichkeit, dieses Problem zu lösen, besteht darin, mit einem *timeout* zu arbeiten, d. h. den Datentransfer in die FIFOs nach einer für ein normales Ereignis typischen Anzahl von Datenworten zu beenden. Eine elegantere Lösung ist, künstliche Markierungsworte zu erzeugen, die das Ende der zu einem Ereignis gehörenden Daten auf einem ECL Bus anzeigen. Dies ist möglich, indem man die Eingänge des jeweils letzten Kanals des letzten Moduls in den beiden PCOS Zweigen pulst, so daß diese Kanäle in jedem Ereignis Datenworte liefern, die das Ende des Datentransfers auf dem jeweiligen ECL Bus markieren.

6.2 Parallelisierung der Online-Datenverarbeitung

Die Daten der FIFOs werden durch ein sogenanntes *Arbiter* Modul (Modul STR/TRI in Abb. 6.1) ausgelesen. Der *Arbiter* hat die Aufgabe, die zu einem Ereignis gehörenden Daten einem von mehreren parallel geschalteten DSPs zuzuleiten. Dadurch ist es möglich, Daten aus verschiedenen Ereignissen gleichzeitig zu verarbeiten, und so die Totzeit der VME Elektronik zu minimieren.

6.3 Online-Analyse der Daten

In den DSPs werden verschiedene Konsistenztests durchgeführt, und mit Hilfe der Daten der MWPCs wird eine Abschätzung des Streuwinkels der Protonen im Analysator vorgenommen.
Die Daten müssen folgende Anforderungen in der angegebenen Reihenfolge erfüllen:

1. In jeder Drahtebene der MWPCs muß mindestens ein Draht angesprochen haben.

2. In den Drahtebenen der VDCs müssen mindestens 3 benachbarte Drähte angesprochen haben.

3. Hat in einer Drahtebene mehr als eine Gruppe benachbarter Drähte angesprochen, so wird das Ereignis akzeptiert, um in der Offline-

Analyse mit den Daten aller Kammern die Bahn des Protons wenn möglich dennoch zu bestimmen.

4. Die Koordinaten der MWPCs D2, D3 und D4 müssen auf einer Gerade liegen.

Punkt 2. kann nur dann getestet werden, wenn die Daten der VDCs mit in die Online-Analyse einbezogen werden.
Für Ereignisse, die obigen Anforderungen entsprechen, wird mit Hilfe der Daten der MWPCs D1, D2 und D4 eine Abschätzung des Streuwinkels im Analysator vorgenommen. Dazu werden den Adressworten des PCOS Systems, die jeweils dem Mittelpunkt einer Gruppe getroffener Drähte entsprechen, in einer Tabelle gespeicherte räumliche Koordinaten zugeordnet. Aus diesen Koordinaten wird anschließend mit Hilfe des in Abschnitt 3.2.3 vorgestellten Algorithmus das Cosinusquadrat des Streuwinkels berechnet. Es werden nur diejenigen Ereignisse akzeptiert, welche die Bedingung

$$cos^2 5^\circ \leq cos^2 \Theta_c \leq cos^2 20^\circ \qquad (6.1)$$

erfüllen.
Zur Messung des inklusiven Streuwirkungsquerschnitts wird ein gewisser Prozentsatz der Ereignisse nur auf Konsistenz der Daten der VDCs überprüft und direkt zum Massenspeicher weitergeleitet.
Da zur Zeit noch keine vollständigen Angaben über die Datenstruktur in den DSPs und den zur Verfügung stehenden Befehlsvorrat der Prozessoren vorliegen, ist es nicht möglich, komplette Ablaufdiagramme zur Durchführung der Konsistenzchecks und der Streuwinkelberechnung anzugeben. Von der Firma Struck durchgeführte erste Tests [31] ergaben jedoch, daß für die Abschätzung des Streuwinkels im DSP ca. $3\,\mu s$ benötigt werden. Für die komplette Verarbeitung eines Ereignisses wird eine Zeit unter $10\,\mu s$ erwartet.
Durch den Parallelbetrieb zweier DSPs halbiert sich in etwa die für die Online Analyse effektiv benötigte Zeit und durch Hinzufügen weiterer DSPs läßt sich die effektive Dauer der Online Analyse noch weiter reduzieren.
Insgesamt ist es möglich, die gesamte Verarbeitung eines Ereignisses, von der Auslese der Drahtkammern bis zur Berechnung des Streuwinkels, in ca. $10\,\mu s$ durchzuführen.

6.4 Speicherung der Daten

Die von den DSPs akzeptierten Ereignisse werden über den im Crate vorhandenen VME Bus an eine CPU weitergegeben, von der aus die Daten zur Speicherung auf einen geeigneten Massenspeicher transferiert werden. Um eine Abschätzung der in einem Ereignis anfallenden Datenmenge zu erhalten wird angenommen, daß beim Durchgang eines Protons in jeder VDC-Ebene 8 Drähte, pro MWPC- Ebene 3 Drähte und je ein Szintillatorsegment von S1 und S2 angesprochen haben (siehe Kapitel 4).
Die erzeugten Daten setzen sich wie folgt zusammen:

1. Für jeden angesprochenen Draht der VDCs erzeugen die TDCs ein $16\,bit$ Datenwort. Hinzu kommt je ein $16\,bit$ Headerwort der TDCs, welche die angesprochenen Drähte enthalten:
   32 Datenworte + 4 Headerworte $= 36 \times 16\,bit = 72\,byte$.

2. Für jede Gruppe getroffener Drähte in den MWPCs erzeugt PCOS ein Adress- und ein Headerwort:
   8 Adressworte + 8 Headerworte $= 16 \times 16\,bit = 32\,byte$.

3. Der für die Energieverlust- und Flugzeitmessung verwandte TDC konvertiert die steigende und fallende Flanke der einlaufenden Signale und liefert daher 8 Datenworte für die Signale der vier Photomultiplier der beiden getroffenen Szintillatorsegmente, 4 Datenworte für die beiden Kanäle der Flugzeitmessung und 1 Headerwort:
   12 Datenworte + 1 Headerwort $= 13 \times 16\,bit = 26\,byte$.

Insgesamt wird im obigen Ereignis eine Datenmenge von $130\,byte$ erzeugt. Aufgrund des Strahlungsuntergrundes können in einem realen Ereignis, z. B. durch Doppeltreffer in einer Drahtebene, weitere Daten erzeugt werden.
Für jeden Datenblock wird ein Headerblock erzeugt, der Informationen z. B. über die Art der Daten und die Anzahl der Datenworte im Ereignis enthält. Weitere Daten werden durch die zyklische Auslese der *scaler*-Einheiten erzeugt. Insgesamt muß daher mit einer Datenmenge von ca. $200\,byte$ pro Ereignis gerechnet werden.
Da die Gesamtverarbeitungszeit eines Ereignisses bei ca. $10\,\mu s$ liegt, können Zählraten von bis zu $100\,kHz$ verarbeitet werden. Von diesen Ereignissen weisen ca. 1% einen Streuwinkel zwischen 5° und 20° auf, weitere 5% der Ereignisse werden zur Messung des Streuwirkungsquerschnittes im Target

akzeptiert.
Die zur Speicherung anfallende Datenmenge ergibt sich damit zu:

$$100\,kHz \times 200\,byte \times 6\% = 1200\,kByte/sec.$$

Zum Transfer der Daten von der VME CPU zu einer Workstation mit angeschlossenem Massenspeicher kann entweder der vom KVI bereitgestellte VIC Bus oder eine optische Verbindung benutzt werden.
Für Spintransferexperimente, in denen das FPP nicht in Koinzidenz mit anderen Detektoren betrieben wird, wird angestrebt die Datenübertragung mit einer optischen Verbindung zu realisieren. Die Übertragung der Daten über einen Lichtleiter kann mit einer vereinfachten Form des TCP/IP Protokolls durchgeführt werden, das eine Übertragungsrate von $8\,Mb/sec$ ermöglicht [35]. Ein weiterer Vorteil ist, daß bei der Verwendung von Lichtleitern keine Probleme mit Einstreuungen auf der Übertragungsstrecke (ca. $50\,m$) auftreten können.

7. Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Festlegung der Detektorgeometrie und die Entwicklung eines Schemas zur Auslese- und Online-Datenverarbeitung für ein neues Fokalebenenpolarimeter, das zur Zeit am KVI gebaut wird. Mit diesem Polarimeter sollen speziell Spin-Flip-Übergänge in der Streuung polarisierter Protonen bei kleinem Impulsübertrag untersucht werden.

Das Hauptaugenmerk bei der Konzeption des FPPs richtete sich auf die Fähigkeit, möglichst hohe Zählraten verarbeiten zu können. Dies ist notwendig, da der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung bei kleinem Impulsübertrag, entsprechend Streuwinkeln im Target nahe Null Grad, um Größenordnungen höher liegt als die zu untersuchenden Übergänge. Zusätzlich werden nur ca. 1% der Protonen im Analysator in den Winkelbereich hoher Analysierstärke, $5° \leq \Theta_c \leq 20°$, gestreut.

Um Ereignisse, die im Analysator nur Kleinwinkelstreuung erfahren haben, effektiv zu unterdrücken, wurde ein Schema zur Online-Analyse des Streuwinkels im Analysator entwickelt, für das eine Genauigkeit von $\pm 1°$ gefordert wurde.

Beschränkungen für das Design ergaben sich aus den örtlichen Begebenheiten am KVI und dem finanziellen Rahmen des Projekts.

Aufgrund der obigen Anforderungen wurde die Ortsauflösung der MWPCs des FPPs auf $2.5\,mm$ festgelegt. Dadurch ergibt sich für 95% der Ereignisse in der Online-Analyse eine Winkelauflösung besser $\pm 0.8°$ in einem Streuwinkelbereich von $3.5° \leq \Theta_c \leq 6.5°$. In der Offline-Analyse ergibt sich für 95% der Ereignisse eine Winkelauflösung für Θ_c besser $\pm 0.7°$ und für den Polarwinkel Φ besser $\pm 1.9°$.

Der Impulsbereich, der vom FPP abgedeckt wird, ist dem des Fokalebenendetektorsystems angepaßt und beträgt 15%.

Die Auslese der MWPCs des FPP erfolgt mit dem PCOS III System von LeCroy. Für die Auslese der MWPCs und den Transport der Daten zur Online-Verarbeitungselektronik werden damit weniger als $3\,\mu s$ benötigt.

Für die Auslese der VDCs des FPDS werden LeCroy TDCs Modell 3377 verwandt. Mit diesen ist die Auslese und der Transport der Daten zur Online-Verarbeitungselektronik in weniger als $6\,\mu s$ möglich.

Die Auslese der Detektorsysteme wird aufgrund der Signale zweier Szintillatorebenen ausgelöst, mit deren Hilfe zusätzlich eine Flugzeit- und Energieverlustmessung der Protonen durchgeführt wird. Die Signale der Szintillatorebenen werden in einer Triggerelektronik auf CAMAC Basis verarbeitet. Für die Online-Analyse der Streuwinkel wird ein von der Firma Struck entwickeltes skalierbares System basierend auf digitalen Signalprozessoren (DSPs) verwandt, welches aufgrund der Daten der MWPCs die Berechnung des Streuwinkels der Protonen im Analysator durchführt und verschiedene Konsistenztests vornimmt.
Insgesamt werden für die Auslese und Online-Analyse eines Ereignisses weniger als $10\,\mu s$ benötigt, was die Verarbeitung von Zählraten bis nahezu $100\,kHz$ ermöglicht. Werden 1% dieser Ereignisse aufgrund ihres Streuwinkels im Analysator und weitere 5% zur Messung des inklusiven Streuwirkungsquerschnittes akzeptiert, so ergibt sich bei einer Ereignisgröße von $200\,byte$ eine anfallende Datenmenge von etwa $1.2\,Mbyte/sec$.

A. Funktionsweise von Vieldrahtkammern

A.1 Das Proportionalzählrohr

Die Funktionsweise einer Vieldrahtkammer beruht auf denselben physikalischen Prinzipien wie die des Proportionalzählrohrs.
Das Proportionalzählrohr besteht aus einem geerdeten metallischen Zylinder, in dessen Zentrum ein dünner Draht gespannt ist, der auf positiver Hochspannung liegt. Der Raum im Zylinder ist mit einem geeigneten Gasgemisch, z. B. Argon/Ethan, gefüllt (siehe Abb. A.1).
Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasgemisch, so erzeugt es auf seinem Weg durch Stoßionisation Elektron-Ion-Paare, die durch die angelegte Hochspannung getrennt werden.
Aufgrund der Geometrie des Aufbaus nimmt das elektrische Feld in der Nähe des Drahtes stark zu, so daß die enstandenen Elektronen bei ausreichender Feldstärke in der Nähe des Drahtes so stark beschleunigt werden, daß sie in der Lage sind weitere Gasatome zu ionisieren (Sekundärionisation). Nehmen die so erzeugten sekundären Elektronen ihrerseits genug Energie auf um weitere Gasatome zu ionisieren, kommt es zur Ausbildung einer sog. Townsend-Lawine.
Der Kehrwert der mittleren freien Weglänge α zwischen zwei Ionisationen

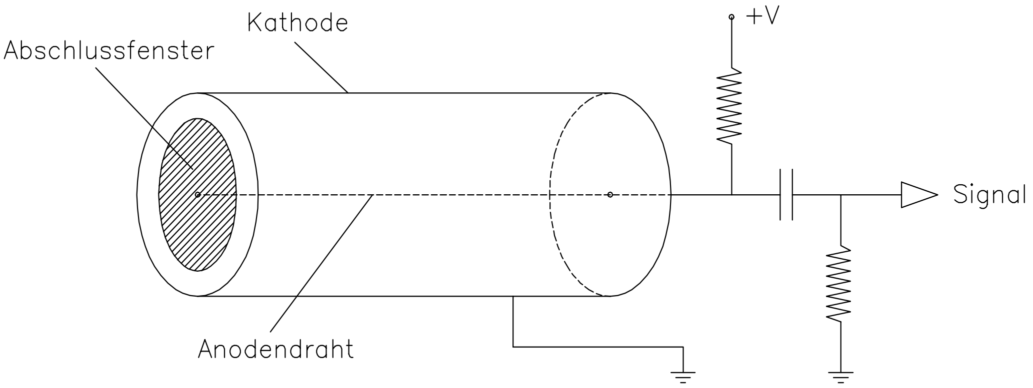

Abbildung A.1: Schematischer Aufbau eines Proportionalzählrohrs.

wird als der erste Townsend-Koeffizient bezeichnet.
Durch n Elektronen werden auf der Strecke dx

$$dn = n\alpha dx \tag{A.1}$$

neue Elektronen erzeugt.
Durch Integration erhält man die Gesamtmenge der durch n_0 primäre Elektronen erzeugten Elektronen

$$n = n_0 e^{\alpha x} \ . \tag{A.2}$$

Man erhält den Gasverstärkungsfaktor

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \ . \tag{A.3}$$

Für den allgemeinen Fall eines nicht homogenen elektrischen Feldes ist die mittlere freie Weglänge α ortsabhängig. Der Gasverstärkungsfaktor hat dann die Form

$$M = exp\left[\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx\right] \ . \tag{A.4}$$

Die Gasverstärkung ist in der Praxis auf Werte kleiner 10^8 begrenzt, oberhalb derer es zu Überschlägen kommt.
Durch die Verschiebung der Ladungen im Zählrohr wird auf dem Draht ein Signal induziert, welches über eine Kapazität abgegriffen werden kann.
Die Gasmischung im Proportionalzählrohr setzt sich zusammen aus einem Zählgas, welches die Elektron-Ion Paare liefert, und einem sog. Löschgas.
Als Zählgas eignet sich Argon aufgrund seiner niedrigen mittleren Energie für die Erzeugung eines Elektron-Ion-Paars von $26\,eV$ [7]. Der erste angeregte Zustand von Argon liegt bei $11.6\,eV$. Die von angeregten Argonatomen emittierten Photonen sind daher in der Lage Elektronen aus dem Kathodenmaterial herauszuschlagen, die ihrerseits Townsend-Lawinen auslösen. Auf diese Weise kann das gesamte Gas im Zählrohr ionisiert werden und es kommt zu einer Entladung.
Um dies zu verhindern wird dem Argon ein Löschgas, i. a. ein organisches Gas wie z. B. Ethan, hinzugefügt. Die vom Argon emittierten Photonen werden vom Löschgas absorbiert, welches die Energie in elastischen Stößen oder durch Dissoziation der Moleküle wieder abgibt. Dadurch wird die Ionisation des Zählgases örtlich begrenzt.

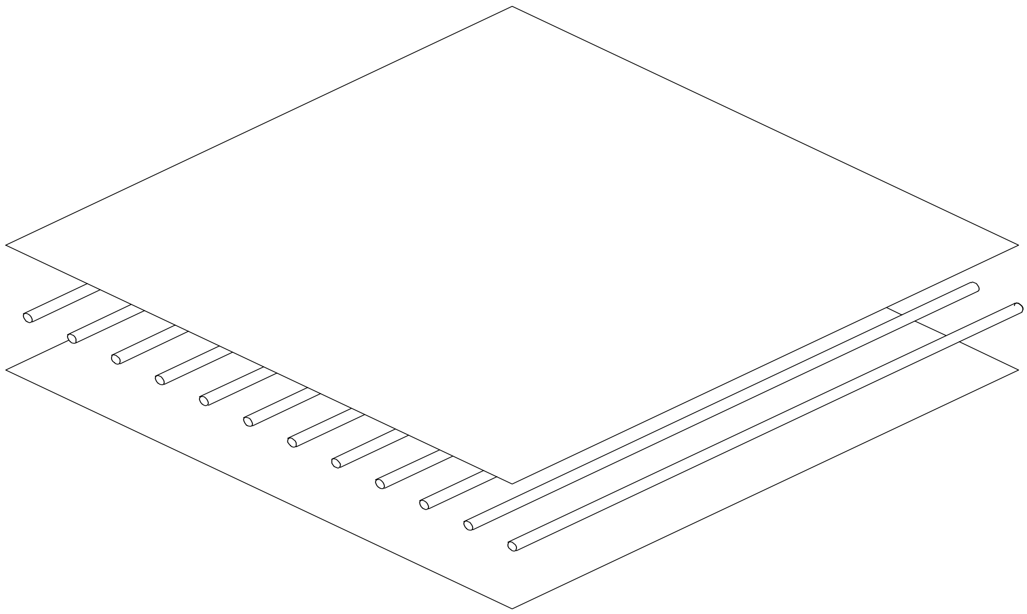

Abbildung A.2: Schematischer Aufbau einer Vieldrahtkammer.

A.2 Die Multi Wire Proportional Chamber (MWPC)

Eine einfache MWPC besteht aus einer Ebene in gleichmäßigen Abständen angeordneter Anodendrähte zwischen zwei Kathodenebenen (siehe Abb. A.2).
Jeder Anodendraht wirkt dabei, vernachlässigt man das kapazitive Übersprechen zwischen den Drähten, als einzelnes Proportionalzählrohr.
Abbildung A.3 zeigt die Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes innerhalb einer solchen Kammer.
Durchquert ein geladenes Teilchen die Kammer, so wandern die durch Stoßionisation entstandenen Elektronen entlang der elektrischen Feldlinien zu den Anodendrähten (siehe Abb. A.4).
Aufgrund des starken elektrischen Feldes in Drahtnähe kommt es zur Ausbildung einer Townsend-Lawine. Durch die dadurch hervorgerufene Ladungsverschiebung werden auf den betroffenen Drähten negative Signale induziert, die am Drahtende abgegriffen werden können. Durch die kapazitive Kopplung zwischen den Anodendrähten werden auf den benachbarten Drähten positive Signale induziert, die aber wesentlich kleiner sind als die direkt erzeugten (siehe Abb.A.5).

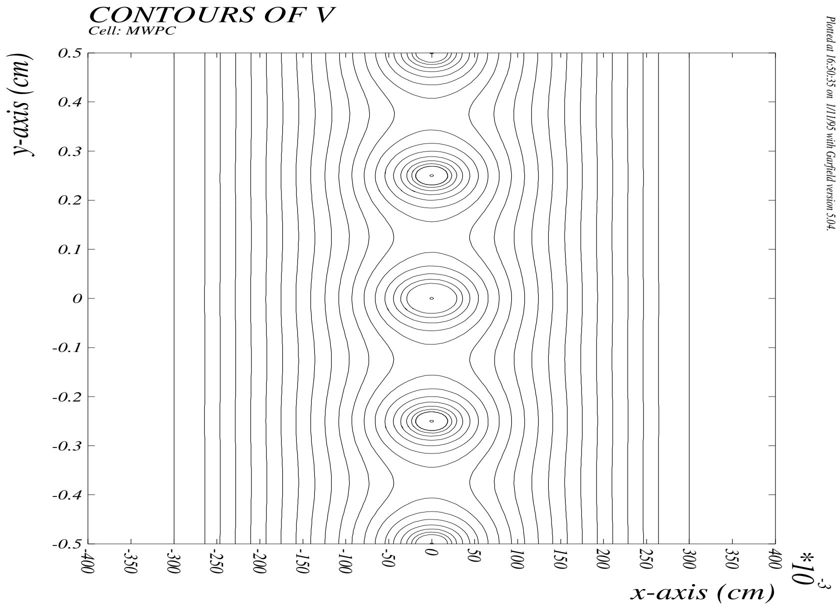

Abbildung A.3: Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes in einer MWPC.

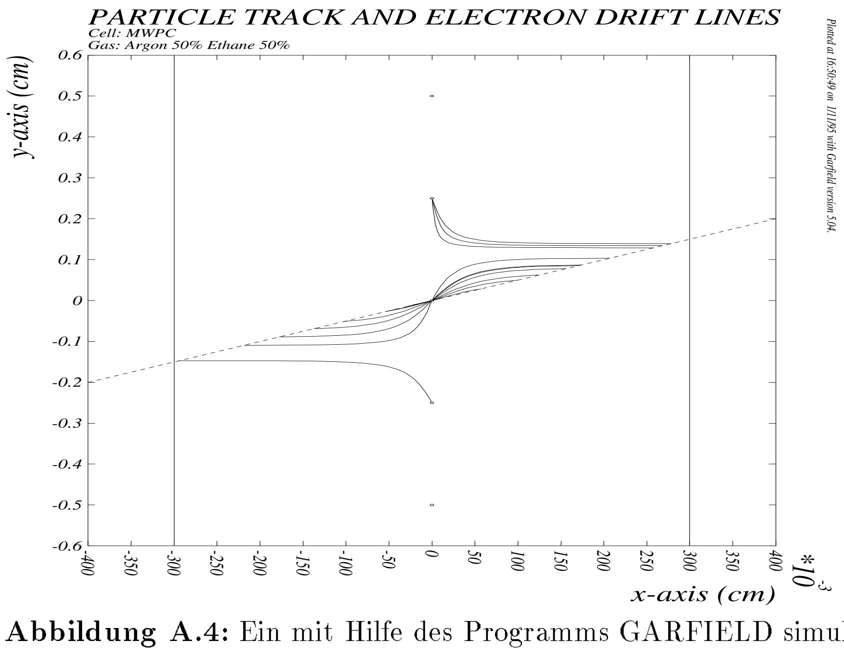

Abbildung A.4: Ein mit Hilfe des Programms GARFIELD simuliertes Ereignis in der MWPC.

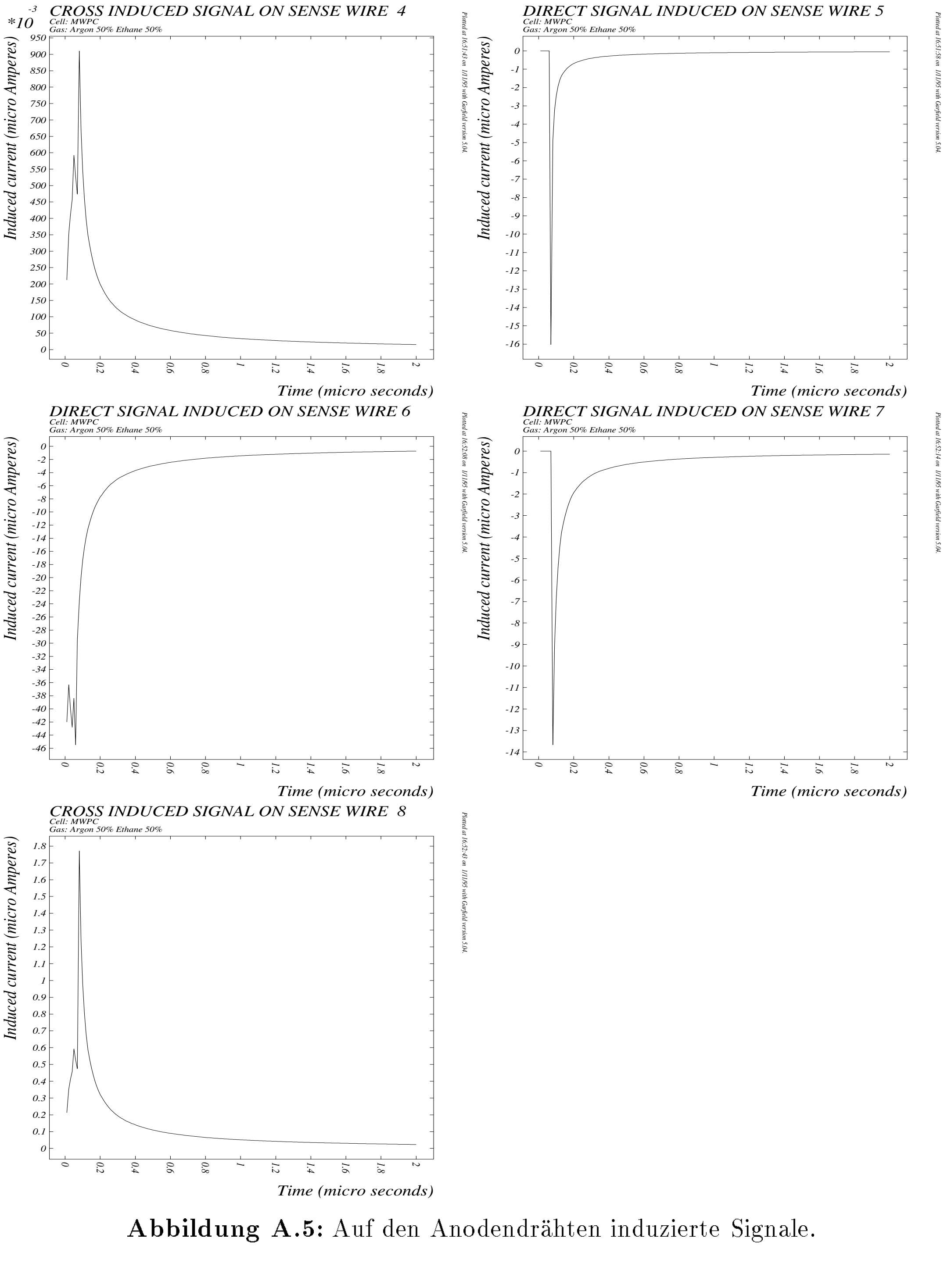

Abbildung A.5: Auf den Anodendrähten induzierte Signale.

Die Signale der Drähte werden über kombinierte Vorverstärker / Diskriminator-Einheiten ausgelesen. Bei einer negativen Diskriminatorschwelle werden daher nur die Signale der direkt getroffenen Drähte ausgelesen.
Kombiniert man zwei Kammern mit einer Drahtebene in x- und einer Drahtebene in y-Richtung, so erhält man durch Berechnung des Schwerpunkts der Koordinaten der angesprochenen Drähte den Durchstoßpunkt des Protons. Die Genauigkeit der mit diesem Verfahren bestimmten Koordinaten ist gleich dem Abstand der Anodendrähte.
Da für die Berechnung des Durchstoßpunktes ein einziges Signal pro Drahtebene ausreichend ist, werden MWPCs senkrecht zum einfallenden Strahlenbündel ausgerichtet.

Die Abbildungen dieses Abschnitts wurden mit GARFIELD, einem von R. Veenhof entwickelten Programm zur Simulation von Vieldrahtkammern, erstellt [23].
Der Simulation wurden die im FPP verwendeten MWPCs zugrundegelegt (siehe Abb. 3.10). Als Kathodenmaterial werden bei diesen aluminisierte Mylarfolien verwendet, der Abstand der Kathodenebenen beträgt $6\,mm$. Die Anodendrähte bestehen aus Wolfram und haben einen Durchmesser von $40\,\mu m$, der Drahtabstand beträgt $2.5\,mm$. Die Kathodenfolien liegen auf $-3000\ V$ und die Drähte auf $0\ V$.
Diese Konfiguration hat gegenüber den beim Proportionalzählrohr beschriebenen Verhältnissen, bei dem die Kathode geerdet ist und der Draht auf positiver Hochspannung liegt, den Vorteil, daß die Signale der Drähte nicht über eine Kapazität ausgelesen werden müssen.

A.3 Die Vertical Drift Chamber (VDC)

Der grundlegende Aufbau einer VDC entspricht dem der MWPCs. Im Gegensatz zur MWPC werden jedoch zusätzlich zur Information, welche Drähte angesprochen haben, die Zeitdifferenzen, mit denen die Signale eintreffen, gemessen.
Aus dieser Information lassen sich der Einfallswinkel und der Durchstoßpunkt des Teilchens berechnen.
Im Gegensatz zur MWPC werden VDCs unter einem Winkel zum einfallen-

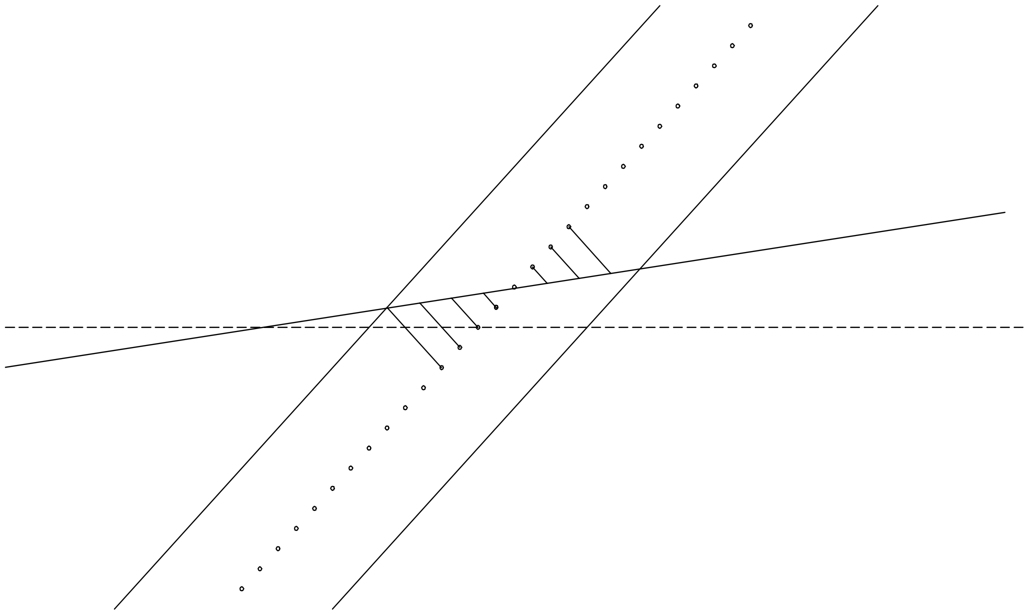

Abbildung A.6: Durchgang eines Protons durch eine VDC.

den Strahl betrieben (siehe Abb. A.6), da für die Bestimmung von Einfallswinkel und Durchstoßpunkt mindestens drei ansprechende Drähte benötigt werden.
Bei den im FPDS verwandten VDCs liegen die Anodendrähte auf positiver Hochspannung und die Kathodenfolien auf Nullpotential. Jeweils acht Drähte werden durch eine gemeinsame Hochspannungseinheit versorgt.
Das hat den Vorteil, daß im Bedarfsfall in Bereichen der Kammer die Hochspannung und damit die Gasverstärkung abgeschaltet werden kann. Dies ist notwendig, wenn Teile der Kammer durch sehr hohe einfallende Teilchenströme belastet werden, z. B. wenn auch der primäre Strahl durch die Kammern geführt wird. In solchen Gebieten kann sonst die Ionisationsdichte so hoch werden, daß es zu Überschlägen kommt.

Literaturverzeichnis

[1] E. Kolbe, K. Langanke, S. Krewald und F.-K. Thielemann, *Nucl. Phys.* **A540** (1992) 599

[2] W. Haxton, *Nucl. Phys.* **A507** (1990) 179c;
W. Haxton, *Nucl. Phys.* **A522** (1991) 325c

[3] A. S. Burrows, *Neutrinos from Supernovae* aus "Supernovae", Springer Verlag (1990)

[4] R. W. Mayle, *Neutrino Heating Supernovae* aus "Supernovae", Springer Verlag (1990)

[5] G. G. Ohlsen, *Rep. Prog. Phys.* **35** (1972) 717

[6] T. Mayer-Kuckuck, *Kernphysik*, Verlag B. G. Teubner ,1992

[7] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag,1987

[8] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09 (1977)

[9] K. Hummel, Dissertation, TH Darmstadt, Oktober 1992

[10] E. Aprile-Giboni et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **215** (1983) 147

[11] R. D. Ransome et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **201** (1982) 315

[12] R. D. Ransome et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **201** (1982) 309

[13] O. Häusser et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **254** (1987) 67

[14] M. W. McNaughton et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **241** (1985) 435

[15] D. Besset et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **166** (1979) 379

[16] Review of Particle Properties, *Physical Review* **D50** (1994) 1173

[17] *Scientific Justification for and Design of a Big Bite Spectrometer*, Internal Report KVI-168i/169i (1991) 33

[18] EUROSUPERNOVA Collaboration *Experiment proposal KVI 1995* (1995)

[19] R. W. Lourie et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A306** (1991) 83

[20] B. Frois et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **96** (1971) 431

[21] J. Campbell, TRIUMF preprint TRI-PP-95-34, submitted to Nucl. Instr. and Meth.

[22] H. J. Wörtche, Dissertation, TH Darmstadt, Februar 1994

[23] R. Veenhof, *Garfield, a drift-chamber simulation program*, CERN Program Library entry W5050

[24] W. G. Love and M. A. Franey, *Phys. Rev.*, **C24** (1981) 1073;
M. A. Franey and W. G. Love, *Phys. Rev.*, **C31** (1985) 488

[25] Ana Núñez, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Münster, in Vorbereitung

[26] S. Strauch, Diplomarbeit, TH Darmstadt, August 1993

[27] J. Volmer, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik Münster, April 1995

[28] M. Yosoi et al., *RCNP Annual Report 1992*, (1992) 183

[29] Rechenprogramm STRAGGLE, TRIUMF, unveröffentlicht

[30] M. J. Berger, *ESTAR, PSTAR and ASTAR, Computer Codes for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons and Helium Ions*, National Institute of Standards and Technology, Gaitherburg, MD 20899, 1992

[31] private Mitteilung, T. Ebert, 1995

[32] private Mitteilung, A. M. van den Berg, 1994

[33] EUROSUPERNOVA Collaboration, *The detection system for polarized light ions at the focal plane of the Big-Bite Spectrometer*, Group report, 1995

[34] KVI Newsletter No. 1, September 1994

[35] D. Frekers et al., *Data Aquisition System for the FPP*, internal report, 1995

[36] D. Besset et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **166** (1979) 515

Danksagung

Zum Schluß möchte ich allen, die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben, herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Dieter Frekers, der mir im Rahmen meiner Diplomarbeit neben vielen interessanten Einblicken in die Arbeit innerhalb einer internationalen Kollaboration auch die Teilnahme an der DPG Tagung, Vorlesungswochen der FANTOM Schule und die Mitarbeit bei einer Strahlzeit am TRIUMF ermöglichte.

Herzlich bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. Heinrich Johannes Wörtche für die Ausdauer, mit der er meine Fragen beantwortet hat, für viele interessante Diskussionen und für eine Betreuung meiner Arbeit, die weit über das übliche Maß hinausging.

Allen Gruppenmitgliedern, insbesondere meinen Mitdiplomanden Johannes Endres, Ana Núñez, Volker Scholz und Jochen Volmer, sowie den Herren Dipl. Phys. Matthias Hartig und Dipl. Phys. Wolfgang Garske, danke ich für ihre Hilfe, die angenehme Zimmeratmosphäre und die vielen interessanten Gespräche.
Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dipl. Phys. Dieter Stüken, der für fast alle Rechner-Probleme eine Lösung wußte.

Nicht vergessen möchte ich, mich an dieser Stelle bei meinen Eltern zu bedanken, die mir dieses Studium erst ermöglicht haben.

Ich erkläre, daß ich diese Arbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwandt habe.

Münster, im November 1995