

Entwicklung des  
programmierbaren Koinzidenztriggersystems  
und  
Messung von  $A_Y^0$  in der Reaktion  ${}^3\vec{H}e(e, e'n)$

Dissertation

zur Erlangung des Grades „Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik der  
Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

vorgelegt von

**Pascal Merle**

geboren in Mainz

Institut für Kernphysik  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz  
Februar 2002

Dekan: Prof. Dr. H. Backe  
1. Berichterstatter: Prof. Dr. Th. Walcher  
2. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Heil  
Tag der mündlichen Prüfung: 18. Juli 2002

*Für Jana*

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	1
-------------------	---

## **Kapitel 1 Grundlagen**

1.1 Elektronenstreuung in der PWIA-Näherung	3
1.2 Die Formfaktoren des Neutrons	4
1.3 Messung von $G_E^n$	5
1.4 Elektronenstreuung mit Polarisationsvariablen	7
1.5 Modelle für die Elektronenstreuung an ${}^3\bar{He}$	8
1.6 Bisherige Experimente zur Bestimmung von $A_Y^0$	11

## **Kapitel 2 Aufbau des Experiments**

2.1 Beschleuniger	12
2.2 Drei-Spektrometer-Anlage	13
2.3 Das polarisierte ${}^3\bar{He}$ -Target	15
2.4 Der Neutron-Detektor	16
2.5 Der programmierbare Koinzidenztrigger	17
2.5.1 Anforderungen	17
2.5.2 Der vorherige Koinzidenztrigger	18
2.5.3 Funktionsprinzip	19
2.5.4 Hardware	21
2.5.5 Software	23
2.5.6 Simulation	25
2.5.7 Erprobung	27
2.5.8 Eigenschaften	29
2.6 Datenerfassung	31
2.7 Experimentsteuerung	32

## **Kapitel 3 Durchführung des Experiments**

3.1 Kinematiken	34
3.2 Messungen	35

<b>Kapitel 4</b>	<b>Datenanalyse</b>	
4.1	Ereignisselektion .....	38
4.1.1	Spektrometer .....	38
4.1.2	Neutron-Detektor .....	39
4.1.3	Koinzidenz.....	41
4.2	Monte-Carlo-Simulation.....	45
4.3	Berechnung der Asymmetrie .....	48
4.3.1	Behandlung des Untergrunds .....	49
4.3.2	Polarisationsabhängige Luminosität und Totzeit .....	50
4.3.3	Targetpolarisation.....	52
<b>Kapitel 5</b>	<b>Ergebnisse</b> .....	54
<b>Zusammenfassung</b> .....		58
<b>Anhang</b>	<b>Der programmierbare Koinzidenztrigger</b>	
A.1	Anschlußbelegung .....	59
A.2	Inbetriebnahme .....	61
A.3	VHDL-Quelltext.....	62
<b>Abbildungsverzeichnis</b> .....		66
<b>Literaturverzeichnis</b> .....		68
<b>Danksagung</b> .....		70
<b>Lebenslauf</b> .....		71

# Einleitung

Protonen und Neutronen sind die Bausteine der Atomkerne und werden als Nukleonen bezeichnet. Sie besitzen jeweils zwei Formfaktoren, einen elektrischen  $G_E$  und einen magnetischen  $G_M$ . Die Kenntnis der Formfaktoren der Nukleonen ist von grundlegender Bedeutung. In ihnen spiegelt sich einerseits die interne Struktur der Nukleonen wieder, andererseits werden sie benötigt, um bei Experimenten an Kernen die Kernstruktur von der Nukleonenstruktur zu trennen.

Während sich die Formfaktoren des Protons sehr genau mit Hilfe elastischer Streuung von Elektronen an Protonen messen lassen, ist diese Methode für das Neutron nicht anwendbar, da es kein freies Neutrontarget gibt.

Stattdessen kann man Elektronen an Deuterium- (aus einem Neutron und einem Proton) oder  $^3\text{Helium}$ -Kernen (aus zwei Neutronen und einem Proton) streuen. Mit dieser Methode ist zwar  $G_M^n$  zugänglich. Das wesentlich kleinere  $G_E^n$  läßt sich jedoch auch so nicht präzise bestimmen. Erst durch Doppelpolarisations-Experimente wird der elektrische Formfaktor anhand eines damit auftretenden Interferenzterms  $G_E^n G_M^n$  meßbar.

Bei der Analyse dieser Messungen ist der Einfluß des Restkerns mit Hilfe von theoretischen Kernmodellen zu berechnen und das Meßergebnis entsprechend zu korrigieren. Dies gelingt am besten für hohe quadrierte Impulsüberträge  $Q^2$ . Es wurden sowohl Experimente mit polarisiertem Elektronenstrahl und Target als auch solche mit polarisiertem Elektronenstrahl und Messung der Rückstoßpolarisation des Neutrons durchgeführt. Ergebnisse für das höchste bisher gemessene  $Q^2 = 0,67(\text{GeV} / c)^2$  wurden an polarisierten  $^3\text{Helium}$ -Kernen gewonnen [Roh98] [Ber01]. Messungen an Deuterium-Kernen für ähnlich hohe  $Q^2$  sind in Vorbereitung [Sei].

Um die theoretischen Kernmodelle zu überprüfen, die zur Korrektur der Meßergebnisse angewandt werden, bietet sich die experimentelle Bestimmung der Targetasymmetrie  $A_Y^0$  an. Targetasymmetrie bezeichnet eine Asymmetrie im Streuquerschnitt, wenn mit unpolarisiertem Strahl an einem polarisierten Target gestreut wird.  $A_Y^0$  ist nach den Vorhersagen der Kernmodelle besonders sensitiv auf die Einflüsse des Restkerns und verschwindet insbesondere für freie Neutronen (in der PWIA-Näherung).  $A_Y^0$  wurde an polarisierten  $^3\text{Helium}$ -Kernen bisher erst für ein sehr kleines  $Q^2 = 0,16(\text{GeV} / c)^2$  am NIKHEF-Beschleuniger gemessen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde  $A_Y^0$  nun erstmals für die  $Q^2$ -Werte früherer  $G_E^n$ -Messungen  $0,67(\text{GeV}/c)^2$  und  $0,37(\text{GeV}/c)^2$  am MAMI-Beschleuniger bestimmt. Dabei wurden die gestreuten Elektronen mit einem hochauflösenden Spektrometer der A1-Kollaboration in Koinzidenz mit den gestreuten Neutronen nachgewiesen.

Weil die Erfassung sämtlicher Einzelereignisse der verschiedenen Detektorsysteme viel zu viel Zeit in Anspruch nehmen würde, benötigt man zur Durchführung solcher Koinzidenzexperimente eine Triggerelektronik, die nur die zusammengehörigen Ereignisse der verschiedenen Detektoren für die Datenerfassung auswählt.

Die Bedingungen für die Selektion von Koinzidenzen ändern sich in Abhängigkeit der zu untersuchende Reaktion und Kinematik. Um aber die früher an der Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration vorhandene Koinzidenzelektronik an geänderte Selektionsbedingungen anzupassen, waren jeweils umständliche Änderungen an ihrer Verkabelung erforderlich.

Die Entwicklung eines geeigneten neuen Koinzidenztrigger-Designs ohne diese Nachteile bildet den apparativen Teil dieser Arbeit. Die Aufgabenstellung bestand darin, die Selektionskriterien zukünftig per Software einstellen zu können.

Am Institut für Kernphysik lagen bereits Erfahrungen mit dem Einsatz programmierbarer Logik vor. „PLU“-Module dienten als programmierbare Wahrheitstabellen („lookup tables“) für jeweils acht Ein- und Ausgänge. Mit einem „CPLD“-Baustein (Computer Programmable Logic Device), der mehrere miteinander verschaltbare Logikblöcke enthält, wurde ein 16-Bit-Untersetzer realisiert.

Die Komplexität einer per Software konfigurierbaren Triggerhardware erforderte nun den Einsatz der noch leistungsfähigeren „FPGA“-Bausteine (Field Programmable Logic Array). Das ausgewählte FPGA verfügt über insgesamt 196 miteinander verknüpfbare Logikblöcke mit je zwei 16x1 großen lookup tables und zwei Flip-Flops, die bei bis zu 100 MHz großen Taktfrequenzen betrieben werden können.

Auch in anderen Bereichen finden FPGAs zunehmende Anwendung. Einzelne Komponenten einer mit dieser Technologie am COMPASS-Experiment aufgebauten Datenerfassung sollen zukünftig auch an der Drei-Spektrometer-Anlage erprobt und eingesetzt werden [Dis01a].

Die Drei-Spektrometer-Anlage, die Entwicklung des programmierbaren Koinzidenztriggers und der restliche experimentelle Aufbau werden in Kapitel 2 näher beschrieben. Der Anhang enthält zusätzliche technische Informationen zum Trigger. Die Durchführung und Analyse der Meßdaten des ersten Experiments mit dem neuen Koinzidenztrigger, der Bestimmung von  $A_Y^0$ , wird in den Kapiteln 3 bzw. 4 vorgestellt. Die theoretischen Grundlagen für die Bestimmung von  $A_Y^0$  stellt Kapitel 1 zusammen. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der  $A_Y^0$ -Messung diskutiert.

# Kapitel 1

## Grundlagen

### 1.1 Elektronenstreuung in der PWIA-Näherung

Zur Untersuchung der elektromagnetischen Struktur von Nukleonen (Neutronen, Protonen) ist die Streuung geladener hochenergetischer Leptonen (Elektronen, Myonen) an Kernen besonders geeignet. Dies liegt daran, daß die Beteiligung des Leptons an der Streuung sehr gut im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) verstanden werden kann. Ein solcher Streuprozess  $A(e,e'n)B$  (Abbildung 1.1) läßt sich unter folgenden Annahmen näherungsweise in der Plane Wave Impulse Approximation (PWIA) beschreiben:

1. Ein- und auslaufendes Elektron lassen sich durch ebene Wellen beschreiben. Bei der Reaktion wird genau ein virtuelles Photon ausgetauscht.
2. Der Impuls des virtuellen Photons wird auf ein Nukleon übertragen, das aus dem Kern geschlagen wird. Endzustandswechselwirkungen (Final State Interaction, FSI) und Meson-Austauschströme (Meson Exchange Currents, MEC) bleiben unberücksichtigt.

Diese Näherungen werden auch als 1-Photonaustausch-Stoßnäherung bezeichnet. Beiträge höherer Ordnung werden aufgrund der geringen Größe der Feinstrukturkonstanten vernachlässigt. Das gestreute Nukleon wird in Koinzidenz mit dem Elektron nachgewiesen.

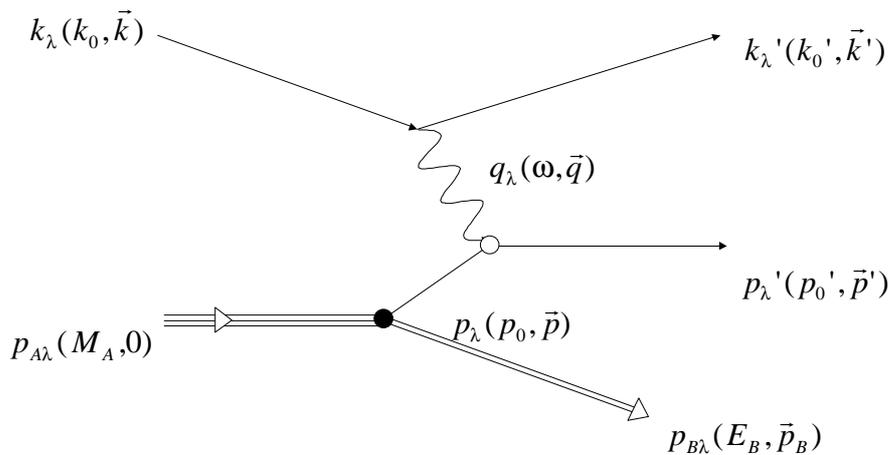


Abbildung 1.1: Ein-Photon-Austausch-Diagramm für die Reaktion  $A(e,e'n)B$  in der PWIA-Näherung

Jedes Teilchen vor und nach der Reaktion wird durch seinen Viererimpuls charakterisiert: einfallendes Elektron  $k_\lambda(k_0, k)$ , gestreutes Elektron  $k'_\lambda(k'_0, k')$ , Targetkern  $p_{A\lambda}(M_A, 0)$ , Restsystem  $p_{B\lambda}(E_B, \vec{p}_B)$  und gestreutes Nukleon  $p'_\lambda(p'_0, \vec{p}')$ . Der Viererimpuls  $k_\lambda - k'_\lambda$  des ausgetauschten virtuellen Photos wird mit  $q_\lambda(\omega, \vec{q})$  bezeichnet.

Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung gelten folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} k_0 + M_A &= k'_0 + p'_0 + E_B, \\ \vec{k} &= \vec{k}' + \vec{p}' + \vec{p}_B \end{aligned} \quad (1.1)$$

Die Energien des gestreuten Nukleons und des Restsystems setzen sich jeweils aus Masse und kinetischer Energie zusammen:

$$\begin{aligned} p'_0 &= M_N + T_N = \sqrt{M_N^2 + p'^2}, \\ E_B &= M_B + T_B = \sqrt{M_B^2 + p_B^2} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Dabei enthält die Masse des Restsystems,  $M_B$ , auch eine Anregungsenergie des Restkerns sowie sämtliche relativen kinetischen Energien, die mit unbeobachteten Teilchen im Endzustand zusammenhängen.

## 1.2 Die Formfaktoren des Neutrons

Der Formfaktor  $F(q^2)$  im Betragsquadrat gibt an, wie sich die Streuung an einem ausgedehnten Objekt von der Streuung an einer Punktladung bei einem bestimmten Impulsübertrag unterscheidet:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Struktur} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Punkt} |F(q^2)|^2 \quad (1.3)$$

In der PWIA-Approximation wird die Streuung an freien ( $\vec{p} = -\vec{p}_B = 0$ ) punktförmigen Nukleonen durch den Mottschen Wirkungsquerschnitt beschrieben. Ein zusätzlicher Faktor berücksichtigt den Rückstoß des Nukleons:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Punkt} = \left( \frac{\alpha^2}{4k_0^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right)_{Mott} \left( \frac{1}{1 + \frac{2k_0}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right)_{Rückstoß} \quad (1.4)$$

Dabei ist  $\theta$  der Streuwinkel des Elektrons. Das Neutron ist wie das Proton ein Spin  $1/2$ -Teilchen, jedoch nach außen ungeladen und besitzt ein anomales magnetisches Moment  $\kappa = \mu - 1 \approx -2,91$ . In der 4er-Stromdichte  $j_\mu$  steht dementsprechend eine Summe aus „Diracstrom“ und „Spinstrom“.

Dies ist der Grund dafür, daß das Neutron zwei Formfaktoren besitzt. Der räumlichen Ausdehnung des Neutrons wird durch Einfügen der Formfaktoren  $F_1(q^2)$  und  $F_2(q^2)$  Rechnung getragen:

$$j_\mu = \frac{ie}{V} u \left[ \gamma_\mu F_1 + \frac{\kappa q_\mu}{2M} \sigma_{\mu\nu} F_2 \right] u \quad (1.5)$$

Es wird folgende Linearkombination der  $F_i$  gewählt, um Interferenzterme im Wirkungsquerschnitt zu vermeiden:

$$G_E = F_1 + \frac{\kappa q^2}{4M^2} F_2, \quad G_M = F_1 + \kappa F_2, \quad (1.6)$$

so daß sich daraus der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt ergibt:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Punkt}} \left\{ \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad \text{mit} \quad \tau = -\frac{q^2}{4M^2} \quad (1.7)$$

Die Sachs-Formfaktoren  $G_E$  und  $G_M$  lassen sich als Fouriertransformierte der räumlichen Ladungsverteilung und der Verteilung des magnetischen Dipolmoments interpretieren, denn im speziellen Breit-(oder „brick wall“-)Bezugssystem, in dem der Impuls des Neutrons nach der Streuung entgegengesetzt gerichtet und betragsmäßig gleich dem vor der Streuung ist, ergibt sich für ein  $G_E(q^2) = 1$  eine Punktladung und für ein  $G_M(q^2) = 1$  das magnetische Dipolmoment eines Dirac-Nukleons.

Die Formfaktoren sind folglich von fundamentaler Bedeutung, da sie die innere Struktur der Nukleonen widerspiegeln und so eine Überprüfung theoretischer Modelle ihres Aufbaus (z.B. des Quarkmodells) erlauben. Interessant ist insbesondere der elektrische Formfaktor des Neutrons, da er nicht wie der des Protons vom elektrischen Dirac-Beitrag dominiert wird. Darüber hinaus ist zur Extraktion der Struktur von Kernen aus Streuexperimenten ebenfalls die Kenntnis der Nukleon-Formfaktoren notwendig.

Wenn die Neutronen vor der Streuung nicht in Ruhe sind, sondern aufgrund Ihrer Bindung im Kern einen Fermiimpuls tragen, lautet der Wirkungsquerschnitt in PWIA-Näherung im Laborsystem [Fru84]:

$$\frac{d^6\sigma}{dk_0' dp_0' d\Omega_k d\Omega_p} = \frac{\alpha^2 k' p'}{k_0 p_0} \frac{1}{q_\lambda^4} \frac{1}{1 + \tau} \left\{ G_E^2 \left[ 4k_\mu \cdot p'^\mu k'_\mu \cdot p^\mu + q_\lambda^2 M^2 \right] + \tau G_M^2 \left[ 2(k_\mu \cdot p'^\mu)^2 + 2(k'_\mu \cdot p^\mu)^2 - q_\lambda^2 M^2 \right] \right\} S(\vec{p}, E_m) \quad (1.8)$$

mit  $\tau = -\frac{q^2}{(M + M^*)^2}$  und  $M^{*2} = p_\lambda^2$

$S(\vec{p}, E_m)$  wird als Spektralfunktion des Nukleons bezeichnet. Sie gibt die Wahrscheinlichkeitsdichte an, das Nukleon im Targetkern mit Fermiimpuls  $\vec{p}$  und Bindungsenergie  $E_m$  anzu-treffen.

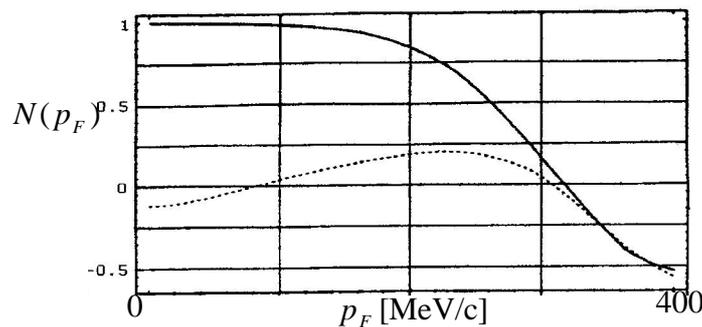
### 1.3 Messung von $G_E^n$

Den ersten Hinweis auf eine innere elektrische Struktur des Neutrons erhielt man aus der Messung des quadratischen Neutron-Ladungsradius  $\langle r^2 \rangle$ . Durch den Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte der kohärenten ( $E < 0,1$  eV) und inkohärenten ( $E > 10$  eV) Streuung von thermischen Neutronen an Atomen wurde ein  $\langle r^2 \rangle = (-0,119 \pm 0,007) fm^2$  gemessen. Dies

entspricht einer Steigung von  $\left. \frac{dG_E^n(q^2)}{dq^2} \right|_{q^2=0} = (0,0198 \pm 0,0012) fm^2$ . [Fer47] [Kop92]

Während sich die Formfaktoren des Protons sehr genau, bis hin zu Impulsüberträgen von  $q^2 = 25 \text{ fm}^{-2}$ , mit Hilfe elastischer Streuung von Elektronen an Protonen messen lassen, ist diese Methode für das Neutron nicht anwendbar, da es kein freies Neutrontarget gibt. Auch die elastische und quasifreie Elektronenstreuung an Deuterium führten aufgrund der großen Abhängigkeit der Analyse von NN-Potentialmodellen und aufgrund der geringen Größe von  $G_E^n$  gegenüber  $G_E^p$  und  $G_M^n$  zu keinen genauen Ergebnissen für  $G_E^n$ .

Die erfolgversprechendsten Methoden zur Bestimmung von  $G_E^n$  sind heute Streuexperimente mit polarisierten Elektronen, denn Observablen wie Targetasymmetrien oder Rückstoßpolarisation sind unter bestimmten Näherungen (s.u.) proportional zur Interferenz  $G_E^n G_M^n$ .



**Abbildung 1.2: Polarisation des Neutrons (durchgezogene Linie) und der Protonen (punktierter Linie) eines vollständig polarisierten  $^3\text{He}$ -Kerns nach Faddeev-Berechnungen [Schul93]**

Als Neutron-Target eignet sich hierfür neben Deuterium insbesondere polarisiertes  $^3\text{He}$ . In erster Näherung besteht es aus einem abgesättigten Spin-Paar zweier Protonen und einem einzelnen Neutron, das den gesamten Spin des  $^3\text{He}$ -Kerns trägt. Mit Hilfe von Faddeev-Berechnungen des Dreikörper-Grundzustands läßt sich dieses einfache Bild präzisieren (Abbildung 1.2) [Schul93]. Für Fermiimpulse bis etwa 150 MeV/c wird der Spin des  $^3\text{He}$ -Kerns demnach vom Neutron getragen. Dieses Bild wird u.a. durch die Beobachtung nahezu gleich großer magnetischer Momente des  $^3\text{He}$ -Kerns ( $\mu=-2,12$ ) und des Neutrons ( $\mu=-1,91$ ) bestätigt.

Im Folgenden werden Vorhersagen für die Targetasymmetrien bei der Streuung an polarisiertem  $^3\text{He}$  vorgestellt, um sie anschließend im Experiment zu überprüfen und so den systematischen Fehler bei der Bestimmung von  $G_E^n$  quantifizieren zu können.

## 1.4 Elektronenstreuung mit Polarisationsvariablen

Auch die Elektronenstreuung mit Polarisationsvariablen soll zur Vereinfachung zunächst an nichtrelativistischen freien Nukleonen ( $\vec{p} = -\vec{p}_B = 0$ ) betrachtet werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt polarisierter Elektronen ist für diesen Fall in der PWIA-Näherung gegeben durch [Are88]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = c(\rho_L f_L + \rho_T f_T + \rho_{LT} f_{LT} + \rho_{TT} f_{TT} + h(\rho'_{LT} f'_{LT} + \rho'_T f'_T)) \quad (1.9)$$

Dabei beschreiben die  $\rho$  die Dichtematrix des ausgetauschten virtuellen Photons,  $h$  die Helizität des einfallenden longitudinal polarisierten Elektrons und  $f$  die Strukturfunktionen des Nukleons:

$$\begin{aligned} f_L &= X_{00} & f_{LT} &= -\sqrt{2}(X_{0X} + X_{X0}) & f_{TT} &= -(X_{XX} - X_{YY}) \\ f_T &= X_{XX} + X_{YY} & f'_{LT} &= i\sqrt{2}(X_{0Y} + X_{Y0}) & f'_T &= -i(X_{XY} - X_{YX}) \end{aligned} \quad (1.10)$$

mit  $X_{\alpha\beta} = \text{Tr}(J_\alpha \rho_N J_\beta^+)$ , ( $\alpha, \beta = 0, x, y$ ) und den Ladungs- und Stromoperatoren:

$$J_0 = G_E \quad J_x = i \frac{q}{2M} G_M \sigma_y \quad J_y = -i \frac{q}{2M} G_M \sigma_x \quad (1.11)$$

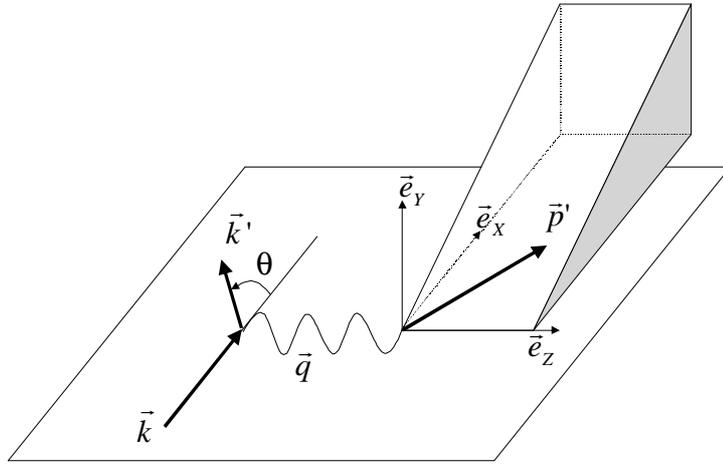


Abbildung 1.3: Parametrisierung der Targetpolarisation

Für die Polarisation liegt die Quantisierungsachse (Z-Achse) in Richtung des Impulsübertrags des virtuellen Photons (Abbildung 1.3). Die X-Komponente liegt in der Streuebene des Elektrons senkrecht zum Impulsübertrag. Die Y-Komponente liegt senkrecht zu dieser Ebene und ist parallel zu  $\vec{k} \times \vec{k}'$ .

Wenn der Fermiimpuls des Neutrons  $\vec{p}$  ( $= -\vec{p}_B$ ) parallel zum Impulsübertrag ist, so ist die Richtung des Impulsübertrages auch mit der Richtung des gestreuten Nukleons identisch. Dieser Fall wird auch als kollineare Kinematik bezeichnet.  $\vec{p} = -\vec{p}_B = 0$  ist ein Spezialfall der kollinearen Kinematik.

Die Dichtematrix  $\rho_N$  des polarisierten freien Nukleons vor der Reaktion ist gegeben durch:

$$\rho_N = \frac{1}{2}(1 + \vec{P} \cdot \vec{\sigma}) \quad (1.12)$$

wobei  $\vec{P}$  die Targetpolarisation beschreibt. Mit Hilfe der Eigenschaften der Pauli-Matrizen  $\vec{\sigma}$  ergibt sich daraus für die Strukturfunktionen des Nukleons folgendes Ergebnis [Are88]:

$$\begin{aligned} f_L &= G_E^2 & f_{LT} &= 0 & f_{TT} &= 0 \\ f_T &= \frac{q^2}{2M^2} G_M^2 & f'_{LT} &= -\sqrt{2} \frac{q}{M} G_E G_M P_X & f'_T &= -\frac{q^2}{2M} G_M^2 P_Z \end{aligned} \quad (1.13)$$

Für den Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega_e} = S(h, \vec{P})$  führt dieses Ergebnis zu folgenden Vorhersagen in der PWIA-Näherung und für die Streuung an freien Neutronen ( $\vec{p} = -\vec{p}_B = 0$ ):

Bei verschwindender Elektronenstrahl-Polarisation ist der Wirkungsquerschnitt unabhängig von der Targetpolarisation, d.h. die Targetasymmetrien

$$A_i^0 = \frac{S(0, P_i) - S(0, -P_i)}{P_i(S(0, P_i) + S(0, -P_i))} \quad (1.14)$$

verschwinden.

Bei longitudinal polarisierten Elektronen werden die Elektron-Nukleon-Polarisationsasymmetrien  $A_i'$  folgendermaßen definiert:

$$A_i' = \frac{S(h, P_i) - S(-h, P_i)}{hP_i(S(h, P_i) + S(-h, P_i))} \quad (1.15)$$

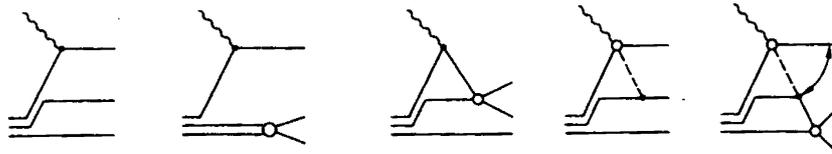
$A_X'$  ist proportional zur Interferenz  $G_E G_M$  des elektrischen und magnetischen Formfaktors.

## 1.5 Modelle für die Elektronenstreuung an ${}^3\vec{He}$

Weil kein Target freier Neutronen genügend hoher Dichte existiert, ist zusätzlich der Fermiimpuls des Neutrons  $\vec{p}$  ( $= -\vec{p}_B$ ) im  ${}^3He$ -Kern zu berücksichtigen. Dies führt u.a. dazu, daß die Richtung des virtuellen Photos nicht mehr mit der des gestreuten Neutrons identisch ist. Darüber hinaus kann man gegenüber der PWIA-Näherung auch Endzustandswechselwirkungen (FSI) und Mesonaustauschströme (MEC) in die Berechnung der Asymmetrien einbeziehen:

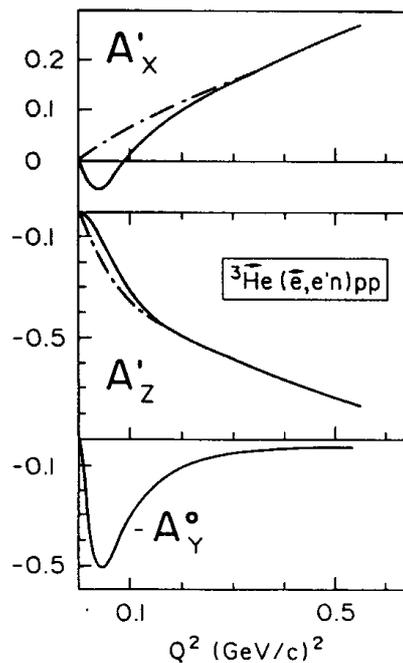
### Das Modell von Laget

Laget [Lag87] [Lag91] legt alle Streuamplituden zu Grunde, bei denen ein oder zwei Nukleonen beteiligt sind. Bei seiner Auswahl von insgesamt 5 Diagrammen (Abbildung 1.4) wird davon ausgegangen, daß diese die wesentlichen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefern. Als Wellenfunktion für den  ${}^3He$ -Grundzustand wird eine Faddeev-Berechnung für das Paris-Potential verwendet. Für die Formfaktoren  $G_E^p$ ,  $G_M^p$  und  $G_M^n$  wird jeweils der „Dipol-Fit“ [Pri71] eingesetzt und für  $G_E^n$  alternativ  $G_E^n = 0$  und  $G_E^n = -\tau G_M^n \neq 0$  (entsprechend  $F_1^n = 0$ ) angenommen. Untersucht werden Fermiimpulse  $p < 100$  MeV/c. Das Modell berücksichtigt sowohl MEC durch Austausch von  $\pi$  und  $\rho$  als auch eine Auswahl von Endzustandswechselwirkungen (FSI).



**Abbildung 1.4:** Die von Laget für die Reaktion  ${}^3\bar{\text{He}}(e, e'n)pp$  ausgewählten Diagramme; die geraden Linien stehen für die Nukleonen, die Schlangenlinie für das Photon und die Pfeile für den Austausch zweier Nukleonen. [Lag87]

Die durchgezogenen Kurven in Abbildung 1.5 zeigen die aus diesem Modell resultierenden Ergebnisse. Die strichpunktierten Linien geben das PWIA-Ergebnis an. Im Bereich  $q^2 \leq 0,3$   $(\text{GeV}/c)^2$  zeigen sowohl die von  $G_E^n$  abhängigen Elektron-Nukleon-Polarisationsasymmetrien  $A'_x$  und  $A'_z$  als auch  $A_Y^0$  deutliche Abweichungen von der PWIA-Näherung. In der PWIA-Näherung verschwindet  $A_Y^0$ .



**Abbildung 1.5:** Die drei nicht-verschwindenden Targetasymmetrien für  ${}^3\bar{\text{He}}(e, e'n)$  bei einer Strahlenergie von  $k_0 = 880 \text{ MeV}$  nach Laget [Lag91]

Demzufolge ist  $A_Y^0$  hervorragend geeignet, um den Einfluß von MEC und FSI auf die Targetasymmetrien im Experiment zu studieren.

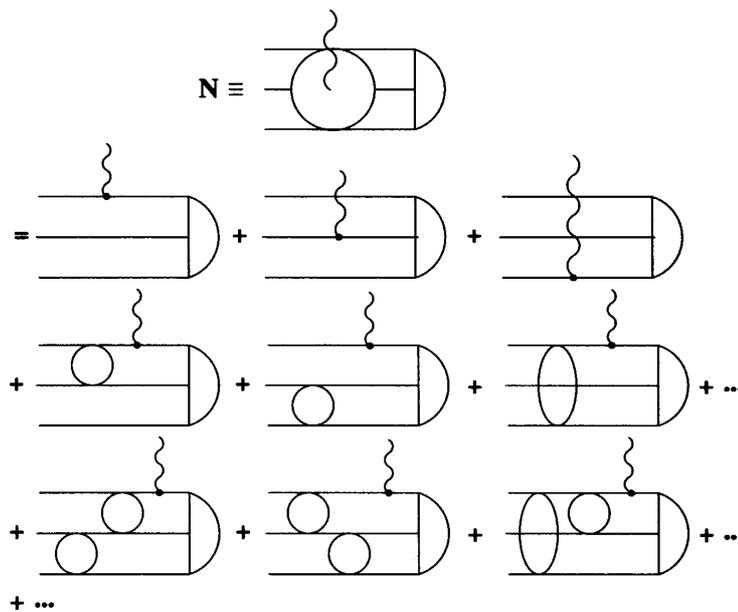
Zum Vorzeichen von  $A_Y^0$  ist anzumerken, daß Laget in [Lag91] ein negatives  $A_Y^0$  vorhersagte. Laut [Bul01] handelte es sich dabei jedoch um einen Fehler, den Laget in einer späteren Ver-

öffentlichung für einen BLAST Workshop (Hrsg. Alarcon) korrigierte<sup>1</sup>. Wie die korrigierte Vorhersage Lagets sagt das im folgenden diskutierte Modell von Golak ein positives Vorzeichen voraus.

### Das Modell von Golak

Im Gegensatz zum Modell von Laget berechnet Golak [Gol00] für die Streuung eine unendliche Zahl von Diagrammen (Abbildung 1.6) nach der Faddeev-Methode. Dadurch werden Endzustandswechselwirkungen (FSI) vollständig berücksichtigt. Das Modell ist jedoch nicht-relativistisch und beinhaltet noch keine Mesonaustauschströme (MEC). Bei der Berechnung wird das Bonn-B-Potential verwendet und angenommen, daß das virtuelle Photon von einem einzigen Nukleon absorbiert wird.

Vorhersagen für die Targetasymmetrien sind mit diesem Modell wegen der nichtrelativistischen Näherung nur für kleine  $Q^2$ , nur mit erheblichem Rechenaufwand und daher auch nur für ausgewählte Kinematiken möglich. Die Resultate werden jeweils beim Vergleich mit dem Experiment genannt.



**Abbildung 1.6:** Unendlich viele Diagramme für die Streuung an  $^3\text{He}$ ; der Halbmond steht jeweils für den  $^3\text{He}$ -Zustand, die Schlangenlinie für das Photon, die horizontalen Linien für die Nukleonen und die Ovale für Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen [Gol00].

<sup>1</sup> Dennoch werden in [Poo99] die Vorhersagen Lagets – ohne auf den Widerspruch einzugehen – teils mit negativem (Fig. 2.10), teils mit positivem Vorzeichen (Fig. 6.19) zitiert

## 1.6 Bisherige Experimente zur Bestimmung von $A_Y^0$

Ein erstes Experiment zur Bestimmung von  $A_Y^0$  an polarisiertem  ${}^3\vec{He}$  führte Poolman 1997 am niederländischen National Institute for Nuclear and High-Energy Physics (NIKHEF) durch. Mit Hilfe eines Speicherrings für Elektronen, eines Elektronenspektrometers und eines Neutronendetektors konnte  $A_Y^0$  in der semi-inklusiven Reaktion  ${}^3\vec{He}(e, e'n)pp$  bei  $Q^2 = 0,16(\text{GeV}/c)^2$  bestimmt werden [Poo99]. Ein Rückstoßdetektor stand ebenfalls zur Verfügung, wurde jedoch bei der Messung nicht benutzt, so daß in dieser Reaktion nur das gestreute Elektron und Nukleon nachgewiesen wurden.

Das Resultat  $A_Y^0 = 0,50 \pm 0,05$  hat gezeigt, daß bei einem derart niedrigen quadrierten Impulsübertrag Endzustandswechselwirkungen (FSI) eine wichtige Rolle bei der Elektronenstreuung an polarisiertem  ${}^3\vec{He}$  spielen. Das Modell von Laget, das Endzustandswechselwirkungen nur teilweise berücksichtigt, unterschätzt das Meßergebnis mit seiner Vorhersage von  $A_Y^0 = 0,18$ , während das Modell von Golak mit  $A_Y^0 = 0,47$  mit seiner vollständigen Behandlung der Endzustandswechselwirkungen bestätigt wird.

## Kapitel 2

### Aufbau des Experiments

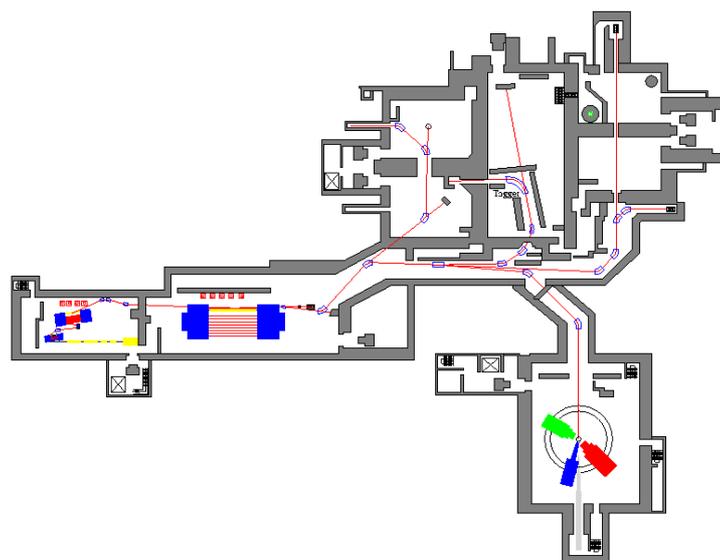
Im folgenden Kapitel wird zunächst der Beschleuniger MAMI und die Drei-Spektrometer-Anlage des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz vorgestellt.

Danach wird auf die Erweiterung der Anlage um ein polarisiertes  ${}^3\bar{H}e$ -Target des Instituts für Physik und einen Neutronendetektor der Universität Basel/Schweiz eingegangen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Integration des Targets und Neutronendetektors in die verschiedenen Steuerungs- und Datenerfassungssysteme der Anlage koordiniert.

Einen Schwerpunkt bildet der programmierbare Koinzidenztrigger, der im Rahmen dieser Arbeit für die Drei-Spektrometer-Anlage entwickelt wurde.

#### 2.1 Beschleuniger

Das Mainzer Mikrotron MAMI B [Her76] besteht aus drei hintereinander geschalteten Rennbahn-Mikrotrons und einem 3,5 MeV Linearbeschleuniger als Injektor. Die letzte Stufe stellt einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Energie von 180 bis 855 MeV in 15 MeV Schritten und einem Strom von bis zu  $110\mu\text{A}$  zur Verfügung. Neben dem für dieses Experiment verwendeten unpolarisierten Strahl läßt sich durch Beleuchtung von Galliumarsenidphosphid-Halbleiterkristallen mit zirkular polarisiertem Laserlicht auch ein hochpolarisierter Elektronenstrahl erzeugen [Ste98].



**Abbildung 2.1:** Lageplan des Beschleunigers MAMI (links) und der Spektrometerhalle (rechts unten) am Institut für Kernphysik der Universität Mainz

## 2.2 Drei-Spektrometer-Anlage

Zur Durchführung von Koinzidenzexperimenten betreibt die A1-Kollaboration drei hochauflösende Magnetspektrometer, die um ein Target drehbar sind. In jedem der drei Spektrometer A, B und C läßt sich ein geladenes Streuteilchen (Elektron, Proton, Pion etc.) nachweisen. Die unterschiedliche Konfiguration ist jeweils an Hauptanwendungszwecke der Spektrometer angepaßt. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die physikalischen Eigenschaften. [Blo98]

Spektrometer		A	B	C
Magnetkonfiguration (s.u.)		QSDD	D	QSDD
Länge der Zentralbahn	[m]	10.75	12.03	8.53
Maximaler Impuls	[MeV/c]	735	870	551
Streuwinkelbereich		18° – 160°	-7° – -62°	-18° – -160°
Impulsakzeptanz		20%	15%	25%
Winkelakzeptanzen				
• Dispersive Ebene	[mrad]	±70	±70	±70
• Nichtdispersive Ebene	[mrad]	±100	±20	±100
• Raumwinkel	[msr]	28	5.6	28
Langes-Target-Akzeptanz	[mm]	50	50	50
Impulsauflösungsvermögen	$\frac{\Delta p}{p_0}$	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-4</sup>
Winkelauflösung am Target	[mrad]	<3	<3	<3
Ortsauflösung am Target	[mm]	3 – 5	1	3 – 5

Für dieses Experiment wurde nur das Spektrometer A zum Nachweis der am Target gestreuten Elektronen verwendet.

Sowohl in der Magnetkonfiguration QSDD (Quadrupol, Sextupol und zwei Dipole) der Spektrometer A und C als auch beim „Clamshell“-Dipol des Spektrometers B nehmen die nachzuweisenden Teilchen in Abhängigkeit ihres Impulses unterschiedlich lange Bahnen im Spektrometer (siehe Bahndarstellung in Abbildung 2.2), bis sie die Detektorsysteme oberhalb der Magnete erreichen.

Die Detektorsysteme sind für alle drei Spektrometer (bis auf Größe und Segmentzahl) gleichartig aufgebaut (siehe Abbildung 2.3). Sie sind in etwa 110t schweren Abschirmhäusern aus borisiertem Beton, die zur Abschirmung von elektromagnetischem Untergrund mit 5cm dickem Blei ausgekleidet sind, untergebracht:

- Vertikale Driftkammern

Die vertikalen Driftkammern (Vertical Drift Chambers, VDCs) dienen zur Bestimmung der Teilchenbahn in der Bildebene des Spektrometers. Die Teilchenbahn wird durch zwei um 20cm parallelverschobene Doppelkammern festgelegt. Dabei besteht eine Doppelkammer jeweils aus zwei VDC-Ebenen, deren Drähte um einen Winkel von  $40^\circ$  gegeneinander gedreht sind. In Verbindung mit den Abbildungseigenschaften des Magnetsystems lässt sich daraus Ort und Impuls des Teilchens nach der Streuung am Target rekonstruieren [Dis90] [Kah93].

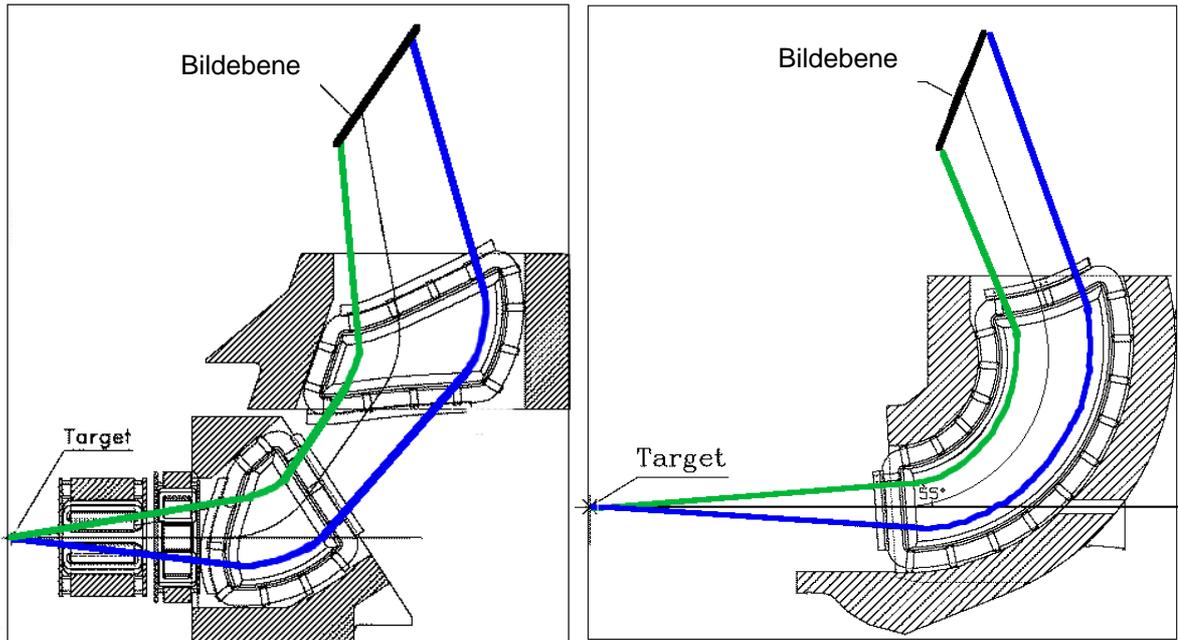


Abbildung 2.2: Schnitt durch die Spektrometer A (links) und B (rechts) mit Darstellung der Teilchenbahnen für Minimal-, Referenz- und Maximalimpuls

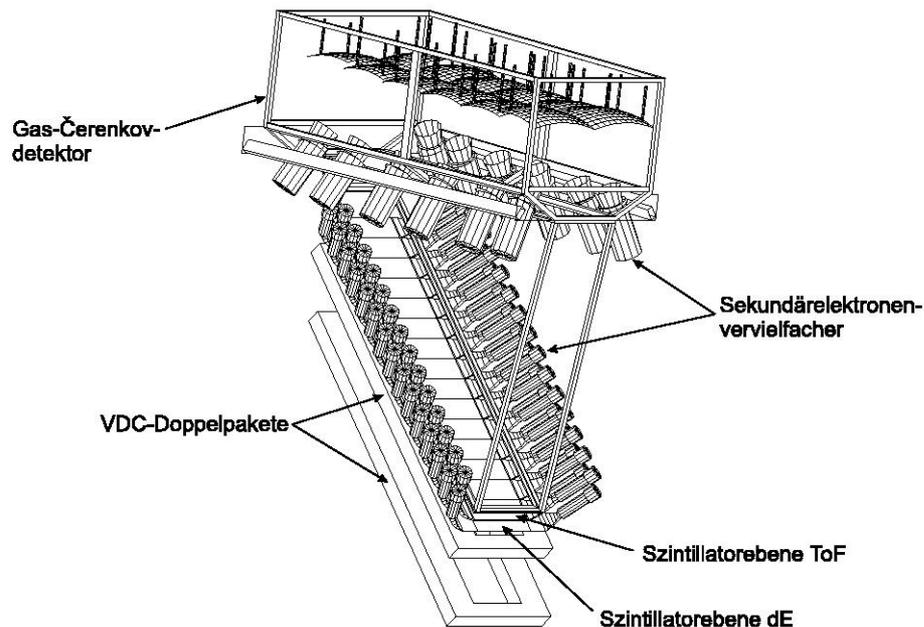


Abbildung 2.3: Die Detektorsysteme der Spektrometer (hier Spektrometer A)

- Szintillatoren

Zwei Szintillatorebenen dienen zur Zeitmessung und Teilchenidentifikation.

Der spezifische Energieverlust wird in beiden Ebenen gemessen, um minimal ionisierende Teilchen (Elektronen oder schnelle Pionen) von langsameren Teilchen (Protonen oder Deuteronen) trennen zu können.

Die untere Ebene besteht aus dem organischen Szintillatormaterial *NE102A* in einer Dicke von 3mm. Mit Hilfe der oberen Szintillatorebene („Time of Flight“-, „ToF“-Ebene) erfolgt zusätzlich eine Zeitmessung mit sehr guter Auflösung (<1ns). Hierzu ist letztere aus dem ebenfalls organischen besonders schnellen Szintillatormaterial *NE Pilot U* in einer Dicke von 10mm aufgebaut.

Sind die nachzuweisenden Teilchen so niederenergetisch, daß sie die ToF-Ebene gar nicht erreichen, kann auch die untere Ebene zur Zeitmessung herangezogen werden.

Beide Ebenen sind in 15 bzw. 14 (Spektrometer B) Segmente unterteilt und werden beid- bzw. einseitig mit Photomultipliern ausgelesen. [Ric94]

- Cerenkov

Im untersuchten Impulsbereich sind sowohl Elektronen als auch Pionen minimal ionisierend und daher anhand ihres Energieverlustes in den Szintillatoren nicht unterscheidbar. Daher wurde oberhalb der Szintillatoren ein Gas-Cerenkov-Detektor installiert. Dieser ist mit 4m<sup>3</sup> Freon-114-Gas gefüllt. Aufgrund seines Brechungsindex  $n=1.0013$  liegen die Schwellen für die Erzeugung von Cerenkov-Licht bei 9 MeV/c für Elektronen, 2,0 GeV/c für Myonen und 2,5 GeV/c für Pionen, so daß von den genannten Teilchen nur Elektronen solches Licht erzeugen. Das Licht wird über ein System von Spiegeln gesammelt und zum Nachweis auf großflächige Photomultiplier geleitet [Ric94] [Lie].

Die analogen Signale der Photomultiplier der beiden Szintillatorebenen und des Cerenkov-Detektors werden auf Diskriminatoren gegeben. Bei den Szintillatoren mit beidseitigen Photomultipliern wird für jedes Segment eine Koinzidenz zwischen den beiden Signalen verlangt. Anschließend wird eine ODER-Verknüpfung für jede Ebene gebildet.

Mit Hilfe einer in Hardware realisierten Tabelle („lookup table“) selektiert die Elektronik jedes Spektrometers die gewünschte Kombination angesprochener Szintillatorebenen und des Cerenkov-Zählers. Diese Tabelle ist in einem PLU-Modul (Programmable Logic Module) mit Hilfe eines 256x8bit großen RAMs (Random Access Memory) realisiert. Durch Veränderung des RAM-Inhalts läßt sich die Tabelle an die Anforderungen des Experiments anpassen.

## 2.3 Das polarisierte $^3\text{He}^-$ -Target

Als Target wird gasförmiges  $^3\text{He}$  bei einem Druck von 4 bar eingesetzt. Die Herstellung des polarisierten  $^3\text{He}$ -Gases erfolgt in einer Anlage des Instituts für Physik der Universität Mainz [Ber01]. Die Polarisation wird dabei mittels optischen Pumpens mit zirkular polarisiertem Laserlicht erzeugt. Durch Austauschstöße zwischen  $^3\text{He}$ -Atomen im Grundzustand und solchen im optisch gepumpten metastabilen  $^3S_1$ -Zustand wird die Polarisation der Elektronenhülle auf den Kern übertragen.

Das Gas wird in eine ebenfalls im Institut für Physik entwickelten Targetzelle (Abbildung 2.4) gefüllt und in einem tragbaren magnetischen Haltefeld in die Spektrometerhalle transportiert. Die Targetzelle ist im Hinblick auf eine möglichst große Relaxationszeit optimiert, so daß eine hohe gemittelte Polarisation von 39% im Experiment erreicht wurde. Zu diesem Zweck sind insbesondere der Glasbehälter mit Cäsium und die Kupferfolien der Ein- und Austrittsfenster mit Gold beschichtet.

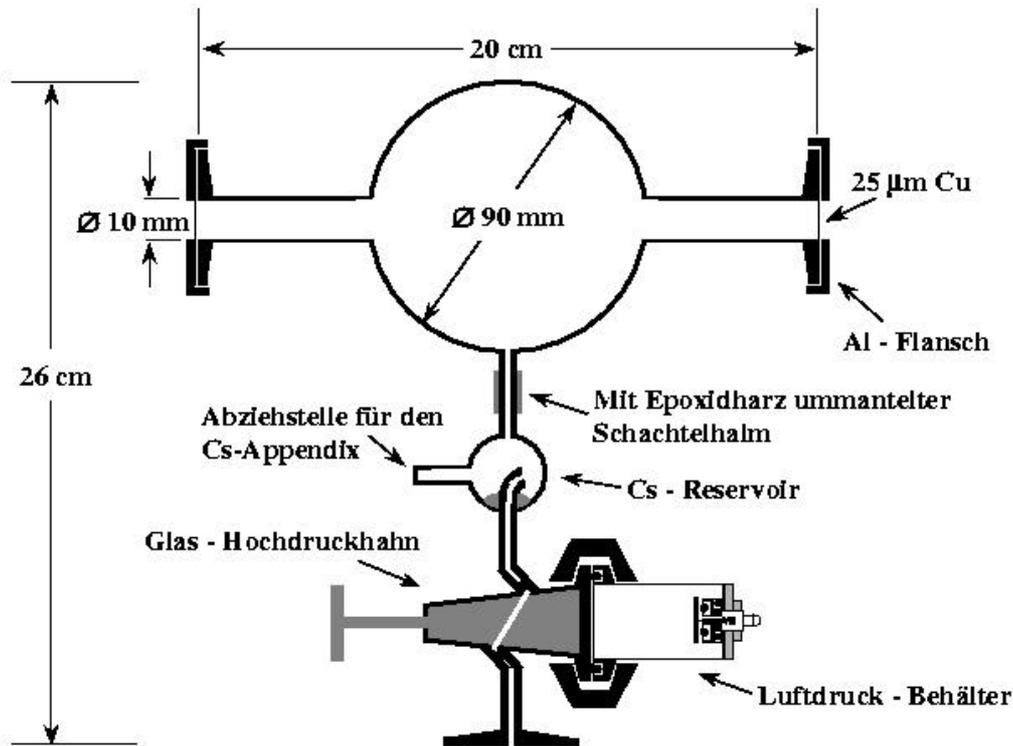


Abbildung 2.4: Die Targetzelle [Ber01]

In der Spektrometerhalle ist die Targetzelle von einem magnetischen Führungsfeld umgeben, das die Targetzelle von anderen magnetischen Störfeldern abschirmt und eine beliebige Ausrichtung der Polarisation erlaubt.

Den Nachweis der Polarisation ermöglichen ein NMR- (Nuclear Magnetic Resonance) und ein AFP-System (Adiabatic Fast Passage). Während das AFP-System auch zur Absolutbestimmung der Polarisation geeignet ist, dient das NMR-System zur Verfolgung der relativen zeitlichen Abnahme der Polarisation. [Ber01]

## 2.4 Der Neutron-Detektor

Zum Nachweis der gestreuten Neutronen (und dabei auch der gestreuten Protonen) wurde ein Neutrontdetektor der Universität Basel/Schweiz an der Drei-Spektrometer-Anlage installiert [Roh99]. Jede seiner vier „E“-Ebenen besteht aus fünf  $10 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$  großen Plastikszintillatorblöcken, die beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen werden. Hiervor befinden sich zwei weitere dünne „dE“-Ebenen mit je 5 bzw. 4 versetzt angeordneten  $1 \times 10 \times 50 \text{ cm}^3$  bzw.  $1 \times 12,5 \times 50 \text{ cm}^3$  großen Szintillatoren, die nur einseitig ausgelesen werden. Demzufolge beträgt

die nutzbare Detektorfläche  $50 \times 50 \text{ cm}^2$ . Die erste Szintillatorebene ist 1,6m vom Targetmittelpunkt entfernt, so daß ein Raumwinkel von 100msr akzeptiert wird.

Die Neutronen werden durch Messung des Rückstoßprotons aus der elastischen Streuung an Protonen des Szintillatormaterials nachgewiesen, wobei die Nachweiseffizienz des gesamten Detektors für Neutronen etwa 30% beträgt. Die dE-Ebenen werden als Veto-Signal für Neutronen verwendet, da aufgrund ihrer geringen Dicke hier vor allem Protonen (und etwa 1,5% der Neutronen) ein Signal erzeugen. Da nahezu alle Protonen ein solches dE-Signal erzeugen, ist der Anteil der Protonen, die irrtümlich als Neutronen identifiziert werden, sehr klein ( $<1\%$ ).<sup>1</sup>

Außerdem dienen die Szintillatoren des Neutronendetektors zur genauen Zeitmessung im Hinblick auf die Abtrennung von zufälligem Untergrund. Da insbesondere bei Neutronereignissen nicht jeweils alle Ebenen ansprechen, werden alle Szintillatoren mit einem eigenen TDC (Time to Digital Converter) ausgelesen, um bei der Analyse für jedes Ereignis eine Zeitbeziehung zu den jeweils angesprochenen Szintillatoren herstellen zu können.

Zur Unterdrückung elektromagnetischen Untergrundes ist der Detektor zum Target hin mit 2cm dickem Blei und zu den anderen Seiten mit 10cm dickem Blei abgeschirmt. Darüber hinaus sorgen Kollimatoren in der Nähe der Ein- und Austrittsfenster des Targets für Abschirmung von den Targetwänden. [Roh99]

## 2.5 Der programmierbare Koinzidenztrigger

### 2.5.1 Anforderungen

Der Koinzidenztrigger hat im wesentlichen die Aufgabe, in einem („singles“), zwei („doubles“) oder drei Spektrometern („triples“) oder in Spektrometer und Neutronendetektor gemeinsam auftretende Ereignisse, die zu einer Reaktion am Target gehören, für die Datenerfassung zu selektieren.

Da die Bahnen der nachzuweisenden Teilchen im Spektrometer in Abhängigkeit ihres Impulses unterschiedlich lang sind und dementsprechend ihre Flugzeiten von der Reaktion bis zum Erreichen der Szintillatoren variieren, sind alle Koinzidenzen innerhalb genügend breiter Zeitfenster zu akzeptieren.

Die Breite und Lage dieser Koinzidenzzeitfenster hängt von der eingestellten Kinematik ab, weil die Geschwindigkeiten der nachzuweisenden Teilchen je nach Teilchenart und Kinematik in einem Bereich von  $\beta \approx 0,3$  bis  $\beta \approx 1$  liegen.

Damit die Kinematik leicht änderbar und der Koinzidenztrigger universell für verschiedene Experimente nutzbar sind, sollen auch die Koinzidenzzeitfenster möglichst einfach wählbar sein. Darüber hinaus bestehen folgende Anforderungen:

- Zeitauflösung

Das vom Koinzidenztrigger gelieferte Ausgangssignal für die ausgewählten Ereignisse soll keine schlechtere Zeitauflösung („Jitter“) als das Eingangssignal von den Szintillatoren auf-

---

<sup>1</sup>Durch Hinzunahme der ersten E-Ebene als Veto-Signal ließe sich die Anzahl der falsch identifizierten Protonen weiter senken.

weisen, da das Ausgangssignal u.a. für die Messung der Koinzidenzzeit selbst sowie für die Messung der Driftzeiten in den Driftkammern benötigt wird.

- Totzeit

Jede Totzeit, während der auftretende Ereignisse nicht registriert werden können, ist nach Möglichkeit ganz zu vermeiden oder aber exakt genug zu messen, um sie bei der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten berücksichtigen zu können.

- Untersetzung

Single-Ereignisse, die die Koinzidenzbedingungen nicht erfüllen, sollen in einem einstellbaren Untersetzungsverhältnis im Hinblick auf Untergrundstudien ebenfalls erfaßt werden. Gleiches gilt auch für untersetzte double-Ereignisse, die die Koinzidenzbedingungen für triple-Ereignisse nicht erfüllen.

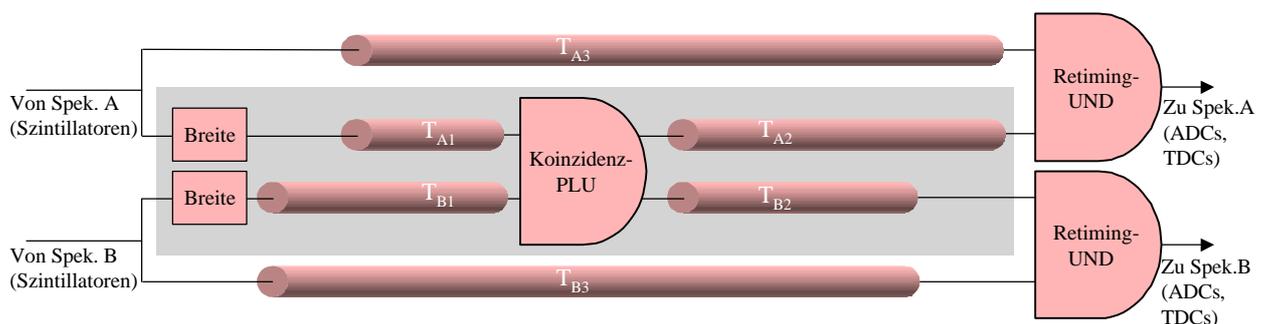
- Ereigniszähler-Schnittstelle

Jedes Spektrometer besitzt seine eigene Datenerfassung. Damit die Einzelereignisse einer Koinzidenz später im „Eventbuilder“ wieder zusammengefügt werden können, werden die Ereignisse durch einen zentralen Ereigniszähler numeriert. Dieser Zähler benötigt nach jedem single- oder Koinzidenzereignis ein Signal zum Inkrementieren. Da der Zähler frühestens nach 500ns erneut inkrementiert werden kann, dürfen nach einem Ereignis innerhalb dieser Totzeit keine weiteren Ereignisse akzeptiert werden.<sup>2</sup>

### 2.5.2 Der vorherige Koinzidenztrigger

Bis Sommer 2000 bestand die Koinzidenzelektronik ähnlich der auf den Spektrometern jeweils lokal vorhandenen Triggerlogik aus einer in Hardware realisierten Tabelle („lookup table“), die in einem PLU-Modul (Programmable Logic Module) realisiert war [Ric94].

Durch Programmierung der Tabelle ließ sich zwar die Verknüpfungslogik beeinflussen, um z.B. die Erfassung von untersetzten single-Ereignissen zuzulassen oder ganz zu sperren. Eine Verschiebung der Koinzidenzfenster war jedoch nur umständlich durch Änderung von Kabelnängen möglich (Abbildung 2.5).



**Abbildung 2.5: Prinzip des vorherigen Koinzidenztriggers (vereinfacht mit nur zwei Spektrometern dargestellt)**

<sup>2</sup> Statt anhand fortlaufender Ereignisnummern könnte der Eventbuilder die Einzelereignisse auch anhand von Zeitstempeln verknüpfen. Der Ereigniszähler und die Übertragung der Ereignisnummern über Flachbandkabel könnte durch synchronisierte Uhren (mit einem Takt von mindestens 1 MHz) ersetzt werden. In diesem Fall wäre kein solches Steuersignal vom Koinzidenztrigger mehr notwendig.

Die Verzögerungszeiten  $T_{A3}$ ,  $T_{B3}$  und  $T_{C3}$  sind durch eine Reihe von Verzögerungskabeln von den Detektoren zu den ADCs (Analog to Digital Converters) und TDCs (Time to Digital Converters) der Datenerfassung festgelegt. Während dieser Zeiten wird die Triggerentscheidung gefällt.

Mit den Verzögerungszeiten  $T_{A1}$ ,  $T_{B1}$  und  $T_{C1}$  wurde bestimmt, in welcher Zeitbeziehung die Eingangssignale der drei Spektrometer zueinander liegen sollten, um die Datenerfassung durch die Koinzidenz-PLU anzustoßen. Die anschließenden Verzögerungszeiten  $T_{i2}$  ( $i=A,B,C$ ) ergaben sich jeweils aus der Differenz  $T_{i3}-T_{i1}$  (abzüglich der Durchlaufzeit durch die Koinzidenz-PLU selbst).

Die Breite der Koinzidenzzeitfenster konnte ebenfalls nur in der Spektrometerhalle mit einem Potentiometer justiert werden.

Während die Triggersignale aus der Koinzidenz-PLU nicht mehr die volle Zeitauflösung tragen müssen, tragen die durch die Verzögerungskabel  $T_{A3}$ ,  $T_{B3}$  und  $T_{C3}$  gelaufenen Signale mit Sicherheit die ursprüngliche Zeitinformation. In sogenannten „Retiming“-Gattern werden die Triggersignale wieder mit den Kabelsignalen verknüpft, um für Koinzidenzen ein Ausgangssignal mit der vollen Zeitauflösung für die TDCs und ADCs der Datenerfassung bereitzustellen.

Da die Triggersignale innerhalb der Breite der Koinzidenzzeitfenster gegenüber den Ausgangssignalen schwanken konnten, orientierten sich die Öffnungszeiten der Retiming-Gatter an den Breiten der Koinzidenzfenster. Dies konnte bei hohen single-Raten zum Retiming mit einem zufälligen weiteren, d.h. mit einem falschen Eingangssignal führen.

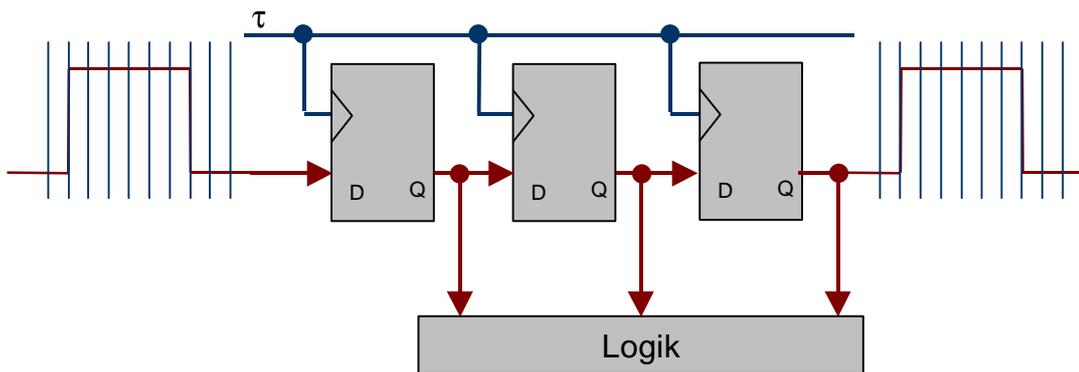
Neben diesem Problem sowie der umständlichen Anpassung der Koinzidenzfenster durch Änderung von Kabellängen (zwei Kabel je Spektrometer) bzw. Potentiometern in der Spektrometerhalle, wies der vorherige Koinzidenztrigger noch zwei weitere Einschränkungen auf. Diese wurden dadurch hervorgerufen, daß die „lookup table“ der PLU jeweils nur bei Eingang eines „strobe“-Signals ausgewertet werden konnte. Als „strobe“-Signal zur Bildung von Koinzidenzen kam das Eingangssignal eines bestimmten Spektrometers zum Einsatz, meist B, so daß nur AB-, BC- und ABC-, nicht aber AC-Koinzidenzen aufgenommen werden konnten. Für jeden Auslesevorgang benötigte das PLU-Modul ca. 80ns, d.h. bei 100k B-Ereignissen pro Sekunde führte dies zu einer zusätzlichen Totzeit von ca. 0,8%, die meist weder in der Analyse berücksichtigt noch gemessen wurde.

### 2.5.3 Funktionsprinzip

Das Ziel bestand darin, die in Abbildung 2.5 in der schraffierten Fläche dargestellten Komponenten durch einen neuen Koinzidenztrigger ohne die genannten Einschränkungen zu ersetzen. Grundidee hierfür ist der Austausch der nur umständlich handhabbaren Verzögerungskabel durch digitale „Schieberegister“.

Schieberegister bestehen aus hintereinandergeschalteten Flip-Flops (Abbildung 2.6). Bei jeder ansteigenden Flanke des an allen Flip-Flops des Schieberegisters gleichermaßen angelegten Taktsignals übernehmen diese jeweils ihr Eingangssignal an den Ausgang.

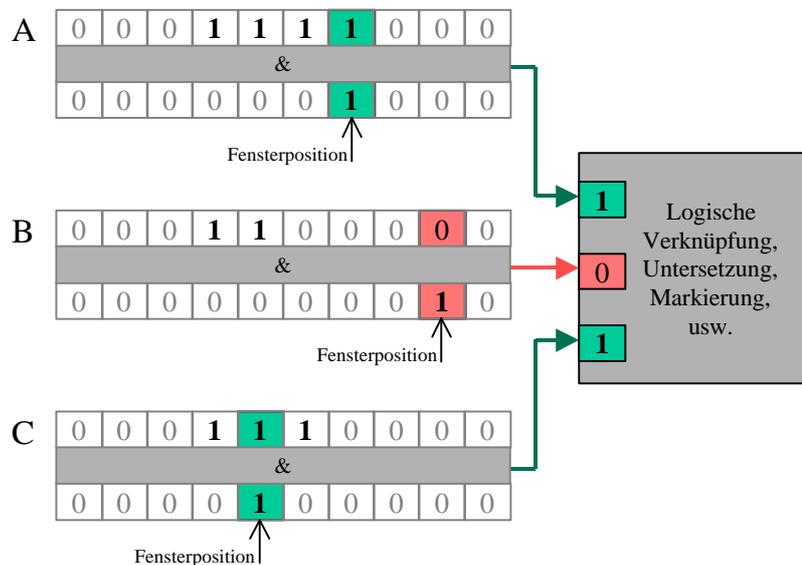
Das Signal am Ausgang des  $i$ -ten Flip-Flops ist gegenüber dem Eingang des ersten Flip-Flops um  $i\tau$  verzögert, wobei  $\tau$  die Periodendauer des Taktsignals ist. Um die Triggerentscheidung stets nach den festen Verzögerungszeiten  $T_{A3}$ ,  $T_{B3}$  und  $T_{C3}$  für das nachfolgende Retiming (s.o.) zu liefern, werden drei Schieberegister fester Länge eingesetzt.



**Abbildung 2.6: Aufbau eines Schieberegisters aus Flip-Flops**

Diese Schieberegister sind naturgemäß an jedem einzelnen ihrer Flip-Flops „anzapfbar“, so daß sie einer nachgeschalteten Logik, wie in Abbildung 2.6 dargestellt, das Eingangssignal zu verschiedenen Zeiten gleichzeitig zur Verfügung stellen können. Ein Schieberegister aus  $n$  Flip-Flops enthält die Zustände des Eingangssignal der vergangenen Zeit  $n\tau$  unterteilt in  $n$  Schritte.

Die an die Schieberegister angeschlossene Logik hat die Aufgabe, aufgrund dieser Informationen über die Eingangssignale Koinzidenzen mit den gewünschten Zeitbeziehungen zu selektieren.



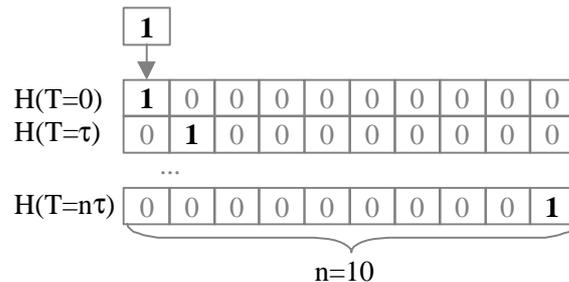
**Abbildung 2.7: Prinzip zur Auffindung von Koinzidenzen innerhalb programmierbarer Koinzidenzzeitfenster**

Abbildung 2.7 zeigt ein Beispiel für Inhalte von Schieberegistern, die durch Eingangssignale dreier Spektrometern A, B und C entstanden sein könnten. In den darunter dargestellten Maskenregistern wurde an der jeweils gewünschten Fensterposition ein Bit gesetzt. Durch permanente bitweise UND-Verknüpfung der Schieberegister mit den Maskenregistern und anschließender logischer Verknüpfung der Ergebnisse werden die Koinzidenzen aufgefunden und deren Ereignisart (im Beispiel eine AC-Koinzidenz) festgestellt.

Für aufgefunde Koinzidenzen (und singles) wird (nach Untersetzung der Ereignisse) eine Markierung in ein für jedes Spektrometer vorhandenes zweites Schieberegister eingespeist und parallel mit dem Eingangssignal mitgeführt.

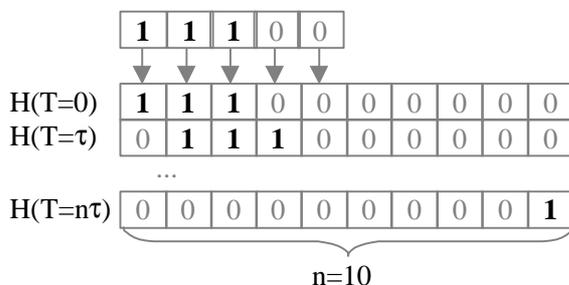
Wenn die Signale das Ende des Schieberegisters erreichen, wird, falls sie zuvor als Koinzidenzereignis markiert worden sind, ein Ausgangssignal für das Retiming und zum Anstoßen der Datenerfassung erzeugt.

Folgendes Beispiel zeigt das Durchlaufen eines Eingangssignals für  $n=10$ :



Die festen Längen der Schieberegister sind mit 200ns so dimensioniert, daß zusammengehörige Ereignisse auch bei maximaler Zeitdifferenz durch unterschiedliche Geschwindigkeit und Bahnlänge der nachzuweisenden Teilchen noch gleichzeitig darin Platz finden.

Um Koinzidenzfenster variabler Breite zu ermöglichen, können die Eingangssignale mit programmierbarer Bitanzahl in die Schieberegister übernommen werden.



Erst wenn das Ende des Eingangssignals das Ende des Schieberegisters erreicht, wird bei einer positiven Koinzidenz-Markierung ein Ausgangssignal erzeugt. Wie das Beispiel für  $n=10$  zeigt, wird auf diese Weise die Dauer des Signaldurchlaufs durch unterschiedliche Breiten der Koinzidenzzeitfenster nicht beeinflusst. Darüber hinaus können so die Koinzidenz-Markierungen über die gesamte Koinzidenzfenster-Breite bis zum Ende des Eingangssignals für die Erzeugung des Ausgangssignals ausgewertet werden.

Die Ausgangssignale stehen demzufolge bis auf Abweichungen von maximal einer Taktperiode in einer festen Zeitbeziehung zu den Eingangssignalen, so daß die Retiming-Gatter jeweils nur eine Taktperiode lang geöffnet werden müssen.

Mit vorbesetzten Bitmasken für die Breiten  $H(0)$  und für die zur Selektion/Markierung von Koinzidenzen relevanten Bitpositionen läßt sich das Funktionsprinzip sehr elegant umsetzen.

Dann sind lediglich ODER- bzw. UND-Operationen zwischen solchen vorbesetzten Parameterregistern und den Schieberegistern erforderlich.

## 2.5.4 Hardware

Schieberegister sind als TTL-Bausteine (Transistor-Transistor Logic) verfügbar. Da für den Koinzidenztrigger jedoch insgesamt 6 Schieberegister (zwei pro Spektrometer für Eingangssignal und Markierung der gefundenen Koinzidenzen) sowie 6 Register (ebenfalls zwei pro Spektrometer für Fensterbreite und Position) und weitere Logik (Schnittstellen zum Rechner, Ereigniszähler, Untersetzung) benötigt werden, wäre ein Aufbau aus vielen TTL-Bausteinen sehr aufwendig.

Daher kommt nur die Realisierung mit einem FPGA (Field Programmable Gate Array) in Betracht. Ein FPGA stellt mehrere hundert bis tausend nahezu beliebig durch Software miteinander verschaltbare Flip-Flops und Gatter auf einem einzigen Halbleiter-Baustein zur Verfügung.

Neben der einfacheren Realisierung hat ein FPGA gegenüber TTLs den Vorteil, daß durch die interne Verschaltbarkeit der Flip-Flops und Gatter die sonst für die externe Verbindung der Bausteine erforderlichen Ein/Ausgabe-Treiber entfallen und demzufolge höhere Taktfrequenzen möglich sind.

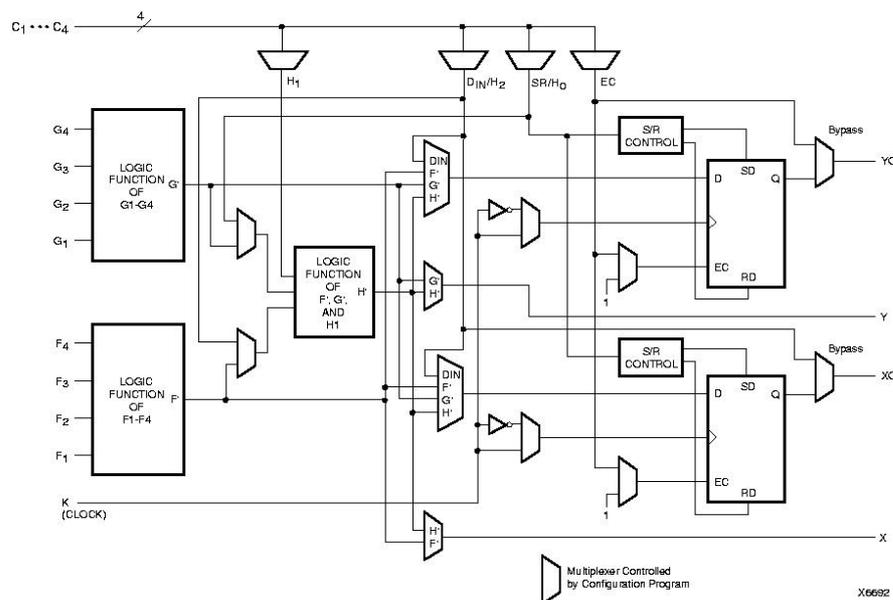


Abbildung 2.8: Blockschaltbild eines Logikblocks des Xilinx-FPGAs [Xil99]

Lecroy bot ein CAMAC-Modul (ULM, Universal Logic Module), auf dem ein FPGA XC4005-5PG156 der Firma Xilinx eingebaut war, an. Über den bereits für andere Spektrometer-Elektronik eingesetzten CAMAC-„Bus“ läßt sich das FPGA programmieren und anschließend z.B. für Konfigurationszwecke auch darauf zugreifen.

Das mit dem Lecroy-Modul mitgelieferte FPGA verfügt über 196 Logikblöcke (Abbildung 2.8), die jeweils u.a. zwei Flip-Flops zur Realisierung der Schieberegister sowie zwei 16x1bit große „lookup tables“ zur Realisierung weiterer Logik oder RAM enthalten.<sup>3</sup>

Wie folgender Tabelle zu entnehmen ist, ist die Geschwindigkeit der Flip-Flops dadurch begrenzt, daß die Halbperioden des Taktsignals bei der mitgelieferten FPGA-Version 4,5ns nicht unterschreiten dürfen.

	XC4005-5PG156	XC4005E-1PG156
Taktsignal high/low	>4,5ns	>3,0ns
Setup-Zeit vor Takt	>4,5ns	>1,8ns
Ausgabe-Zeit nach Takt	<3,7ns	<1,9ns

Unter der Annahme, daß der Takt sich nicht asymmetrischer als im Verhältnis 70:30 in Halbperioden aufteilt, entspricht das einer maximalen Taktfrequenz von 67MHz. Im Hinblick auf eine bessere Zeitauflösung wurde daher das FPGA gegen eine schnellere Version (XC4005E-1PG156) ausgetauscht. Damit ließ sich die Taktfrequenz auf 100MHz erhöhen, so daß sich die Koinzidenzzeitfenster in 10ns-Schritten einstellen lassen.

### 2.5.5 Software

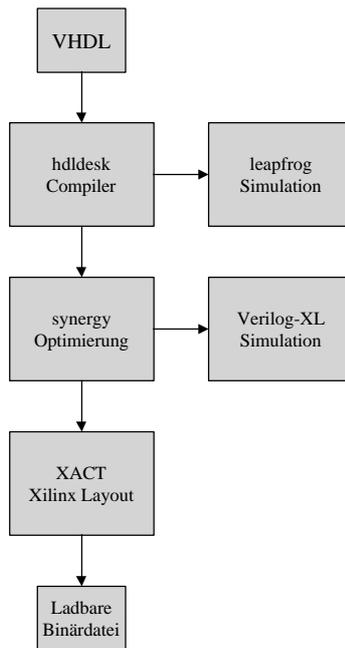
Die Konfiguration und Verschaltung der Logikblöcke des FPGAs wird durch Software festgelegt. Die Software läßt sich entweder aus einem Schaltplan oder mit Hilfe eines Compilers aus einem Programm, das in einer höheren Programmiersprache formuliert ist, erzeugen. Höhere Programmiersprachen wie z.B. VHDL (Very high speed Hardware Description Language) oder SystemC (ähnlich C++) erlauben im Gegensatz zur Schaltplan-Darstellung u.a. arithmetische Ausdrücke und Ablaufstrukturierung wie z.B. Bedingungen oder Schleifen. Außerdem ist ein Quelltext in einer höheren Programmiersprache portabel, d.h. läßt sich sehr einfach auf den Compiler oder FPGA eines anderen Herstellers übertragen.

Da SystemC erst Ende 1999 vorgestellt wurde [Spe01], als der fertige Koinzidenztrigger bereits erprobt wurde, erfolgte die Entwicklung in VHDL. VHDL ist schon seit 1987 vom IEEE (Institute of Electrical & Electronic Engineers) standardisiert [IEE87].

Als Compiler, Optimierer und Simulator wird Cadence<sup>4</sup> eingesetzt (Abbildung 2.9). Cadence läuft unter Solaris, einem UNIX-Derivat, und läßt sich übers Netz von jedem Linux-PC aus bedienen. Aus dem VHDL-Quelltext erzeugt Cadence eine bzgl. Geschwindigkeit und Verbrauch von Logikblöcken optimierte Netzliste. Anschließend plaziert das XACT-Paket der Firma Xilinx die Logikblöcke auf dem Chip, legt die Verbindungen der Logikblöcke fest und erzeugt die in das FPGA ladbare Binärdatei. XACT läuft ebenfalls unter Solaris.

<sup>3</sup> Falls für einen größeren Kurzzeitspeicher z.B. für mehr als 3 Spektrometer die 392 vorhandenen Flip-Flops nicht ausreichen, kann das FPGA auch durch den pinkompatiblen Typ XC4006E-1PG156 mit 512 Flip-Flops ersetzt werden.

<sup>4</sup> Der Einsatz von Cadence wurde im Rahmen des Europractice-Projekts von der Europäischen Gemeinschaft gefördert.



**Abbildung 2.9: Die einzelnen Schritte der Softwareentwicklung**

Die Schieberegister zur Realisierung des Kurzzeitspeichers werden in VHDL folgendermaßen formuliert:

```

process(clock)
begin
  if (clock`event and clock=`1`) then
    for i in 0 to MAXSPEC-1 loop
      histold(i) <= sh_left(histnew(i),1);
      thistold(i) <= sh_left(thistnew(i),1);
    end loop
  end if
end process
  
```

(2.1)

Für jedes Spektrometer  $i$  gibt es zwei Schieberegister,  $hist(i)$  und  $thist(i)$ , die bei jeder ansteigenden Flanke des Taktsignals `clock` um eine Position nach links verschoben werden. Das Schieberegister  $hist(i)$  dient zur Speicherung des Eingangssignals,  $thist(i)$  zur Markierung der gefundenen Koinzidenzen. Der Zustand `old` bezeichnet dabei das jeweilige Schieberegister nach der letzten Verschiebeoperation. Der Zustand `new` wird durch eine Oder-Verknüpfung des Zustands `old` mit neu in die Schieberegister zu übertragenden Werten gebildet:

```

for i in 0 to MAXSPEC-1 generate
  histnew(i) <= (histold(i) or width(i))
               when (eventcd(i) = true)
               else histold(i);
  thistnew(i) <= (thistold(i) or position(i))
               when triple or double(i) or single(i)
               else thistold(i);
end generate
  
```

(2.2)

Geht ein Spektrometersignal ein, wird es im Schieberegister  $hist(i)$  durch Setzen einer der Koinzidenzfensterbreite entsprechenden Anzahl von Bits gespeichert. Das Bitmuster für die gewünschte Fensterbreite wird im Register  $width(i)$  voreingestellt. Gefundene triple-, double- oder single-Ereignisse werden im Schieberegister  $thist(i)$  an der Fensterposition durch Setzen des entsprechenden Bits markiert.

Bei der Erprobung mit Pulsgeneratoren konnte man beobachten, daß eingehende Signale während mehr als einem Taktzyklus in das Schieberegister übernommen wurden und so eine größer als gewünschte Fensterbreite erhielten. Um dies zu verhindern, werden eingehende Spektrometersignale `event(i)` nur bei jeder ansteigenden Flanke des Taktsignals in ein Flip-Flop übernommen, wenn dieses Flip-Flop im vorherigen Taktzyklus noch nicht gesetzt war:

```
process(clock)
begin
  if (clock'event and clock='1') then
    for i in 0 to MAXSPEC-1 loop
      eventcd(i) <= (eventcd(i)=false and event(i)='1');
```

(2.3)

Zum Auffinden von Koinzidenzen (und unteretzten singles) kann nun die UND-Verknüpfung des Schieberegisters `hist(i)` mit der voreingestellten Bitmaske `position(i)`, die an der gewünschten Fensterposition ein gesetztes Bit enthält, gebildet werden:

```
for i in 0 to MAXSPEC-1 generate
  raw(i) <= ((histold(i) and position(i)) and not(inhibitold));
end generate;
triple <= raw(0) and raw(1) and raw(2);
```

(2.4)

Dabei wird mit Hilfe des zusätzlichen Schieberegisters `inhibit` eine Totzeit von 500ns nach jeder gefundenen Koinzidenz eingehalten, um den Ereigniszähler für das Eventbuilding nicht zu früh erneut zu inkrementieren (siehe Kapitel 2.5.1). Die Notwendigkeit für diese Verriegelung zeigte sich erst bei der endgültigen Inbetriebnahme an Fehlermeldungen des Ereigniszählers.

Um Logikblöcke im FPGA zu sparen, werden singles und doubles durch sechs extern angeschlossene programmierbare 16-Bit-Zähler untersetzt. Für jedes Ereignis gibt das FPGA ein „inc“-Signal zum Inkrementieren des Zählers für die jeweilige Ereignisart aus. Der Zähler liefert ein „scaler“-Signal zurück, während er null erreicht hat und daher das nächstfolgende Ereignis aufgenommen werden soll (ein derartiger Zähler konnte durch entsprechende Modifikation eines im Institut für Kernphysik entwickelten Untersetzer-Moduls hergestellt werden):

```
for i in 0 to MAXSPEC-1 generate
  inc_single(i) <= raw(i);
  single(i) <= inc_single(i) and scaler_single(i);
```

(2.5)

Double-Koinzidenzen zweier Spektrometer werden analog (2.4) selektiert entsprechend (2.5) mit Hilfe externer Zähler untersetzt.

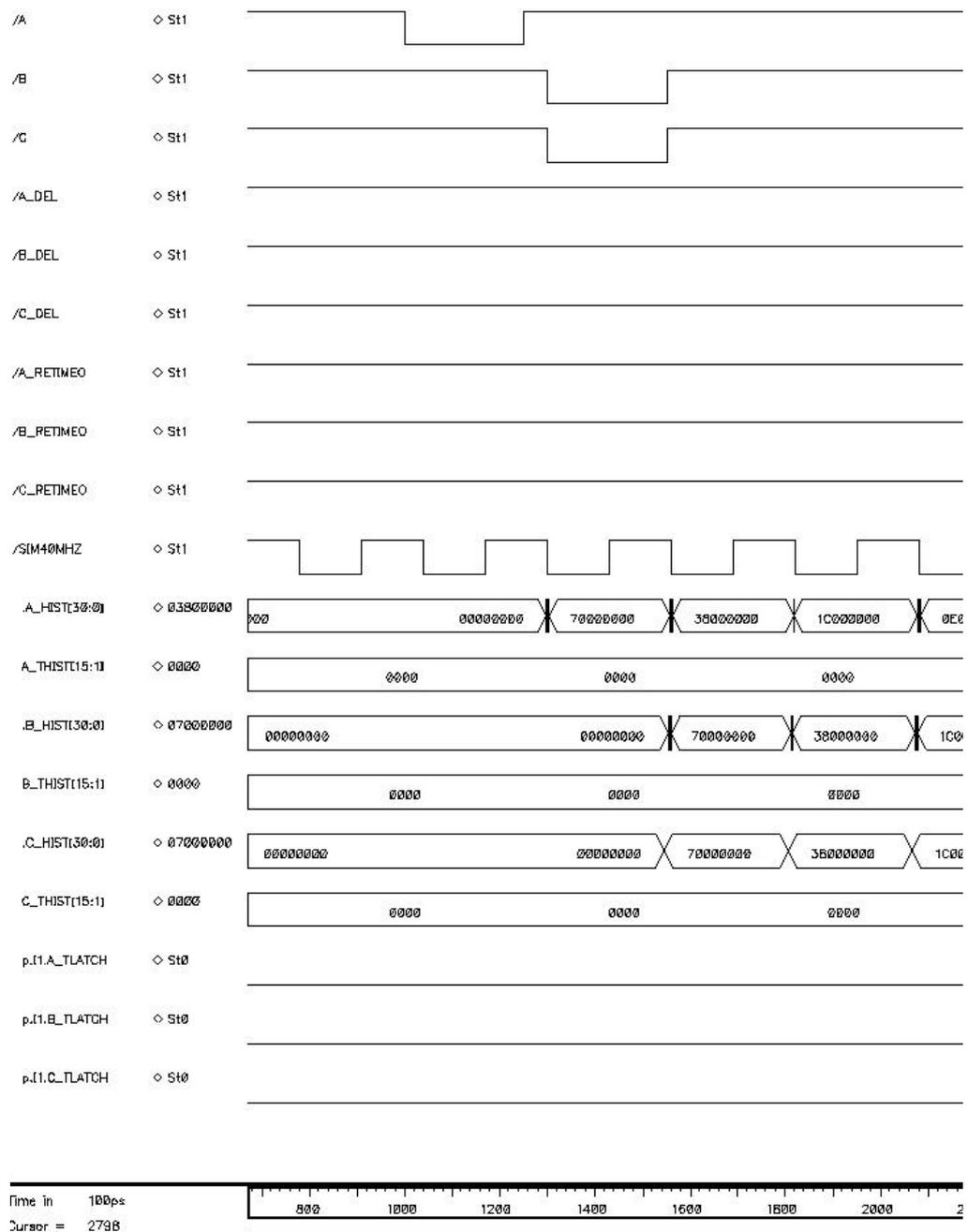
Neben dem VHDL-Quelltext sind noch zwei Randbedingungen notwendig, damit das Entwicklungssystem daraus eine funktionierende FPGA-Implementation erzeugen kann:

1. Der Optimierer darf die Schieberegister in den Logikblöcken des FPGAs nicht als RAM, sondern ausschließlich als Flip-Flops realisieren.
2. Das XACT-Paket darf das Taktsignal, das an alle Flip-Flops der Schieberegister angeschlossen ist, nicht mit vielen einzelnen Verbindungen, sondern mit einem der beim Xilinx-FPGA für solche Zwecke vorhandenen globalen Netze verteilen.

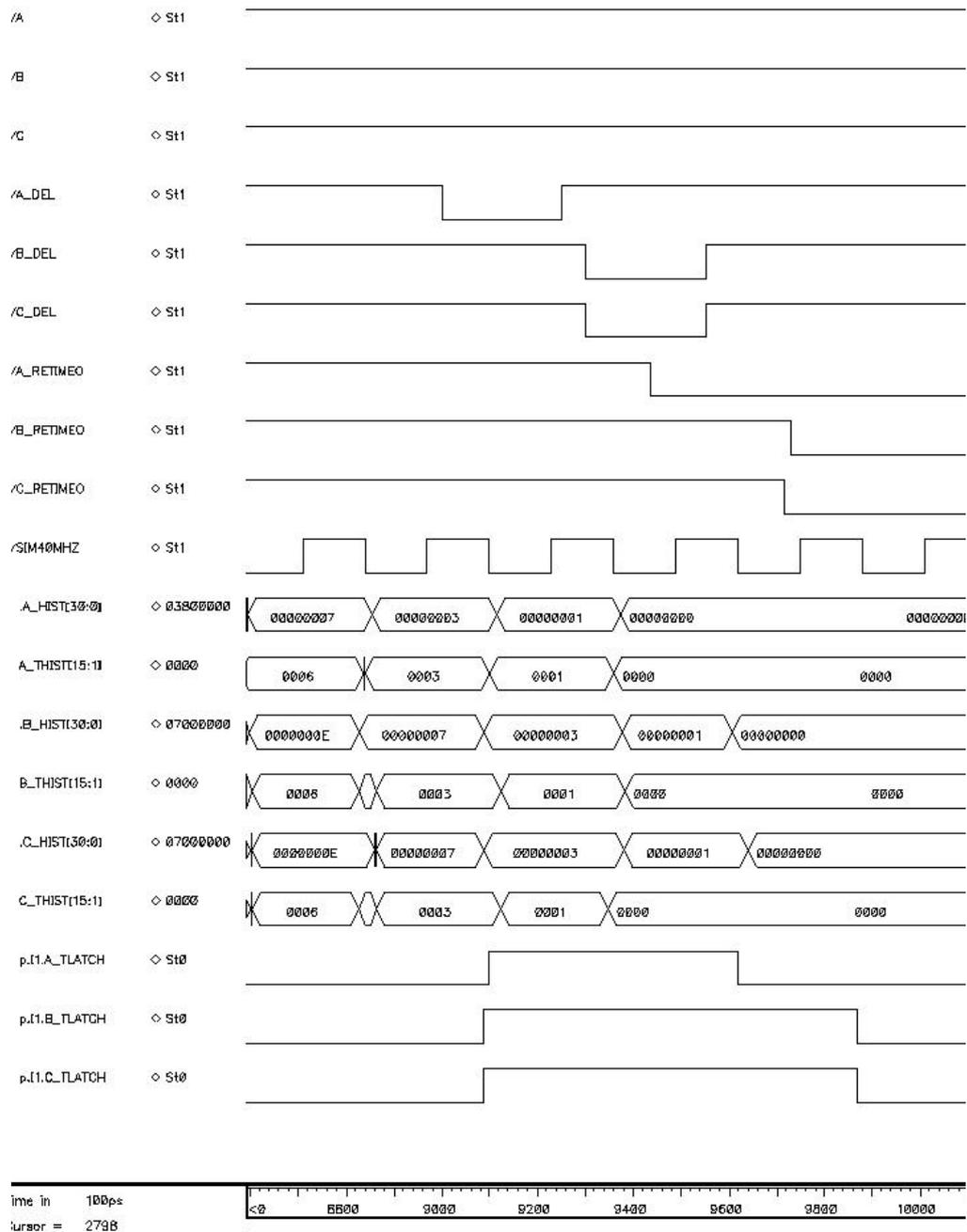
## 2.5.6 Simulation

Aufgrund der Vielzahl der internen Signale im FPGA bei einer vergleichsweise geringen Anzahl von insgesamt 59 Ein/Ausgängen, ist es nicht möglich, sämtliche Signale am FPGA selbst zu beobachten, um insbesondere die Formulierung der Schieberegister zu überprüfen. Stattdessen wurde die aus der VHDL-Beschreibung erzeugte Netzliste mit dem Cadence-System simuliert.

Getestet wurden sowohl Eingangssignale, die innerhalb der Koinzidenzfenster für ein triple-Ereignis lagen, als auch solche, die außerhalb lagen. Abbildungen 2.9 und 2.10 zeigen die erfolgreiche Selektion eines triples mit den Werten aller 6 Schieberegister für jeden Taktzyklus. Die Simulation erfolgte mit einer Periodendauer des Taktsignals  $\tau=25\text{ns}$  und Schieberegistern aus  $n=32$  Flip-Flops, so daß der Trigger in einer Zeit von  $n\tau=800\text{ns}$  durchlaufen wurde.



**Abbildung 2.10: Simulation einer triple-Koinzidenz mit Verilog-XL (bei Übernahme in die Schieberegister)**



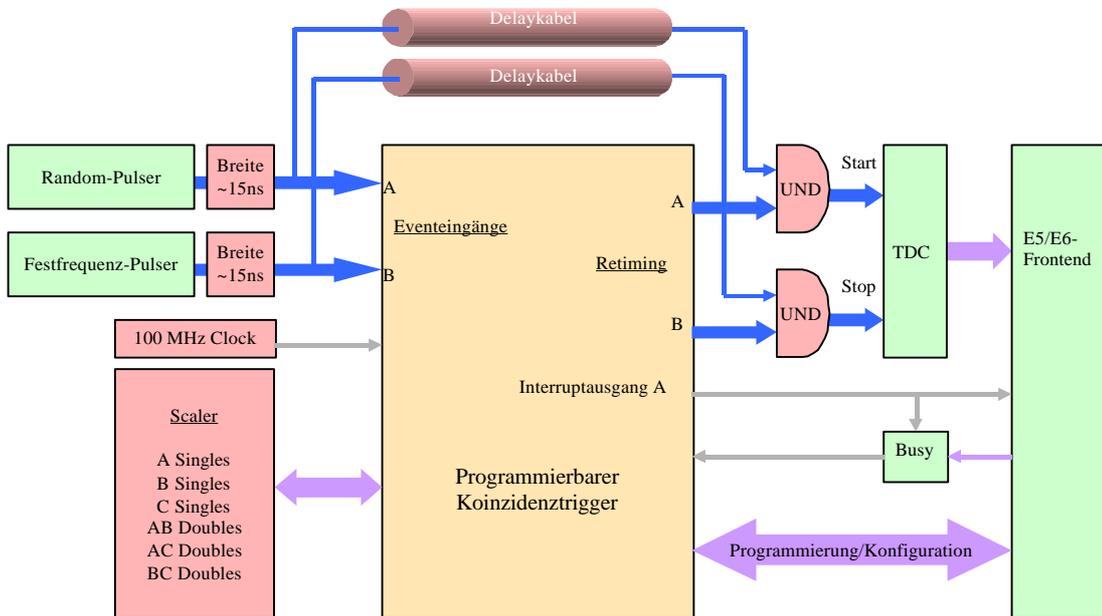
**Abbildung 2.11: Simulation einer triple-Koinzidenz mit Verilog-XL (800ns später am Ende der Schieberegister)**

### 2.5.7 Erprobung

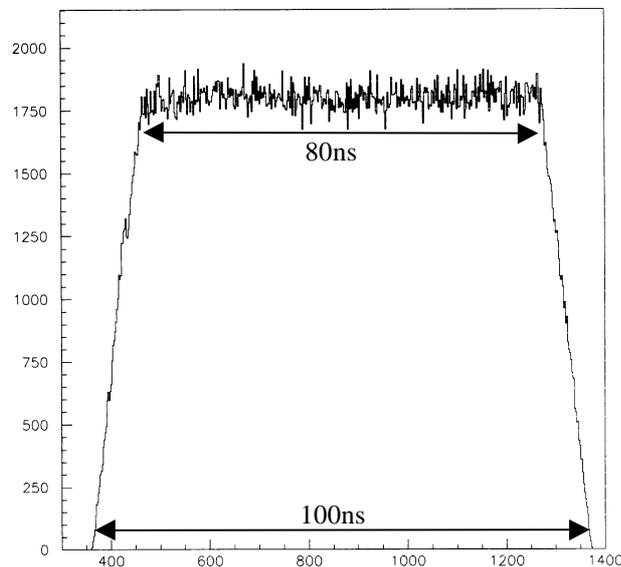
Zunächst wurde das FPGA mit zwei Pulsgeneratoren an den Eingängen und einem an den Ausgängen verbunden (Abbildung 2.12), um die Selektion von zufälligen Ereignissen anhand von Koinzidenzzeitenspektren zu überprüfen.

Die Breite der Eingangssignale wird mit  $\approx 15\text{ns}$  so eingestellt, daß diese in jedem Falle eine Taktperiode  $\tau=10\text{ns}$ , aber nicht mehr als zwei Taktperioden überdecken. Die Übernahme der Eingangssignale in die Schieberegister wird anhand von Diagnosesignalen kontrolliert, die das letzte Bit der Schieberegister an einen FPGA-Ausgang führen. Außerdem werden die Verzöge-

rungskabel so dimensioniert, daß die verzögerten Signale stets in die Retiming-Signale an den UND-Gattern fallen. Anstelle von Verzögerungskabeln können keinesfalls NIM-Timer-Module verwendet werden, da deren Signalverzögerung nicht konstant ist, sondern u.a. von der Frequenz der Eingangssignale abhängt.

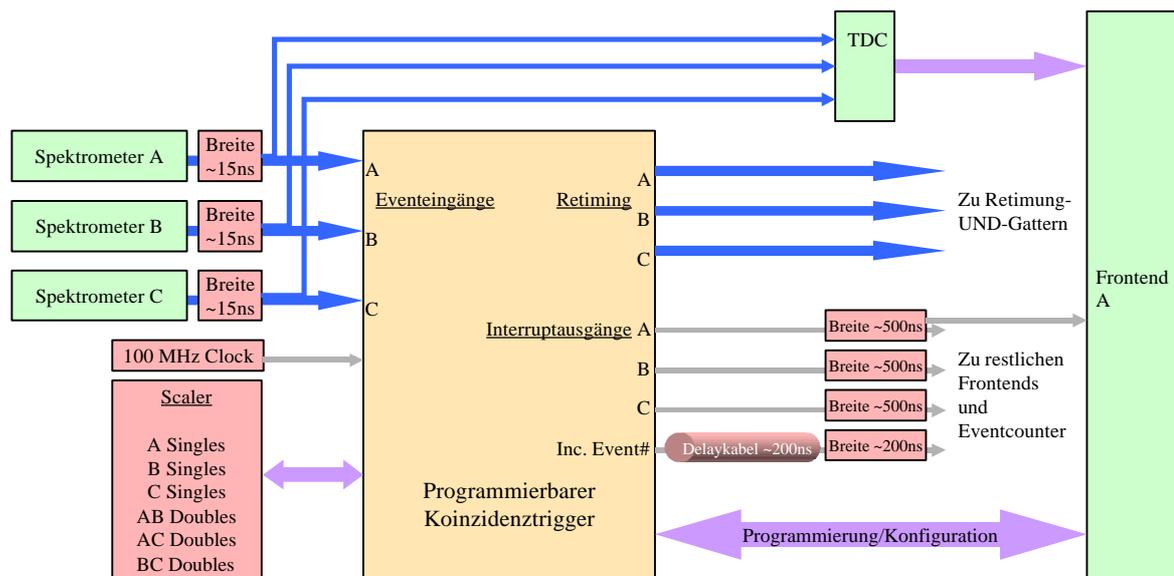


**Abbildung 2.12: Aufbau zur Überprüfung des Koinzidenztriggers mit Pulsgeneratoren**



**Abbildung 2.13: Zeitspektrum zufälliger Koinzidenzen bei einer Fensterbreite von 80ns**

Das aufgenommene Zeitspektrum (Abbildung 2.13) zeigt die flache Verteilung der Selektionseffizienz über die eingestellte Breite des Koinzidenzzeitfensters. Innerhalb der statistischen Genauigkeit sind keine Ineffizienzen feststellbar. An den Rändern fällt die Effizienz linear in einem Bereich von jeweils 10ns auf null ab. Dort werden die Ereignisse noch teilweise selektiert, weil die Koinzidenzzeitfenster nur mit einer Auflösung von einer Taktperiode  $\tau=10\text{ns}$  berücksichtigt werden.



**Abbildung 2.14: Integration des programmierbaren Koinzidenztriggers in die Drei-Spektrometer-Anlage**

Schließlich wurde der Koinzidenztrigger in die Drei-Spektrometer-Anlage integriert (Abbildung 2.14). Außer den Spektrometersignalen war hierzu der Ereigniszähler anzuschließen. Als zusätzliche Kontrollinformation speichert der Ereigniszähler neben der Nummer auch den Typ des Ereignisses. Da der programmierbare Koinzidenztrigger die einzelnen Bits für die Ereignisart nicht genau gleichzeitig, sondern maximal um die Breite der Koinzidenzfenster (200ns) verschoben setzt, werden diese Eingänge des Ereigniszählers mit einer Breite von insgesamt 500ns versehen. Außerdem wird das Signal zur Übernahme der Bits und zum Inkrementieren des Zählers um 200ns gegenüber dem Ausgang am FPGA verzögert und mit einer Breite von 200ns versehen.

Beim ersten Einsatz im Oktober 1999 wurden triples, doubles und singles aus der Reaktion  $^{16}O(e, e' pp)^{14}C$  abwechselnd sowohl mit dem vorherigen als auch dem programmierbaren Trigger selektiert. Sowohl die damit gemessenen Anzahlen der verschiedenen Ereignisse als auch sämtliche Histogramme waren innerhalb der statistischen Fehler jeweils miteinander verträglich.

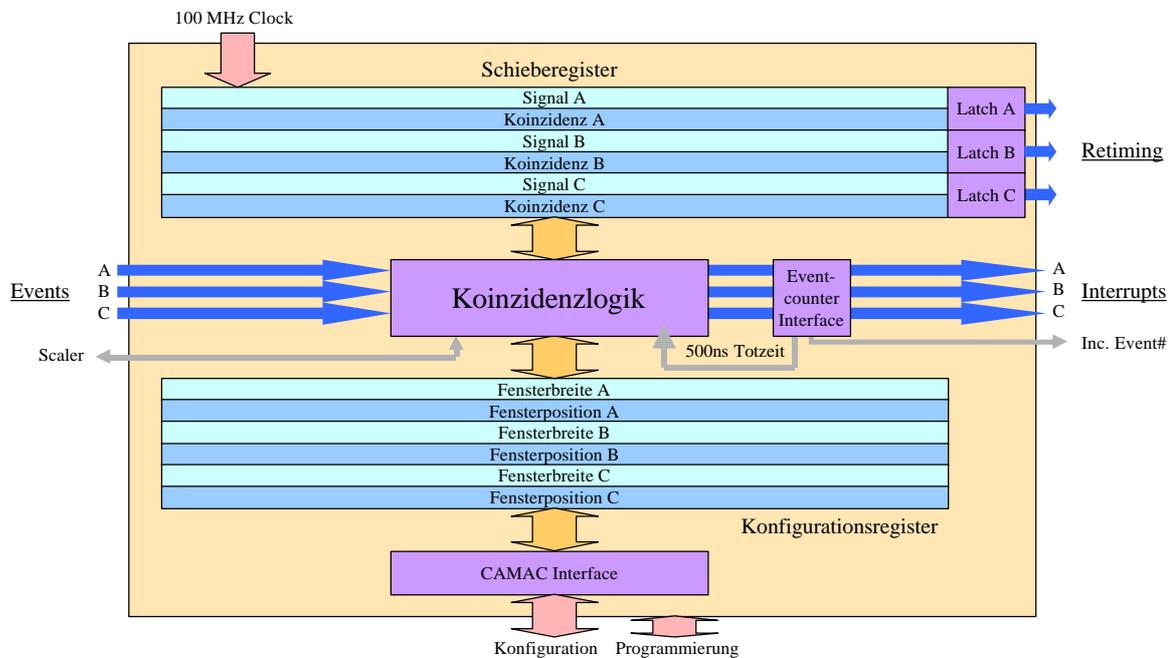
### 2.5.8 Eigenschaften

Der programmierbare Trigger bietet gegenüber dem vorherigen Design vor allem hinsichtlich Programmierbarkeit der Koinzidenzzeitfenster, der simultanen Selektion aller drei double-Ereignisarten, der totzeitfreien Selektion der Ereignisse erhebliche Verbesserungen, was schließlich zur Ablösung des vorherigen Koinzidenztriggers führte.

Die Eigenschaften des neuen Triggers faßt folgende Tabelle zusammen:

Anzahl der Ereignisseingänge	3
Position der Koinzidenzzeitfenster	20-160ns, einstellbar in 10ns-Schritten
Breite der Koinzidenzzeitfenster	20-160ns, einstellbar in 10ns-Schritten
Durchlaufzeit von Ereignisseingang zu Retiming-Ausgang („delay“-Parameter)	80-200ns, einstellbar in 10ns-Schritten
Breite der Retiming-Fenster	20ns
Elektronischer Jitter nach Retiming	<100ps

Realisiert wurde der Koinzidenztrigger auf einem einzigen Halbleiter-Baustein, einem sogenannten FPGA (Field Programmable Gate Array), dessen Aufbau Abbildung 2.15 zeigt.



**Abbildung 2.15: Blockdiagramm des programmierbaren Koinzidenztriggers**

Dieser Aufbau wird per Software, die über den CAMAC-„Bus“ in das FPGA geladen wird, festgelegt. Anschließend können durch Setzen der Parameterregister – ebenfalls über den CAMAC-Bus – die Bitmasken für die Breite und Position der Koinzidenzfenster für die drei Spektrometer vorgegeben werden.

Gehen Signale von einem Spektrometer ein, speist die Koinzidenzlogik sie mit der vorgegebenen Fensterbreite durch eine ODER-Operation in das zum Spektrometer gehörige Schieberegister ein. Durch permanente UND-Verknüpfung dieser Signal-Schieberegister mit den Bitmasken, in denen jeweils ein Bit an der gewünschten Fensterposition gesetzt ist, werden single-, double- und triple-Ereignisse ausgewählt. Nach Untersetzung der gefundenen Ereignisse durch für jede Ereignisart angeschlossene externe Untersetzer („Scaler“) werden die selektierten Er-

eignisse durch eine ODER-Operation in den parallel mit den Signal-Schieberegistern mitlaufenden Koinzidenz-Schieberegistern markiert.

Darüber hinaus wird für jedes selektierte Ereignis die Ereignisart an den Ereigniszähler geliefert, damit später eine Synchronisierung der von den drei Spektrometern erfaßten Datenströme erfolgen kann. Eine 500ns-lange Totzeit nach jedem selektierten Ereignis erlaubt dem Ereigniszähler das Inkrementieren. Die weitere Verriegelung für die Dauer der Datenerfassung erfolgt lokal auf den betroffenen Spektrometern (s.u.).

Während die Signale den Koinzidenztrigger in den Schieberegistern durchlaufen, werden sie parallel durch Kabel verzögert. Wenn sie das Ende der Signal-Schieberegister erreichen, wird bei vorhandener Markierung im Koinzidenz-Schieberegister ein „Gate“ erzeugt. Dieses Gate wird mit den per Kabel verzögerten Eingangssignalen verknüpft, um für die Koinzidenzen ein Ausgangssignal mit der vollen Zeitauflösung für die TDCs und ADCs der Datenerfassung bereitzustellen.

## 2.6 Datenerfassung

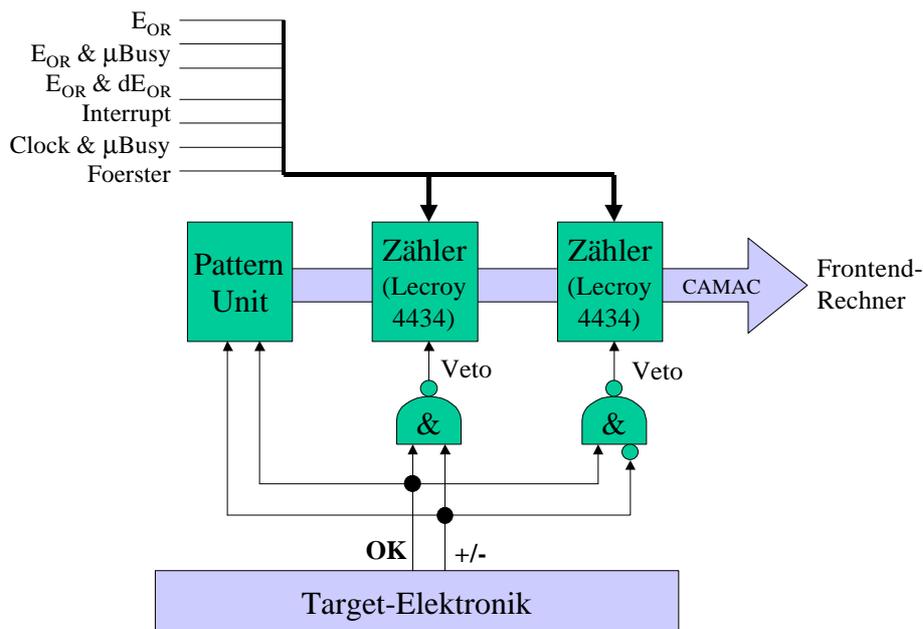
Jedes Spektrometer ist mit einem eigenen „Frontend“-Rechner ausgerüstet, der auf eine Anforderung des Triggers hin die Daten der einzelnen Detektoren ausliest und über Ethernet-Netzwerk in den Meßraum transferiert. Über VME-, CAMAC- und Fast-Bus werden die ADCs, TDCs und Zähler der Spektrometerelektronik abgefragt.

Während der Auslese eines Ereignisses, die mehrere 100 $\mu$ s in Anspruch nimmt, ist das jeweilige Spektrometer für neue Triggeranforderungen mit Hilfe der Spektrometer-PLU und des „ $\mu$ Busy“-Moduls gesperrt. Durch das Zählen von 10kHz-Impulsen während des gesperrten Zustands wird die kumulierte Totzeit des Frontends bestimmt. [Ric94]

Durch den Einbau des programmierbaren Koinzidenztriggers hat sich an diesem Verfahren zur Verriegelung der Spektrometer während der Datenerfassung und zur Bestimmung der Totzeit nichts verändert. Daher konnte auch die Software zur Totzeitkorrektur im Rahmen der Datenanalyse [Kah99] beibehalten werden.

Um die Totzeit der Spektrometer gering zu halten, wurde zur Auslese des Neutronendetektors ebenfalls ein eigenes Frontend eingebaut. An Trigger und Ereigniszähler wurde dieses Frontend an den dritten Eingang statt Spektrometer C angeschlossen. Weil der Neutronendetektor nur über kurze Verzögerungskabel vor seinen ADCs verfügt, wird für die ADCs eine schnelle Triggerentscheidung benötigt. Daher wurden Frontend und Elektronik des Neutronendetektors auf der Bühne von Spektrometer A installiert, wo sich auch der Koinzidenztrigger befindet.

Damit für jedes Ereignis, an dem Spektrometer A oder B beteiligt sind, die Strahl- und Targetpolarisation feststellbar ist, werden die Polarisations-signale dort jeweils gemeinsam mit den ADCs und TDCs ausgelesen. Außerdem sind in der Elektronik des Neutron-Detektors sämtliche Zähler (z.B. für das Signal der Foerster-Sonde) jeweils doppelt für beide Strahl- bzw. Targetpolarisationsrichtungen vorhanden, um eine polarisationsabhängige Bestimmung der integrierten Luminosität und Totzeit zu ermöglichen. Hierfür liefert die Targetelektronik zwei logische Signale. Eines trägt das Vorzeichen der Polarisierung in Y-Richtung. Ein weiteres „OK“-Signal ist gesetzt, solange der Betrag der Feldstärke des magnetischen Führungsfeld in Y-Richtung einen Schwellwert überschreitet (Abbildung 2.16).



**Abbildung 2.16: Erfassung der Targetpolarisation jedes Ereignisses und Bestimmung der polarisationsabhängigen Luminosität**

Im Meßraum werden die Datenströme der einzelnen Spektrometer und des Neutronendetektors durch den Eventbuilder-Rechner anhand der Information des Ereigniszählers zusammengeführt und anschließend auf Festplatten und CDs archiviert.

Für die ersten  $G_E^n$ -Strahlzeiten wurde zur Datenerfassung das MECDAS-Paket [Kry96] eingesetzt. Die Frontend-Rechner bestanden aus einer Kombination einer Motorola-68020- und einer 68030-CPU. Auf jedem Spektrometer konnten damit bis zu 200 Ereignisse pro Sekunde ausgelesen werden. Durch die Verwendung eines einfacheren Datenformats zwischen Frontends und Eventbuilder ließ sich die maximal erfaßbare Ereigniszahl auf bis zu 1180 (Spektrometer A) bzw. 870 (Spektrometer B) pro Sekunde erhöhen, wie Versuche zur Erhöhung der single-Statistik zeigten [Mer96].

Im Zuge des Austauschs der Frontend-Hardware durch schnellere Intel-Pentium-CPU's wurde die Datenerfassungs-Software vor der letzten  $G_E^n$ - und  $A_Y^0$ -Strahlzeit durch das noch leistungsfähigere „Aqua++“-Paket [Dis01] ersetzt.

## 2.7 Experimentsteuerung

Aufgaben des Steuerungssystems sind die Einstellung der Detektorparameter wie z.B. Hochspannungen, Diskriminatorschwellen oder die Programmierung des Koinzidenztriggers sowie die Protokollierung langsam veränderlicher Meßwerte (z.B. Temperaturen oder Strahlstrom). Darüber hinaus sind die Meßwerte auf Abweichungen von ihren Sollwerten zu überwachen. Diese Aufgaben werden vom Softwarepaket „Mezzo“ [Dis01] wahrgenommen, wobei eine graphische Oberfläche dem Experimentator sämtliche Meßwerte visualisiert.

Die Steuerungssoftware nutzt eine von der Datenerfassung im wesentlichen getrennte Rechner-Infrastruktur: Digital-I/O-, DAC- und ADC-Module sind über Interbus an Industrie-PCs angeschlossen. Einige wenige CAMAC-Module wie z.B. Diskriminatoren und Trigger werden über

die Frontends der Datenerfassung angesprochen. Da diese Module in der Regel lediglich vor Beginn der Datennahme einmal initialisiert werden, beeinflußt dies die Auslese der Ereignisse nicht.

Damit der Koinzidenztrigger über das System steuerbar ist, wurde ein entsprechender Aqua++-Gerätetreiber entwickelt. Das Treiberprogramm rechnet die gewünschten Positionen und Breiten der Zeitfenster in die entsprechenden Registerwerte um und führt die CAMAC-Zugriffe zum Setzen dieser Werte aus. Als Grundlage für den Aqua++-Treiber diente ein bereits für die vorher eingesetzte Software „ECS“ (Experiment Control System) entwickelter Treiber.

Weil der Neutronendetektor ausschließlich für dieses Experiment an der Drei-Spektrometer-Anlage betrieben wurde, war die Integration in die Steuersysteme ECS und Aqua++ zum Setzen seiner wenigen Parameter unverhältnismäßig aufwendig. Anstelle von Treibersoftware wurde hierfür nur ein einfaches Shellsript erstellt.

# Kapitel 3

## Durchführung des Experiments

### 3.1 Kinematiken

Wie bereits in Kapitel 1 beschrieben, soll sowohl der elektrische Formfaktor  $G_E^n$  als auch die Targetasymmetrie  $A_Y^0$  in kollinearer Kinematik (Abbildung 3.1) bestimmt werden, und zwar bei einem quadrierten Impulsübertrag von  $q^2 = -0,67(\text{GeV}/c)^2$  [Hei95].  $A_Y^0$  soll darüber hinaus auch in der Nähe des quadrierten Impulsübertrag einer früheren A3-Messung [Bec97] von  $q^2 = -0,33(\text{GeV}/c)^2$  gemessen werden.

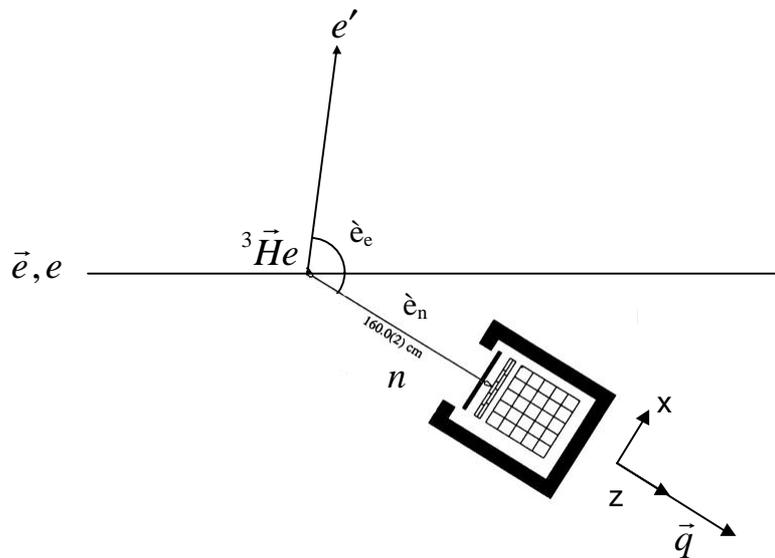


Abbildung 3.1: Aufbau zur Messung in kollinearer Kinematik

Mit der am MAMI-Beschleuniger maximal verfügbaren Einschußenergie ergibt sich für den größeren quadrierten Impulsübertrag durch Lösen der Gleichungen (1.1) und (1.2) folgende Kinematik A:

$k_0$	$q^2$	$\theta_e$	$\theta_n$	$k_0'$
855 MeV	$-0,67(\text{GeV}/c)^2$	$78,6^\circ$	$32,2^\circ$	486 MeV

Bei der Berechnung obiger Kinematik (mit dem zur Simulation entwickelten Programm „kin\_nu“, siehe Kapitel 4.2) wurde die hauptsächlich gesuchte Reaktion  ${}^3\text{He}(e, e'n)pp$  zugrunde gelegt, d.h.  $M_A$  ist die Ruhemasse des  ${}^3\text{He}$ -Kerns,  $M_N$  die des Neutrons und  $M_B$  die

Summe der Ruhemassen zweier Protonen und 2,8 MeV für die wahrscheinlichste kinetische Energie des pp-Restsystems [Jan87].

Da das Impulsspektrum des gestreuten Elektrons durch den Fermiimpuls des Neutrons im Kern verbreitert wird, gibt  $k_0'$  lediglich die Lage des quasielastischen Piks im Impulsspektrum an. Darauf ist demzufolge der „Zentralimpuls“ (nicht der „Referenzimpuls“) des Spektrometers einzustellen.

Um beim kleinerem quadrierten Impulsübertrag zu messen, wäre eine Änderung des Streuwinkels des Elektrons durch Bewegen des Spektrometers auf dem Drehkranz denkbar. Eine solche Winkeländerung scheidet jedoch aufgrund der mechanischen Konstruktion des magnetischen Führungsfeldes des Targets aus. Wird folglich der Streuwinkel des Elektrons beibehalten und stattdessen die Einschußenergie auf 600 MeV reduziert, ergibt sich folgende Kinematik B:

$k_0$	$q^2$	$\theta_e$	$\theta_n$	$k_0'$
600 MeV	$-0,37(\text{GeV}/c)^2$	$78,6^\circ$	$36,0^\circ$	388 MeV

Der Streuwinkel des Neutrons ist in diesem Falle geringfügig größer als in Kinematik A, liegt aber noch im Akzeptanzbereich des Neutron-Detektors von  $32,2^\circ \pm 8,8^\circ$ , so daß der nicht so einfach drehbare Neutron-Detektor auf seiner Position belassen werden konnte.

Leider wurde für  $k_0'$  statt des richtigen Wertes von 388 MeV ein kleinerer Wert von 342 MeV eingestellt. Der Grund für diesen Fehler ist darin zu suchen, daß bei  $k_0' = 342 \text{ MeV}$  zwar der Impulsübertrag gerade in Richtung des Neutron-Detektors zeigt ( $\theta_q = 32,2^\circ$ ,  $q^2 = -0,33(\text{GeV}/c)^2$ ), aber die Kinematik nicht mehr kollinear ist ( $\theta_q \neq \theta_n$ ,  $\vec{p} = -\vec{p}_B \neq 0$ ). Wie sich das im einzelnen auf die akzeptierten Fermiimpulse des Neutrons  $\vec{p}$  auswirkt, wird im Rahmen der Datenanalyse mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation untersucht.

### 3.2 Messungen

Mit dem gleichen experimentellen Aufbau wurden sowohl mehrere  $G_E^n$ -Strahlzeiten mit polarisierten Elektronen als auch eine  $A_Y^0$ -Strahlzeit mit unpolarisiertem Elektronenstrahl durchgeführt:

Programm	Kinematik	Datum	Dauer	Datennahme
Erprobung der Detektoren mit unpolarisiertem Strahl und Target	A	5/1996	120h	
Eichung mit $H_2$ - und Leertarget und $G_E^n$ -Messung	A	7/1997	120h	70h
$G_E^n$ -Messung	A	6/2000	240h	124h
$A_Y^0$ -Messung	A/B	6/2000	107h	75h

Damit die Meßdaten schon während der Messung vorläufig analysiert und so auf Fehler überprüft werden konnten, wurde die Online-Analysesoftware der A1-Kollaboration Cola++ [Dis01] um Unterprogramme für den Neutron-Detektor (vor allem zur Korrektur der Koinzidenzzeit, siehe Kapitel 4.1.3) und für die polarisationsabhängigen Zähler erweitert.

Darüber hinaus wurden Histogramme zur Darstellung der ADC-Rohdaten des Neutron-Detektors angelegt, anhand derer die passende Hochspannung für jeden Photomultiplier gefunden und während der Messung überwacht werden konnte. Außerdem wurden vorläufige Schnitte zur Selektion gültiger Elektron-Neutron-Ereignisse und zur Bildung der Strahl- bzw. Targetasymmetrien definiert, um die gesammelte Statistik jederzeit ermitteln zu können.

Während zur  $G_E^n$ -Messung regelmäßig die longitudinale Strahlpolarisation umgekehrt wurde, wurde zur Messung der Targetasymmetrie  $A_Y^0$  die Targetpolarisation in Y-Richtung im 30-Sekunden-Takt innerhalb von jeweils ca. 2,5s umgekehrt.

Entsprechend wurde die Beschaltung der polarisationsabhängigen Zähler, die während der  $G_E^n$ -Messung zur Bestimmung der Luminosität für die beiden Strahlpolarisationsrichtungen dienten, für die  $A_Y^0$ -Messung so abgeändert, daß die Luminosität für die beiden Targetpolarisationsrichtungen gemessen wurde.

Im folgenden wird speziell auf die Durchführung der  $A_Y^0$ -Messung eingegangen, deren Analyse Gegenstand des nächsten Kapitels ist.

Damit während der Prozesse zur Umkehrung der Targetpolarisation stets ein nichtverschwindendes magnetisches Führungsfeld zur Erhaltung der Polarisation vorhanden war, wurde jeweils vor dem Nulldurchgang der Feldstärke in Y-Richtung eine Feldkomponente in X-Richtung aufgebaut und nach dem Nulldurchgang wieder abgebaut. Die Steuerung erfolgte durch einen PC, an den zwei fernsteuerbare Netzteile für die Spulen in X- und Y-Richtung angeschlossen waren.

Leider zeigte sich bereits drei Stunden nach Strahlzeitbeginn, daß es zu einem Absturz eines oder beider Netzteile kommen konnte, ohne daß der PC den Fehler bemerkte. Bei Ausfall der Steuerung in X-Richtung verschwand das Führungsfeld kurzzeitig bei den Feldumkehrungen in Y-Richtung. Bei Ausfall in Y-Richtung konnte das Führungsfeld sogar die überwiegende Zeit ausfallen, so daß die Polarisation des Targets einmal ganz verloren ging. Der notwendige Austausch der Targetzelle dauerte vier Stunden.

Innerhalb von 2 Tagen Meßzeit wurden in Kinematik A ca. 7000  ${}^3\bar{H}e(e, e'n)pp$ -Ereignisse gesammelt, was dem für die  $A_Y^0$ -Messung angestrebten statistischen Fehler von etwa  $\pm 0,03$  entsprach. Für die verbleibenden 2,5 Tage bestanden zwei Optionen: Das Sammeln weiterer Ereignisse für die  $G_E^n$ -Messung oder eine  $A_Y^0$ -Messung bei Kinematik B. Erstere hätte lediglich zu einer Verringerung des statistischen Fehlers für  $G_E^n$  um etwa 10% geführt. Die Entscheidung fiel auf eine Umstellung auf Kinematik B, da bei dem niedrigeren quadrierten Impulsübertrag noch überhaupt keine Messungen für  $A_Y^0$  vorlagen. Die hierfür notwendige Energieumstellung des MAMI-Beschleunigers nahm 6,5 Stunden in Anspruch.

Am vierten Tag der Messung trat mit Targetzelle „118j“ eine wesentlich erhöhte Anzahl von Single-Ereignissen im Neutron-Detektor von 4 MHz statt der üblichen ca. 400 kHz auf. Das Problem ließ sich erst nach vier Stunden durch Austausch der Targetzelle wieder vollständig

beseitigen. Als drei Stunden vor Strahlzeitende ein gravierendes Problem mit einem Klystron des MAMI-Beschleunigers auftrat, wurde die Strahlzeit vorzeitig beendet.

In Kinematik B wurden insgesamt ca. 9000  ${}^3\bar{H}e(e, e'n)pp$ -Ereignisse gesammelt.

# Kapitel 4

## Datenanalyse

Ziel der Datenanalyse ist die Bestimmung der Targetasymmetrie  $A_Y^0$  für die beiden Reaktionen  ${}^3\bar{H}e(e, e'n)$  und  ${}^3\bar{H}e(e, e'p)$ . Hierfür sind alle Ereignisse dieser Reaktionen aus den Meßdaten zu selektieren, um anschließend jeweils aus den Ereigniszahlen bei Targetpolarisation in positiver und negativer Y-Richtung das Asymmetrieverhältnis bilden zu können.

Die Hauptschwierigkeit besteht dabei darin, daß mit dem verwendeten Neutron-Detektor keine reine Selektion von Neutronen möglich ist. Neben zufälligen Untergründereignissen wird auch ein Teil der Protonen als Neutronen nachgewiesen. Für die auf diese Weise beigemischten Protonereignisse ist die Targetasymmetrie deutlich kleiner als für die Neutronereignisse, deren Asymmetrie dadurch verdünnt wird.

Bei der Bestimmung von  $G_E^n$  wirkt sich eine solche Verdünnung nicht auf das Ergebnis aus, sondern kürzt sich im Quotienten aus senkrechter und paralleler Asymmetrie heraus.

Zur absoluten Bestimmung von  $A_Y^0$  ist jedoch ein genaues Verständnis der Protonenbeimischung erforderlich.

Gleiches gilt naturgemäß auch für Neutronen, die irrtümlich als Proton nachgewiesen werden. Aufgrund des größeren Wirkungsquerschnitts für die quasielastische Streuung eines Protons und der größeren Nachweiseffizienz für Protonen im Detektor ist die Beimischung in diesem Fall allerdings vernachlässigbar.

Messung und Analyse werden mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation der quasielastischen Streuung am  ${}^3\bar{H}e$  überprüft.

### 4.1 Ereignisselektion

#### 4.1.1 Spektrometer

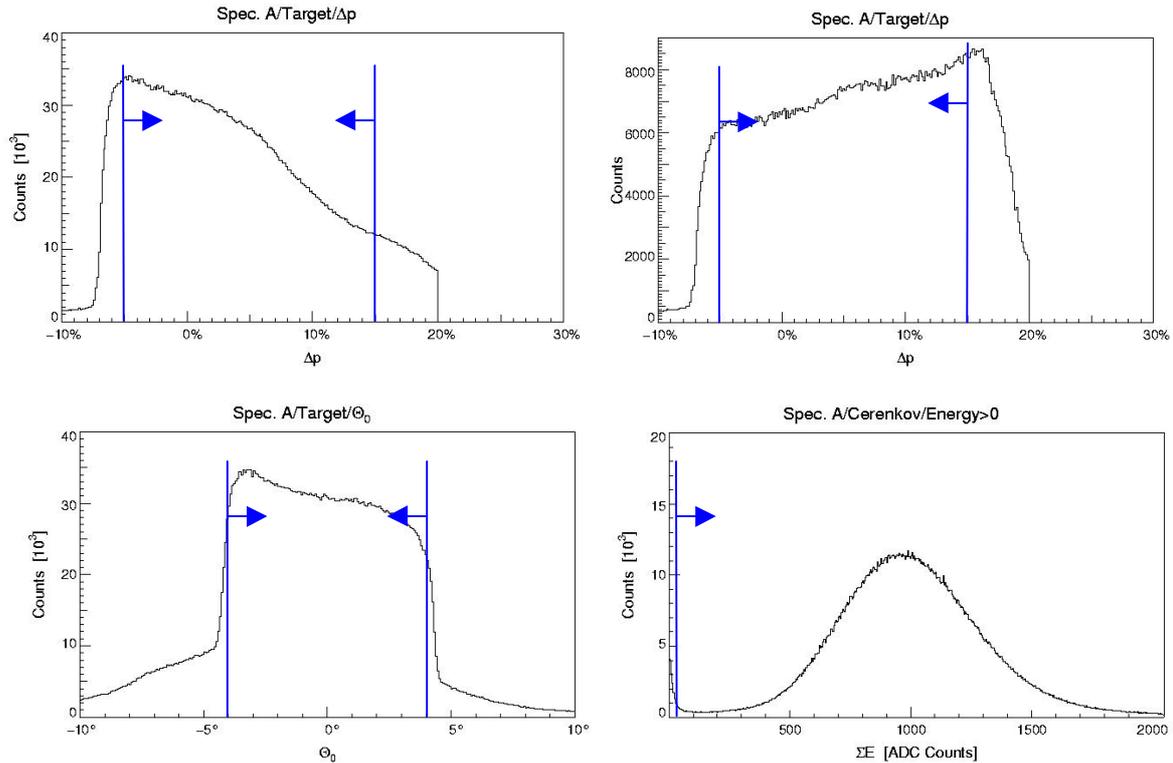
Die Analyse der Spektrometer-Rohdaten beginnt mit der Suche nach einer Spur in den Driftkammern. Wird eine Spur gefunden, rekonstruiert Cola++ [Dis01] daraus anhand von Abbildungsmatrizen der Magnetfelder die Targetkoordinaten. Diese sind die Streuwinkel innerhalb und außerhalb der Streuebene  $\theta_e$  und  $\phi_e$ , der Impuls  $k'$  und der Vertex auf der Strahlachse.

Nur Ereignisse, bei denen eine Driftkammer-Spur erfolgreich rekonstruiert werden konnte, werden in einen gefilterten Datensatz für die restliche Analyse übernommen. Dadurch läßt sich diese gegenüber einem Durchlauf mit den gesamten Rohdaten erheblich beschleunigen, so daß sie nur noch weniger als eine Stunde benötigt, wenn sieben Pentium-PCs gleichzeitig eingesetzt werden.

Damit die akzeptierte Kinematik exakt definiert ist, wird bezüglich  $k'$  und  $\theta_e$  auf die Nominalakzeptanz des Spektrometers geschnitten (Abbildung 4.1). Außerhalb des Bereichs der Nomi-

nalakzeptanz wäre nicht mehr gewährleistet, daß das Spektrometer alle Ereignisse unabhängig von ihren restlichen Koordinaten akzeptiert, auch wenn die restlichen Koordinaten noch in ihrer Nominalakzeptanz liegen.

Um das im Spektrometer nachgewiesene Teilchen als Elektron zu identifizieren und auszuschließen, daß es sich dabei um ein Pion oder Myon (das häufigste Zerfallsprodukt eines Pions) handelt, wird zusätzlich ein Signal im Cerenkov-Detektor verlangt. Hierzu wird auf die Summe aller ADC-Werte der Photomultiplier geschnitten (Abbildung 4.1).



**Abbildung 4.1:** Schnitte auf die Spektrometer-Impulsakzeptanz (Kinematik A und B), die Winkelakzeptanz in der Streuebene und die Cerenkov-Lichtintensität (gezeigt nur Kinematik A)

#### 4.1.2 Neutron-Detektor

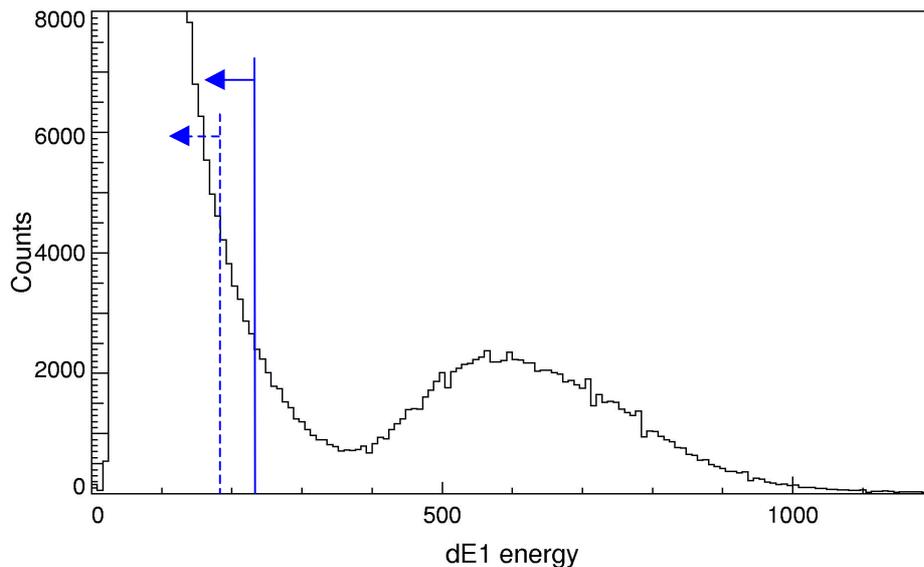
Da die gestreuten Neutronen nicht ihre gesamte Energie im Detektor deponieren, ist eine vollständige kinematische Rekonstruktion, die auch den Fermiimpuls des Neutrons  $\vec{p}$  für jedes Ereignis liefern würde, unmöglich.

Die Energie läßt sich auch über die Flugzeit vom Target bis zum Detektor nicht mit ausreichender Präzision bestimmen. Wegen des geringen Abstands des Detektors zum Target differieren die Flugzeiten nur um 0,8 ns (Kinematik A,  $p_0' \cong 1243..1354$  MeV,  $\beta \cong 0,65..0,72$ ) bzw. 1,6 ns (Kinematik B,  $p_0' \cong 1095..1187$  MeV,  $\beta \cong 0,52..0,61$ ), während die Zeitauflösung über die Koinzidenz mit dem Spektrometer nur 3,0 ns (FWHM) beträgt. Eine Vergrößerung der Flugstrecke kam wegen des damit verbundenen Raumwinkelverlustes nicht in Betracht.

Die Analyse der Daten des Neutron-Detektors beschränkt sich daher auf die Bildung der Koinzidenz mit Spektrometer A und die Trennung von Protonen und Neutronen.

Die beiden dE-Ebenen werden als Veto-Signal für Neutronen verwendet, da aufgrund ihrer geringen Dicke hier vor allem Protonen ein Signal erzeugen.

Abbildung 4.2 zeigt das ADC-Spektrum eines Photomultipliers der dE-Szintillatoren. Deutlich sichtbar ist der Pik, der durch die Energiedeposition der Protonen hervorgerufen wird. Zur Neutronidentifikation werden zwei Schnitte definiert, ein „weicher“ Neutronenschnitt links vom Protonenpik (durchgezogene Linie) und ein „harter“ Neutronenschnitt mit zusätzlichem Sicherheitsabstand von diesem Pik (gestrichelte Linie). Die beiden Schnitte werden für die 9 dE-Photomultiplier jeweils an die Lage des Protonenpiks, die von der individuellen Verstärkung abhängig ist, angepaßt. Nur wenn die ADC-Werte aller 9 dE-Photomultiplier unterhalb der weichen bzw. harten Neutronenschnitte liegen, wird das Ereignis als Neutron behandelt.



**Abbildung 4.2: Verteilung der Lichtintensität in einem Szintillator einer dE-Ebene mit zwei alternativen Schnitten für Neutronen**

Selbst mit dem harten Neutronenschnitt läßt sich nicht ausschließen, daß ein Teil der Protonen im Detektor als Neutronen nachgewiesen werden. Ursachen hierfür sind zwei Effekte, Ladungskonversion in der 2cm dicken dem Detektor vorgelagerten Bleibabschirmung sowie eine (sehr geringe) Ineffizienz der dE-Ebenen.

Zur Bestimmung der Targetasymmetrie für Neutronereignisse ist daher neben der Anzahl der als Neutron nachgewiesenen Teilchen außerdem zu ermitteln, wieviele dieser als Neutron nachgewiesenen Teilchen tatsächlich Protonen sind. Dieser Anteil entspricht dem Produkt aus der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Protonen und dem Verhältnis der Ereigniszahlen von Protonen zu Neutronen.

Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Protonen läßt sich mit einem  $H_2$ -Target, bei dem ausschließlich Protonen elastisch gestreut werden können, ermitteln. Eine entsprechende Eichmessung von insgesamt 6,5 Stunden Dauer wurde 1997 durchgeführt. Diese führte zu folgenden Ergebnissen:

Neutronenschnitt	Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Protonen
hart	0,0056(2)
weich	0,0068(2)

Für die quasielastische Streuung am  $^3\text{He}$  läßt sich damit der Anteil von Protonen an den als Neutron nachgewiesenen Teilchen folgendermaßen berechnen:

Kinematik A		
Neutronenschnitt	Verhältnis der Ereigniszahlen von Protonen zu Neutronen	Anteil von Protonen an den als Neutron nachgewiesenen Teilchen
hart	24,1	13,5(5) %
weich	19,6	13,3(4) %

Kinematik B		
Neutronenschnitt	Verhältnis der Ereigniszahlen von Protonen zu Neutronen	Anteil von Protonen an den als Neutron nachgewiesenen Teilchen
hart	33,4	18,7(7) %
weich	27,7	18,8(6) %

Im Bereich der beiden alternativen Schnitte zur Neutronidentifikation ist der Anteil von Protonen an den als Neutron nachgewiesenen Teilchen demzufolge unabhängig von der speziellen Wahl der ADC-Schwelle. Es ist also unproblematisch, den weichen Neutronenschnitt zu verwenden, wodurch etwa 20% mehr Ereignisse zur Analyse zur Verfügung stehen als mit dem harten Neutronenschnitt.

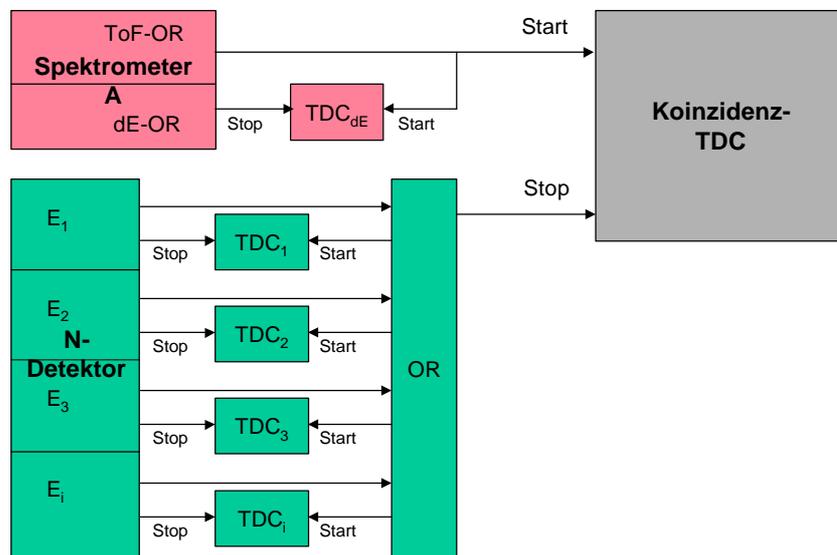
Die Verhältnisse von Protonen- zu Neutronenzahl in Kinematik B sind jeweils etwa 40% größer als diejenigen in Kinematik A. Hier zeigen sich die Auswirkungen der unterschiedlichen Formfaktoren von Proton und Neutron. Mit dem Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt (1.7) und dem „Dipol-Fit“ [Pri71] für die Formfaktoren würde man einen Anstieg von Protonen- zu Neutronenzahl von Kinematik A zu Kinematik B in Höhe von 32% erwarten.

### 4.1.3 Koinzidenz

Die Koinzidenz zwischen Spektrometer A und Neutron-Detektor wird mit Hilfe der ToF- bzw. E-Szintillatoren gebildet. Hierzu wird die ODER-Verknüpfung der ToF-Szintillatoren und die ODER-Verknüpfung der E-Szintillatoren an den programmierbaren Koinzidenz-Trigger und einen Koinzidenz-TDC angeschlossen (Abbildung 4.3). Der Koinzidenz-Trigger trifft eine erste Vorauswahl von Ereignissen, deren Koinzidenzzeit in einem bestimmten Intervall liegen. Das Roh-Koinzidenzzeit-Spektrum, das sich dadurch ergibt, zeigt Abbildung 4.4.

Weil der Roh-Koinzidenzzeit die Zeiten der Szintillatorsignale und nicht die Zeiten der Teilchen am Target zugrunde liegen, ist die Roh-Koinzidenzzeit verbreitert. Nach einem Schnitt auf die Roh-Koinzidenzzeit würden unter den  ${}^3\text{He}(e, e'n)pp$ -Ereignissen 5,2% (Kinematik A) bzw. 12% (Kinematik B) zufällige Untergrundereignisse verbleiben. Zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses lassen sich im Rahmen der Datenanalyse die Zeiten der Szintillatorsignale bis zur Reaktion am Target zurückrechnen. Zu diesem Zweck rekonstruiert Cola++ für das Spektrometer die Länge der Elektron-Flugbahn und die Wegstrecke für das Licht im Szintillator. Außerdem wird eine Pulshöhenkorrektur für die „leading edge“-Diskriminatoren vorgenommen.

Der größte nach diesen Korrekturen verbleibende Zeitversatz zwischen der Targetreaktion und dem Koinzidenzzeit-TDC ist durch einen Zeitversatz zwischen den verschiedenen Szintillator-Segmenten bedingt. Abhängig davon, welches Segment getroffen wurde, ist die Zeitverzögerung z.B. durch geringfügig abweichende Kabellängen bis zum TDC unterschiedlich groß.



**Abbildung 4.3:** Messung der Koinzidenzzeit und weiterer Zeiten zur Ermittlung des Zeitversatzes der Szintillatoren

Zur Ermittlung des Zeitversatzes jedes Segments („paddle time offsets“) wurde für das Spektrometer das Programm „move\_dE\_ToF“ eingesetzt. Das Programm nutzt hierzu einen TDC, der die Zeitverzögerung zwischen den beiden hintereinanderliegenden dE- und ToF-Ebenen misst (Abbildung 4.3). So dient eine Ebene als Zeitreferenz zur Kalibration der „paddle time offsets“ der anderen Ebene.

Für den Neutron-Detektor ist zur Anwendung eines solchen Korrekturverfahrens zunächst einmal eine Zeitbeziehung zu einem der angesprochenen Szintillatoren herzustellen, da insbesondere bei Neutron-Ereignissen nicht jeweils alle Ebenen ansprechen. Erst dann läßt sich zur Koinzidenzzeit zwischen Spektrometer A und dem angesprochenen Szintillator des Neutron-Detektors  $i$  ein paddle time offset  $T_{\text{offset},i}$  hinzuaddieren, um die Koinzidenzzeitpiks für alle Szintillatoren des Neutron-Detektors zur Deckung zu bringen:

$$t_{\text{korr.}} = (t_i - t_A) + T_{\text{offset},i} \quad (4.1)$$

Die Zeitbeziehung zum angesprochenen Szintillator  $i$  liefern zwei für jeden Szintillator vorhandene TDCs, die die Zeitdifferenz des Szintillators am oberen und unteren Photomultiplier zum gemeinsamen ODER-Signal des Neutron-Detektors messen (Abbildung 4.3):

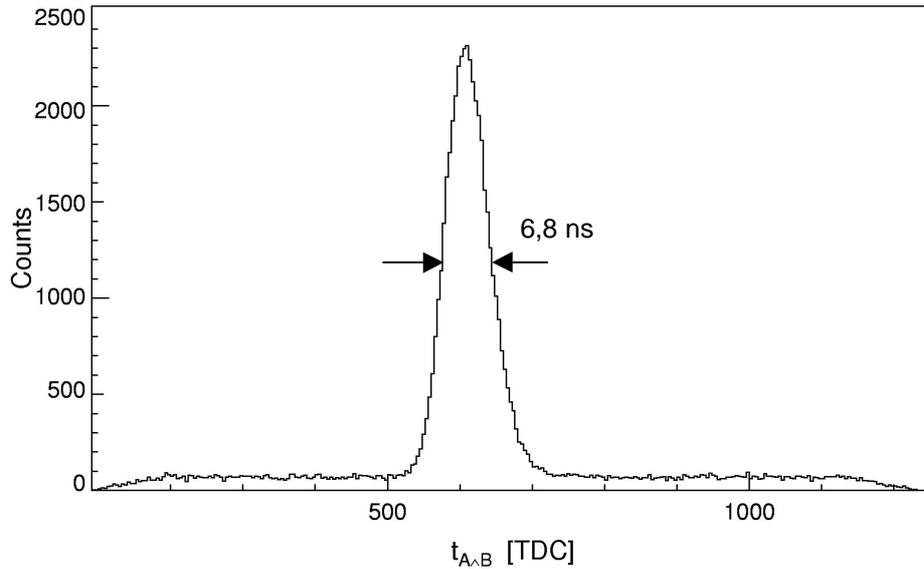
$$t_{TDC,i} = t_i - t_{OR} = \frac{t_{TDC,i,oben} + t_{TDC,i,unten}}{2} \quad (4.2)$$

Aus (4.1) ergibt sich damit schließlich die folgende Beziehung zur Zeitkorrektur, die in die Cola++-Software für den Neutron-Detektor integriert wurde:

$$t_{korr.} = (t_i - t_{OR} + t_{OR} - t_A) + T_{offset,i} = \left( \frac{t_{TDC,i,oben} + t_{TDC,i,unten}}{2} + t_{Koinzidenz-TDC} \right) + T_{offset,i} \quad (4.3)$$

Nach Anwendung aller genannten Korrekturmethode ergibt sich das in Abbildung 4.5 gezeigte Koinzidenzzeit-Spektrum. Nach dem Schnitt auf die korrigierte Koinzidenzzeit verblieben unter den  ${}^3\text{He}(e, e'n)pp$ -Ereignissen nur noch 2,55(5)% (Kinematik A) bzw. 5,59(8)% (Kinematik B) zufällige Untergrundereignisse. Die Breite des Koinzidenzzeitpiks beträgt 3,0 ns (FWHM).

Unter den  ${}^3\text{He}(e, e'p)X$ -Ereignissen beträgt der Untergrundanteil sogar nur 0,20% bzw. 0,35%.



**Abbildung 4.4:** Roh-Koinzidenzzeit-Spektrum für  ${}^3\text{He}(e, e'n)pp$ -Ereignisse in Kinematik A (1 bin entspricht 0.1 ns)

In vergrößerter Darstellung zeigt sich jedoch (vor allem in Kinematik A) im Abstand von 14,5 ns rechts neben dem Koinzidenzzeitpik ein kleiner zweiter Pik, in dem weniger als 2 Promille aller Ereignisse liegen (Abbildung 4.6). Dieser Pik ist für die Asymmetriebestimmung sicher vernachlässigbar. Im folgenden soll dennoch dessen Ursache geklärt werden, um ausschließen zu können, daß es sich hierbei um einen – wenn auch kleinen – Fehler des programmierbaren Koinzidenztriggers handelt.

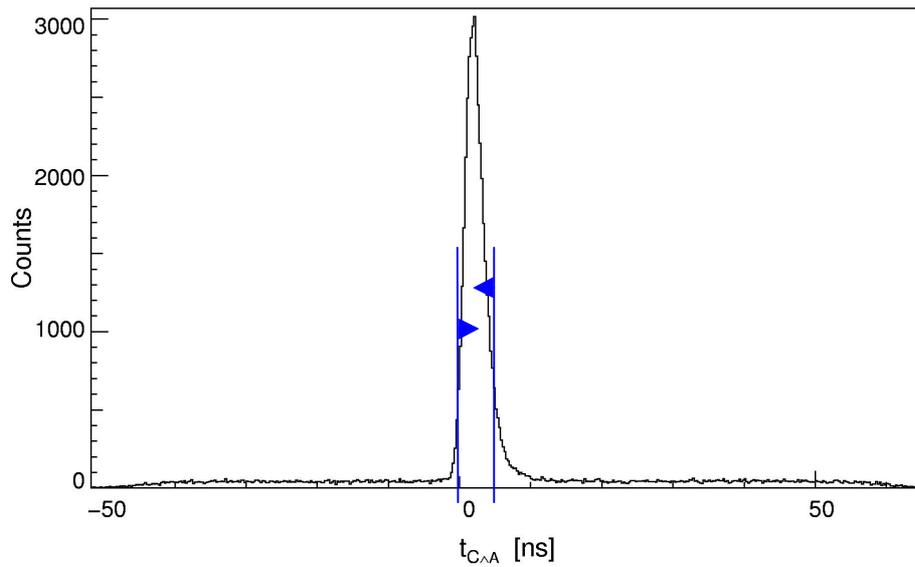


Abbildung 4.5: Korrigiertes Koinzidenzzeit-Spektrum für  ${}^3\text{He}(e, e'n)pp$ -Ereignisse

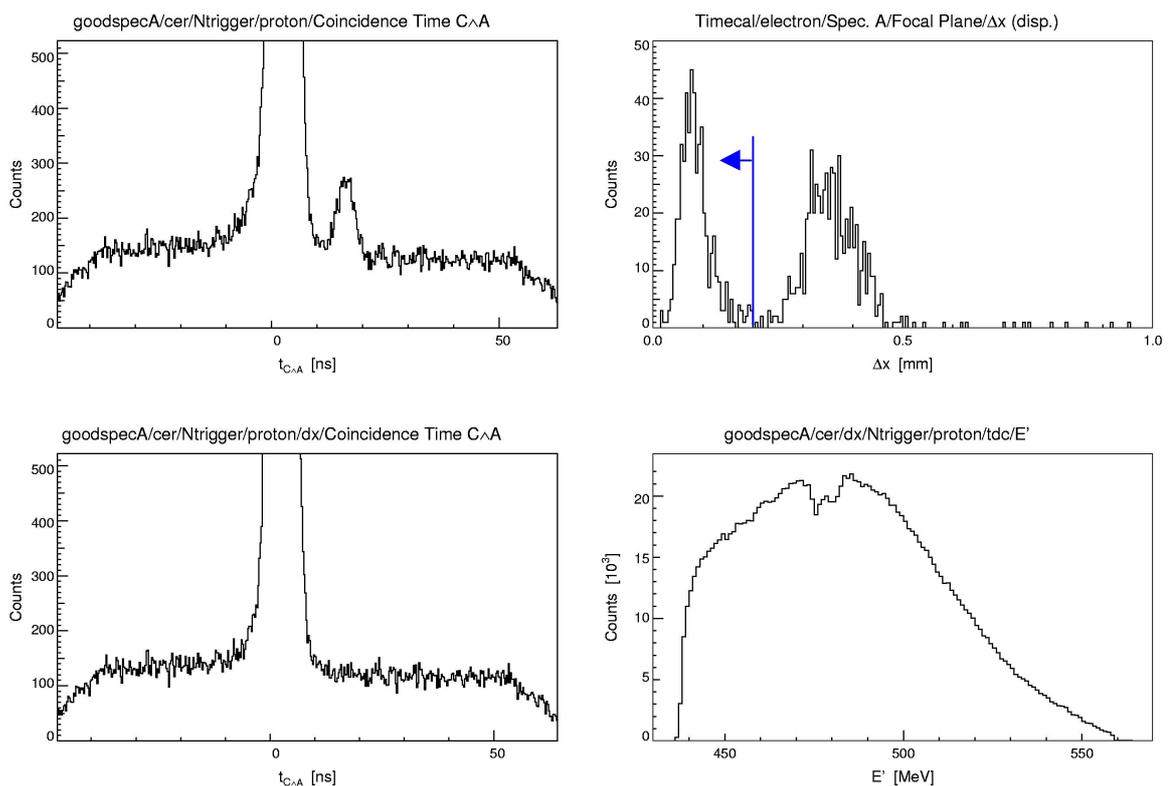


Abbildung 4.6: Untersuchung des Zusatz-Piks im Koinzidenzspektrum

Ein Schnitt auf die Koinzidenzzeiten des Zusatz-Piks zeigt, daß die fraglichen Ereignisse einen auffallend großen Fehler der Driftkammer-Rekonstruktion aufweisen. Verlangt man Fehler der Driftkammer-Rekonstruktion  $\Delta x < 0,2$  mm, so verschwindet der Zusatz-Pik vollständig, d.h. es kann sich dabei nicht um ein Problem des Koinzidenztriggers handeln.

Weil die Driftkammerrekonstruktion den Ort des Elektronendurchgangs durch die Bildebene vermutlich durch einen defekten Draht nicht überall mit der hohen Präzision von 0,2mm festle-

gen kann, hat o.g.  $\Delta x$ -Schnitt den Nebeneffekt, einen Dip im Impulsspektrum zu erzeugen (Abbildung 4.6). Der Schnitt wird daher nicht zur Bestimmung der Asymmetrien angewandt.

Die weitere Untersuchung hat gezeigt, daß bei allen Ereignissen des Zusatz-Piks dasselbe Szintillator-Segment #5 der ToF-Ebene im Spektrometer angesprochen hat. Eine mögliche Erklärung wäre somit, daß dieses Szintillator-Segment oder dessen Elektronik in seltenen Fällen ein verzögertes Signal liefert. Da die Szintillatoren auch als Start für die Driftzeitmessung dienen, ist demzufolge in diesen Fällen der Fehler der Driftkammer-Rekonstruktion erhöht.

## 4.2 Monte-Carlo-Simulation

Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation, d.h. einer Simulation des zufälligen Prozesses der quasielastischen Streuung, soll das gemessene Impulsspektrum der gestreuten Elektronen verifiziert werden. Mit dieser Methode läßt sich beurteilen, ob die gewünschte Reaktion richtig gemessen wurde. Außerdem erhält man so den Bereich der akzeptierten Fermiimpulse des Neutrons  $\vec{p}$ , der für die Gültigkeit der theoretischen Modelle relevant ist.

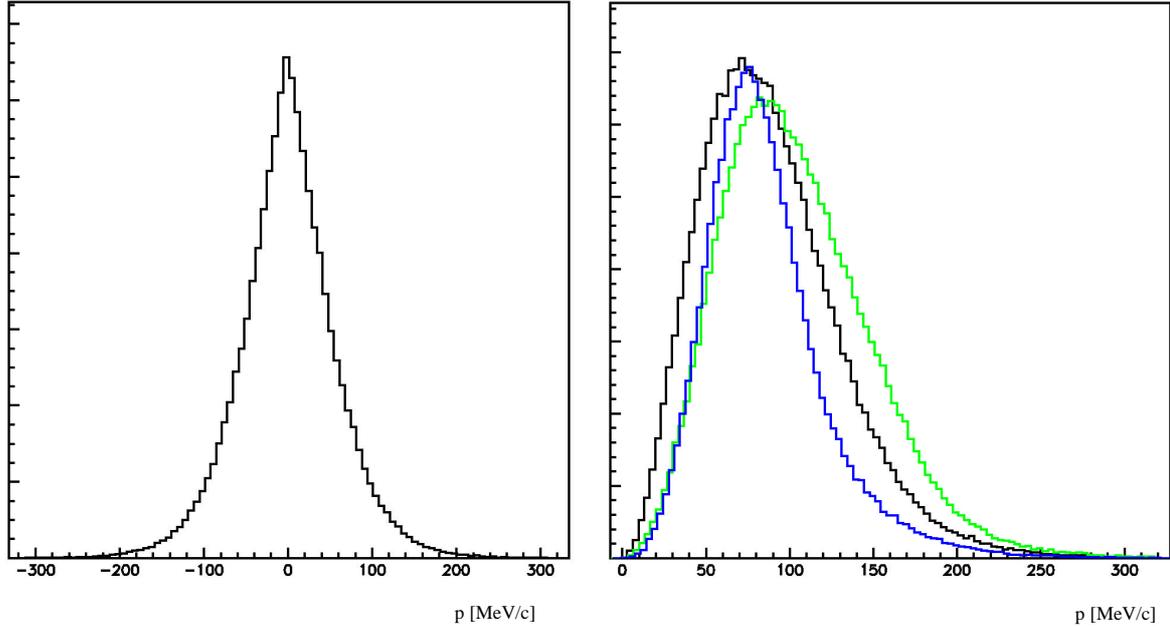
Für jedes simulierte Ereignis wird zunächst der Streuwinkel des Elektrons im Bereich der Akzeptanz des Spektrometers sowie der Fermiimpuls des Neutrons gewürfelt. Dabei sind die Streuwinkel in der Streuebene, sowohl der des Elektrons als auch der des Neutrons, so zu gewichten, daß sie mit der Häufigkeit

$$h(\theta) = \sin \theta \quad (4.4)$$

verteilt sind. Mit dieser Häufigkeitsverteilung wird der Anzahl der möglichen Endzustände mit dem Winkel  $\theta$  Rechnung getragen: Diese bilden auf einer Kugeloberfläche aller Richtungen  $\theta$  ( $0-\pi$ ) und  $\phi$  ( $0-2\pi$ ) einen Kreisring, dessen Radius und damit auch Umfang proportional zu  $\sin \theta$  ist. Die Streuwinkel außerhalb der Streuebene sind gleichverteilt. Die Gewichtung gewürfelter Fermiimpuls-Beträge ist gegeben durch:

$$h(p) = p^2 \rho(p) \quad (4.5)$$

Der Faktor  $p^2$  berücksichtigt wieder die Anzahl der möglichen Endzustände (Größe des Phasenraums), in diesem Falle proportional zur Oberfläche einer Kugel mit dem Radius  $p$ .  $\rho(p)$  steht für die Fermiimpuls-Dichte, für die eine Messung von E. Jans [Jan87] in einer Parametrisierung von D. Rohe [Roh98] verwendet wurde (Abbildung 4.7, linke Seite).



**Abbildung 4.7:** Der Simulation zugrunde gelegte Impulsdichte für die Nukleonen im  ${}^3\text{He}$  (links) sowie akzeptierte Fermiimpuls-Beträge (rechts) für Kinematik A (schwarz), B (grün) und B mit Impulsschnitt (blau)

Soll der Nachweis eines Neutrons simuliert werden, ist die Reaktion stets  ${}^3\vec{He}(e, e' n)pp$ , d.h. in den Gleichungen (1.1) und (1.2) ist für  $M_A$  die Ruhemasse des  ${}^3\text{He}$ -Kerns, für  $M_N$  die des Neutrons und für  $M_B$  die Summe der Ruhemassen zweier Protonen und 2,8 MeV für die wahrscheinlichste kinetische Energie des pp-Restsystems [Jan87] einzusetzen.

Beim Nachweis eines Protons sind die zwei Reaktionen  ${}^3\vec{He}(e, e' p)d$  (Zweikörperaufbruch) und  ${}^3\vec{He}(e, e' p)np$  (Dreikörperaufbruch) möglich, wobei nach einer Rechnung von K. Lee [Roh98] der Zweikörperaufbruch mit einer Wahrscheinlichkeit von 75% dominiert. Per Zufallszahl werden dementsprechend 75% der Ereignisse als Zwei- und 25% als Dreikörperaufbruch simuliert. Die jeweils eingesetzten Massen sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Reaktion	$M_N$	$M_B$
${}^3\vec{He}(e, e' n)pp$	$M_{\text{Neutron}}$	$2M_{\text{Proton}} + 2,8 \text{ MeV}$
${}^3\vec{He}(e, e' p)d$	$M_{\text{Proton}}$	$M_d$
${}^3\vec{He}(e, e' p)np$	$M_{\text{Proton}}$	$M_{\text{Neutron}} + M_{\text{Proton}} + 2,8 \text{ MeV}$

Wenn zur Vereinfachung ausschließlich Winkel in der Streuebene betrachtet werden, ergeben sich aus (1.1) und (1.2) folgende 3 Gleichungen:

$$k + M_A = k' + \sqrt{M_N^2 + p'^2} + \sqrt{M_B^2 + p^2}, \quad (4.6a)$$

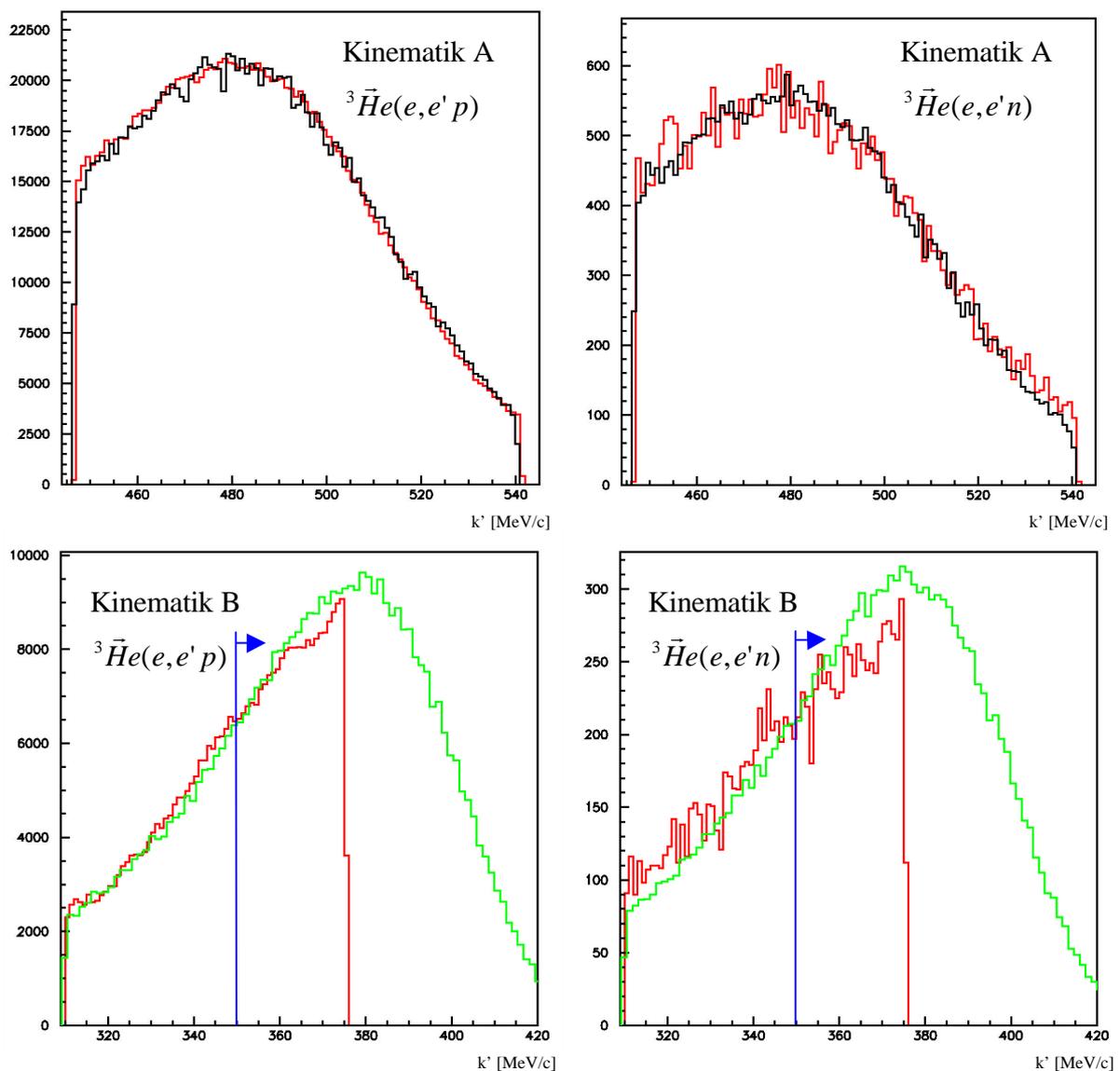
$$k = k' \cos \theta_e + p' \cos \theta_N + p \cos \theta_B, \quad (4.6b)$$

$$0 = k' \sin \theta_e + p' \sin \theta_N + p \sin \theta_B \quad (4.6c)$$

Die einzigen verbleibenden 3 Unbekannten sind die Impulsbeträge des gestreuten Elektrons  $k'$  und des gestreuten Nukleons  $p'$  sowie der Streuwinkel des Nukleons  $\theta_N$ . Die Gleichungen a und b werden nach  $p'$  bzw.  $\theta_N$  aufgelöst und in c eingesetzt. Gleichung c wird der Einfachheit halber numerisch gelöst. Liegt der Streuwinkel des Neutrons  $\theta_N$  außerhalb der Winkelakzeptanz des Neutron-Detektors, wird das Ereignis verworfen.

Bremsstrahlungsverluste des Elektrons werden für den Ein- und Ausgangskanal mit Hilfe entsprechender Routinen aus der Cola++-Software berechnet. Neben der internen Bremsstrahlung, die aufgrund der untersuchten Streureaktion selbst auftritt, wird auch externe Bremsstrahlung beim Verlassen der Targetzelle durch die 2mm dicke Glaswand berücksichtigt.

Nachdem sämtliche kinematischen Größen im Laborsystem feststehen, wird das Ereignis schließlich mit dem quasielastischen Wirkungsquerschnitt in PWIA-Näherung (1.8) gewichtet.



**Abbildung 4.8: Impulsspektren des gestreuten Elektrons aus Monte-Carlo-Simulation (grün/schwarz) und Daten (rot)**

Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation sind in Abbildung 4.8 gemeinsam mit den Daten dargestellt. Der simulierte Impulsbereich ist in Kinematik B größer als die Spektrometerak-

zeptanz, damit die Lage des quasielastischen Piks im Impulsspektrum auch hier gut zu sehen ist.

Die Daten stimmen gut mit der Simulation überein. Lediglich in Kinematik B bei  ${}^3\bar{H}e(e, e'n)$ -Ereignissen weist die Simulation eine etwas größere Steigung als die Daten auf. Diese Diskrepanz läßt sich leider nicht weiter aufklären, da weder für Datenanalyse noch Simulation ein absoluter Wirkungsquerschnitt berechnet wurde. Ein absoluter Wirkungsquerschnitt ließe sich nicht genau genug für die Aufklärung der Diskrepanz bestimmen, da die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen im Neutron-Detektor und nur sehr ungenau mit einem Fehler von 20% bekannt ist.

Die mit der Simulation bestimmten Bereiche akzeptierter Fermiimpulse sind in Abbildung 4.7, rechte Seite, zusammengestellt. Die grüne Kurve zeigt deutlich, daß der Bereich in Kinematik B gegenüber Kinematik A um etwa 20 MeV nach oben verschoben ist. Um für Kinematik B zusätzlich zum Ergebnis für die volle Akzeptanz ein Resultat mit einem zu Kinematik A vergleichbarem Fermiimpuls-Bereich zu erhalten, wurde auf Elektronimpulse  $k' > 350$  MeV/c geschnitten (in den Abbildungen blau dargestellt).

Die Software zur Monte-Carlo-Simulation wurde zunächst als separates Programm „kin\_mc“ entwickelt. Das Programm umfaßt lediglich 200 Zeilen und ist damit sehr gut überschaubar. Damit es auch für zukünftige Anwendungen leicht einsetzbar ist, wird momentan an einer Integration des Ereignisgenerators in die Simul++-Software [Dis01] gearbeitet.

### 4.3 Berechnung der Asymmetrie

Gemäß Definition (1.14) ist die Targetasymmetrie  $A_Y^0$  folgendermaßen zu bestimmen:

$$A_Y^0 = \frac{S(P_Y) - S(-P_Y)}{P_Y(S(P_Y) + S(-P_Y))} \quad (4.7)$$

Mit Hilfe einer „Pattern Unit“ wurde für jedes Ereignis die Polarität der an der Spule des magnetischen Führungsfeldes anliegenden Spannung ausgelesen. Das entsprechende Bit war genau dann gesetzt, wenn die magnetische Feldstärke in Richtung zum Hallenboden ausgerichtet war [Ber01a]. Diese Richtung entspricht gemäß Abbildung 1.3 negativer Y-Richtung.

In der klassischen Physik ist die Energie  $V_{mag}$  eines magnetischen Dipols vom Dipolmoment  $\vec{\mu}$  im Magnetfeld  $\vec{B}$  gegeben durch [May92]:

$$V_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (4.8)$$

Beim Aufpolarisieren der  ${}^3\text{He}$ -Kerne durch optisches Pumpen wird das energetisch niedrigste Niveau bevölkert, damit es nicht zu dem polarisationszerstörenden „Maser“-Effekt kommen kann, bei dem plötzlich viele Kerne gleichzeitig in das niedrigste Niveau fallen [Ott02].

Die magnetischen Momente der  ${}^3\text{He}$ -Kerne sind demzufolge in Richtung der magnetischen Feldstärke ausgerichtet. Das magnetische Moment eines Kerns  $\vec{\mu}_I$  ist eine Folge seines Drehimpulses [May92]:

$$\vec{\mu}_I = g_K \mu_K \frac{\vec{I}}{\hbar} \quad (4.9)$$

$\mu_K$  ist ein Kernmagneton und  $g_K$  der g-Faktor des Kerns, der angibt, um welchen Faktor sich das wirkliche magnetische Moment des Kerns von demjenigen unterscheidet, das man für eine mit dem Drehimpuls  $\vec{I}$  rotierende Kugel klassisch berechnet. Für  $^3\text{He}$ -Kerne beträgt  $g_K = -4,24$ .

Aufgrund des negativen g-Faktors sind die Spins der  $^3\text{He}$ -Kerne entgegen ihren magnetischen Momenten und damit entgegen der magnetischen Feldstärke ausgerichtet. Wenn das Bit für die Polarität der Spule gesetzt war, war das Target daher in positiver Y-Richtung polarisiert.

Weil sich im Asymmetriequotienten (4.7) konstante Faktoren herauskürzen, genügt es, für die beiden Polarisationsrichtungen relative Wirkungsquerschnitte zu messen. Dabei kann man sich jedoch nicht ausschließlich auf die Messung von Ereigniszahlen beschränken, da verschiedene Parameter die Ereigniszahlen beeinflussen. Diese sind Luminosität, Totzeit, absolute Targetpolarisation  $P_Y$  und Targetdicke, deren Einfluß im folgenden untersucht werden soll.

Änderungen einer solchen Größe lassen sich durch Messung derselben und entsprechende Normierung der Ereigniszahl berücksichtigen. Wenn jedoch mehrere Einflußgrößen (z.B. Luminosität und Targetpolarisation) gleichzeitig variieren, aber nur einzeln gemessen werden, ist eine Normierung nicht mehr möglich.

Da die Targetpolarisation aufgrund diverser Relaxationsprozesse von Run zu Run abnimmt (s.u.) und durch Targetzellenwechsel wieder erhöht wird, wird der *Asymmetriequotient für jeden Run separat gebildet*. Die Targetdicke ändert sich aufgrund unterschiedlicher Drücke beim Befüllen von Targetzelle zu Targetzelle, ist jedoch während eines Runs konstant und kürzt sich im Asymmetriequotient jeweils heraus.

Um die relativen Wirkungsquerschnitte für beide Polarisationsrichtungen zu erhalten, reicht es unter diesen Voraussetzungen aus,  $S(P_Y) = \frac{N(P_Y)}{L(P_Y)}$  zu messen, wobei  $N(P_Y)$  die Ereigniszahl und  $L(P_Y)$  die integrierte Luminosität (abzüglich Totzeiten) für die Targetpolarisation  $P_Y$  sind. Durch diese Normierung werden auch durch eine nichtverschwindende Asymmetrie verursachte asymmetrische Totzeitanteile an der Meßdauer berücksichtigt.

Für alle Runs, die zu einer Kinematik gehören, werden schließlich die berechneten Asymmetrieverhältnisse gemittelt, wobei diese jeweils mit ihrer statistischen Signifikanz (dem inversen Quadrat ihres Fehlers) gewichtet werden [Kno79].

Die statistischen Fehler errechnen sich nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz. Für die Ereigniszahlen wird angenommen, daß sie gaußverteilt sind und ihr Fehler  $\sqrt{N}$  beträgt [Gel67].

Quelle systematischer Fehler ist die Absolutmessung der Targetpolarisation  $P_Y$ , die in Kapitel 4.3.3 betrachtet wird. Die systematischen Fehler addieren sich linear.

### 4.3.1 Behandlung des Untergrunds

Die gemessenen relativen Wirkungsquerschnitte  $S(P_Y)$  beinhalten auch nach allen genannten Schnitten Untergrund  $U(P_Y)$ . Ihr Anteil sei

$$x = \frac{U(P_Y) + U(-P_Y)}{S(P_Y) + S(-P_Y)} \quad (4.8)$$

Um die Asymmetrie des Signals  $A_S$  zu berechnen, ist von den gemessenen relativen Wirkungsquerschnitten  $S(P_Y)$  der Untergrund abzuziehen:

$$A_S = \frac{(S(P_Y) - U(P_Y)) - (S(-P_Y) - U(-P_Y))}{P_Y[(S(P_Y) - U(P_Y)) + (S(-P_Y) - U(-P_Y))]} \quad (4.9)$$

Wenn die Asymmetrie der Untergrundereignisse  $A_U$  und die mit Untergrund gemessene Asymmetrie  $A_G$  ist, erhält man aus (4.8) und (4.9) folgende einfache Beziehung zur Berechnung von  $A_S$ :

$$A_S = \frac{A_G - A_U x}{1 - x} \quad (4.10)$$

Um die Asymmetrie des Signals berechnen zu können, sind folglich auch die Asymmetrie des Untergrunds und der Anteil des Untergrunds an den insgesamt gemessenen Ereignissen zu bestimmen. Bei  ${}^3\bar{H}e(e, e'n)$ -Ereignissen setzt sich der Untergrund aus zufälligen Ereignissen ( $x=0,0255\pm 0,0005$  in Kinematik A und  $x=0,0559\pm 0,0008$  in Kinematik B) sowie aus beigemischten  ${}^3\bar{H}e(e, e'p)$ -Ereignissen ( $x=0,133\pm 0,004$  in Kinematik A und  $x=0,188\pm 0,006$  in Kinematik B) zusammen. Die Ergebnisse für die Asymmetrien des Signals und Untergrunds sind im nächsten Kapitel zusammengestellt.

Bei  ${}^3\bar{H}e(e, e'p)$ -Ereignissen ist der Untergrund hingegen vernachlässigbar (s.o.).

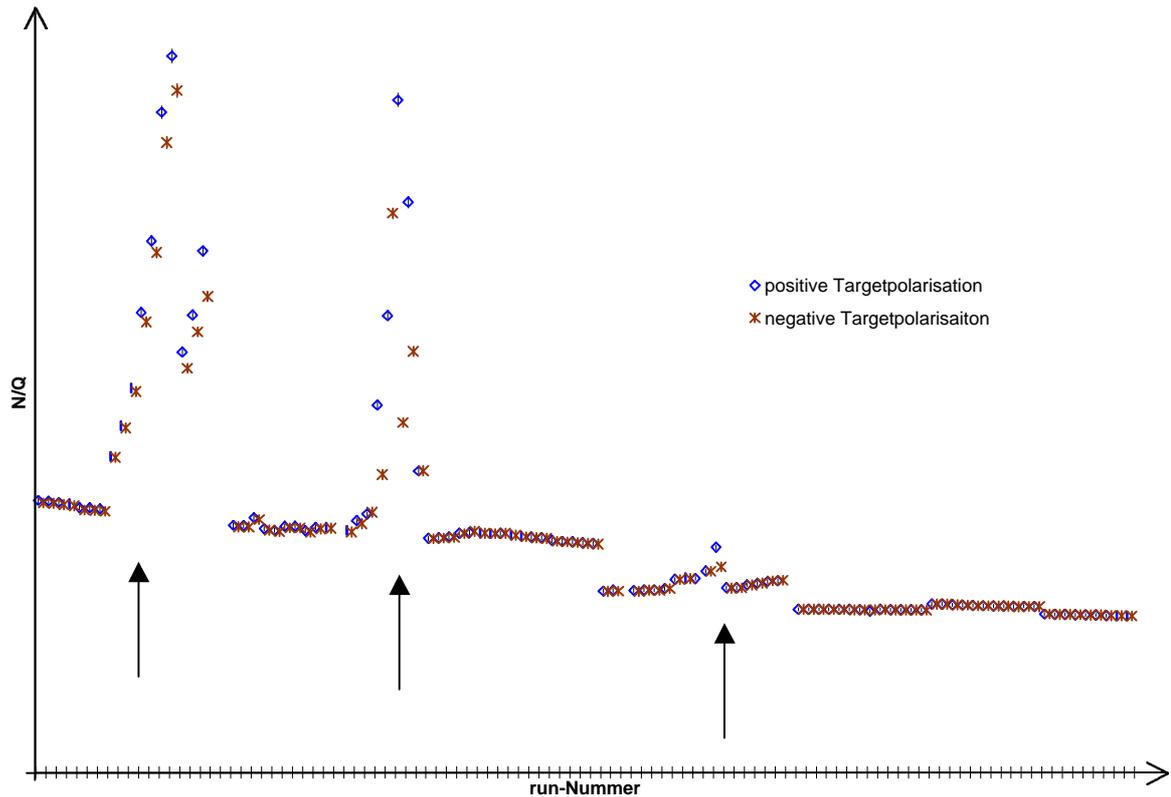
### 4.3.2 Polarisationsabhängige Luminosität und Totzeit

An die in Kapitel 2.6 beschriebenen polarisationsabhängigen Zähler wurden sowohl eine Foerster-Sonde als auch ein ODER-Signal aller E-Zähler des Neutron-Detektors angeschlossen. Damit standen zwei unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der polarisationsabhängigen integrierten Luminosität zur Verfügung.

Die Foerster-Sonde wird an der Drei-Spektrometer-Anlage standardmäßig zur Messung des integrierten Strahlstroms eingesetzt. Der Nachteil dieses auf einer präzisen Magnetfeldmessung beruhenden Verfahrens ist ein langsames Driften der Skala um etwa 0,1% pro Stunde. Eine absolute Rekalibration erfolgt nur, während der Elektronenstrahl ausgeschaltet ist. Da die Targetpolarisation aber jeweils alle 30s geändert wurde, ist diese Drift bei der Luminositätsnormierung zur Asymmetriestimmung völlig vernachlässigbar.

Abbildung 4.9 zeigt einen Vergleich beider Verfahren. Für die meisten Runs ist das Verhältnis der Ergebnisse aus Untergrundereigniszahl und Ladungsmessung unabhängig von der Targetpolarisation, d.h. mit beiden Größen sollten sich die analysierten Ereigniszahlen zur Asymmetriestimmung auf die integrierte Luminosität normieren lassen.

Deutlich sichtbar ist ein langsames Driften des Verhältnisses über eine größere Zahl von Runs, was auf die Drift der Foerster-Sonde zurückzuführen ist. Sprünge des Verhältnisses treten genau dann auf, wenn die Targetzelle gewechselt wurde. Hierfür verantwortlich sind vor allem geringfügige Unterschiede in der Targetzellengeometrie, die sich in einer unterschiedlichen Häufigkeit von Untergrundereignissen niederschlagen.



**Abbildung 4.9: Quotient aus Untergrundereigniszahl und Ladungsmessung für die einzelnen Runs jeweils für positive und negative Targetpolarisation**

Bei einigen Runs (in Abbildung 4.9 mit Pfeil markiert) ist jedoch eine systematische Abweichung des Verhältnisses in Abhängigkeit von der Targetpolarisation zu erkennen. In diesen Fällen stieg die Rate der Untergrundereignisse erheblich auf bis zu mehrere MHz an. Das Verhältnis Untergrundereigniszahl pro Ladung nahm entsprechend zu. Da die Ergebnisse in diesen Bereichen nicht mehr konsistent sind, ist davon auszugehen, daß der Neutron-Detektor bei diesen Runs keine verlässlichen Resultate mehr lieferte. Daher wurden die betroffenen 23 von insgesamt 99 ansonsten verwertbaren Runs für die Datenanalyse nicht herangezogen.

Für die Luminositätsasymmetrie  $A = \frac{L_+ - L_-}{L_+ + L_-}$  ergibt die Analyse folgende Werte:

Method	Kinematik A	Kinematik B
Ladungsmessung	$A = -0,00007$	$A = -0,00313$
Untergrundereigniszahl	$A = -0,00014$	$A = -0,00107$

Da in den Fehler der Asymmetrie die Drift der Foerster-Sonde nicht eingeht, sind die Meßfehler bei beiden Verfahren sehr klein. Weil die Luminosität über die Untergrundereignisse aber nur unter hypothetischen Voraussetzungen bestimmt werden kann, werden die analysierten Ereigniszahlen ausschließlich mit den Daten der Foerster-Sonde normiert.

Neben einer polarisationsabhängigen integrierten Luminosität führt naturgemäß auch eine polarisationsabhängige Totzeit zu einer Beeinflussung der Ereignisasymmetrien. Wird die Luminosität nur gezählt, wenn die Datenerfassung bereit ist, muß keine gesonderte Totzeitkorrektur durchgeführt werden. Für die Luminositätsmessung wurde daher vor den polarisationsabhängigen Zählern eine UND-Verknüpfung mit dem Bereit-Signal der Datenerfassung gebildet.

### 4.3.3 Targetpolarisation

Die absolute Targetpolarisation  $P_Y(t)$  berechnet sich folgendermaßen, wenn die Anfangspolarisation der Targetzelle  $P_0$ , der Zeitpunkt dieser Messung  $t_0$  und die Relaxationszeit der Targetzelle  $T$  bekannt sind:

$$P_Y(t) = P_0 e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau}\right)} \quad (4.11)$$

Die Zellenparameter ließen sich aus den per NMR- (Nuclear Magnetic Resonance) und AFP-Methode (Adiabatic Fast Passage) erhaltenen Einzelpolarisationsmessungen gewinnen [Ber00]:

Bezeichnung	Anfangspolarisation $P_0$	Zeitpunkt $t_0$	Relaxationszeit $\tau$
119e	0,486±0,022	21.6.2000 21:24	30,0 h
118h	0,512±0,023	22.6.2000 11:38	18,3 h
119f	0,516±0,022	22.6.2000 23:01	12,1 h
118i	0,489±0,023	23.6.2000 11:19	15,6 h
119g	0,436±0,023	24.6.2000 03:12	12,3 h
120b	0,224±0,024	nicht verwendet	2,6 h
118j	0,487±0,022	24.6.2000 19:11	23,8 h
119h	0,479±0,023	25.6.2000 11:47	23,6 h
118k	0,485±0,023	25.6.2000 23:42	24,5 h

Über die gesamte Strahlzeit gemittelt betrug die Polarisation des Targets ca. 39%±2%.

Die angegebenen Fehler werden fast vollkommen durch systematische Meßfehler dominiert [Ber01], so daß sie in den systematischen Fehler der Asymmetrieverhältnisse (4.7) eingehen.

Die Asymmetrieverhältnisse wurden aufgrund der großen Schwankungen der Polarisation bei gleichzeitig variierender Luminosität für jeden Run separat berechnet. Dabei stellt sich die Frage, wie sich die Targetpolarisation der einzelnen Runs bestimmen läßt. Aus der Theorie folgt, daß die gemessenen Wirkungsquerschnitte  $S(\pm P_Y)$  eine lineare Abhängigkeit von  $P_Y$  zeigen:

$$S(\pm P_Y) = S(0) \left(1 \pm A_Y^0 P_Y\right) \quad (4.12)$$

Pro Run wurden die Ereigniszahlen  $N(P_Y)$  und  $N(-P_Y)$  gemessen. Diese hängen folgendermaßen von der Luminosität  $l(t)$  und der Targetpolarisation  $P_Y(t)$  ab; c enthält alle Konstanten u.a. die Targetdicke, die sich während eines Runs nicht ändert:

$$N(\pm P_Y) = c \int_{T_0}^{T_1} l(t) S(\pm P_Y) dt = c \int_{T_0}^{T_1} l(t) S(0) (1 \pm A_Y^0 P_Y(t)) dt \quad (4.13)$$

Über einen einzelnen Run wird die Luminosität  $l(t)$  für jede der beiden Targetpolarisationsrichtungen ebenfalls als konstant angenommen:

$$N(\pm P_Y) = cL(\pm P_Y)S(0) \pm cL(\pm P_Y)S(0)A_Y^0 \frac{1}{T_1 - T_0} \int_{T_0}^{T_1} P_Y(t) dt \quad (4.14)$$

Daraus ergibt sich folgendes Ergebnis für die Mittelung der Targetpolarisation, wobei der Zeitpunkt  $T_0$  der Beginn des Runs und  $T_1$  das Ende des Runs sind:

$$\bar{P} = \frac{1}{T_1 - T_0} \int_{T_0}^{T_1} P_Y(t) dt = \frac{1}{T_1 - T_0} \int_{T_0}^{T_1} P_0 e^{-\left(\frac{t-T_0}{\tau}\right)} dt = \frac{\tau}{T_1 - T_0} (P_Y(T_0) - P_Y(T_1)) \quad (4.15)$$

## Kapitel 5

### Ergebnisse

Nach den im vorigen Kapitel diskutierten Schnitten bleiben für die beiden Kinematiken A und B folgende Ereigniszahlen übrig:

Kinematik A	
Schnitt	Verbleibende Ereigniszahl
$447 \frac{MeV}{c} < k' < 541 \frac{MeV}{c}$ und $74,6^\circ < \theta_e < 82,6^\circ$	477937
Cerenkov-Signal	281807
Koinzidenz-Trigger	255321
Neutron	11536
Koinzidenz-Zeit	7276

Kinematik B	
Schnitt	Verbleibende Ereigniszahl
$310 \frac{MeV}{c} < k' < 375 \frac{MeV}{c}$ und $74,6^\circ < \theta_e < 82,6^\circ$	674903
Cerenkov-Signal	429424
Koinzidenz-Trigger	345424
Neutron	21429
Koinzidenz-Zeit	9798
$k' > 350 \frac{MeV}{c}$	4952

Es wurden folgende Targetasymmetrien  $(A_Y^0)_G$  für die verschiedenen Ereignisarten und Kinematiken gemessen:

Ereignisart	Kin. A	Kin. B	Kin. B mit $k' > 350 \frac{MeV}{c}$
${}^3\vec{He}(e, e'n)$ Koinzidenzzeit-Pik	0,025(29)	0,104(25)	0,095(33)
${}^3\vec{He}(e, e'n)$ zufälliger Untergrund	0,124(44)	-0,028(26)	-0,054(37)
${}^3\vec{He}(e, e'p)$ Koinzidenzzeit-Pik	-0,0165(52)	-0,0251(46)	-0,0225(60)
${}^3\vec{He}(e, e'p)$ zufälliger Untergrund	-0,099(26)	-0,015(18)	-0,035(25)

Wie theoretisch erwartet, sind die Asymmetrien koinzidenter Ereignisse in Kinematik B größer als in Kinematik A. Die Asymmetrien in Kinematik B verringern sich erwartungsgemäß geringfügig, wenn zusätzlich auf Ereignisse mit kleinen Fermiimpulsen des gestreuten Nukleons ( $k' > 350 \frac{MeV}{c}$ , siehe Kapitel 4.2) geschnitten wird.

In der PWIA-Näherung werden für kollineare Kinematik verschwindende Targetasymmetrien erwartet. Modelle, die auch Endzustandswechselwirkungen (FSI) und Mesonaustauschströme (MEC) berücksichtigen, sagen nichtverschwindende Targetasymmetrien voraus. Beim kleineren  $Q^2$  (Kinematik B) bzw. bei größeren Fermiimpulsen des gestreuten Nukleons sind diese Effekte und demzufolge auch die gemessenen Asymmetrien größer (siehe Kapitel 1).

Auffällig an den gemessenen Asymmetrien ist jedoch, daß die der zufälligen Untergrundereignisse in Kinematik B nicht größer als in Kinematik A, sondern kleiner sind. Die für zufälligen Untergrund von  ${}^3\vec{He}(e, e'n)$ -Ereignissen gemessene Asymmetrie zeigt sogar einen Vorzeichenwechsel in Kinematik B gegenüber Kinematik A. Da völlig unklar ist, um welchen speziellen Untergrund es sich bei diesen zufälligen Ereignissen handelt, ist keine Interpretation der Untergrund-Asymmetrien möglich. Darüber hinaus sagen diese Ereignisse statistisch auch am wenigsten aus. Weil die Anteile der zufälligen Ereignisse am Koinzidenzzeit-Pik sehr klein sind (2,6% in Kinematik A, 5,6% in Kinematik B, siehe Kapitel 4.3.1), ist ihr Einfluß auf die folgenden Ergebnisse auch entsprechend gering.

Die Targetasymmetrien  $(A_Y^0)_S$  des Signals berechnen sich aus den gemessenen Asymmetrien  $(A_Y^0)_G$  gemäß (4.10). Zuerst wird von den koinzidenten  ${}^3\vec{He}(e, e'n)$ -Ereignissen der darin enthaltene Untergrund aus zufälligen Ereignissen abgezogen. Anschließend werden hiervon die beigemischten  ${}^3\vec{He}(e, e'p)$ -Ereignisse subtrahiert. Von den  ${}^3\vec{He}(e, e'p)$ -Ereignissen ist kein Untergrund abzuziehen, da dieser vernachlässigbar klein ist. Es ergeben sich schließlich folgende Resultate:

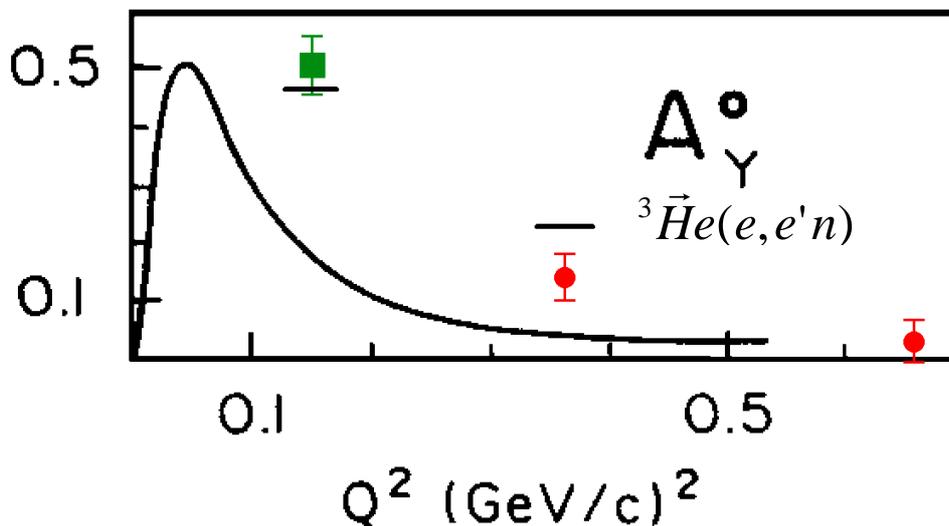
$A_Y^0$	Kinematik A	Kinematik B	Kinematik B mit $k' > 350 \frac{MeV}{c}$
${}^3\vec{He}(e, e'n)$	0,028(35)	0,144(33)	0,133(43)
${}^3\vec{He}(e, e'p)$	-0,0165(52)	-0,0251(46)	-0,0225(60)

Der systematische Fehler der Asymmetrien, der durch die systematische Ungenauigkeit der Polarisationsmessung hervorgerufen wird, beträgt einheitlich 5% relativ (siehe Kapitel 4.3.3).

Einen Vergleich dieser Resultate für  ${}^3\vec{He}(e, e'n)$  und einer früheren Messung mit den theoretischen Vorhersagen von Laget [Lag91] und Golak [Gol00] zeigt Abbildung 5.1. Bei den Vorhersagen Lagets wurde berücksichtigt, daß das Vorzeichen gegenüber der ursprünglichen Veröffentlichung in [Lag91] in einer späteren Veröffentlichung für einen BLAST Workshop (Hrsg. Alarcon) korrigiert wurde [Bul01] (siehe Kapitel 1.5).

Das Modell von Laget, das Endzustandswechselwirkungen nur teilweise berücksichtigt, unterschätzt sowohl das Ergebnis dieses Experiments bei  $Q^2 = 0,37(\text{GeV}/c)^2$  als auch das des früheren Experiments bei  $Q^2 = 0,16(\text{GeV}/c)^2$  [Poo99].

Das Ergebnis dieses Experiments beim höheren  $Q^2 = 0,67(\text{GeV}/c)^2$  ist sowohl mit der PWIA-Näherung für kollineare Kinematik ( $A_Y^0=0$ ) als auch mit der Vorhersage eines sehr kleinen  $A_Y^0$  von Laget verträglich.



**Abbildung 5.1:** Vergleich dieser Messung (Kreise) und der von Poolman [Poo99] (Quadrat) mit den Vorhersagen von Laget [Lag91] (Kurve) und Golak [Gol00] (Balken)

Mit dem Modell von Golak sind keine Vorhersagen für den gesamten  $Q^2$ -Bereich möglich. Der große damit verbundene Rechenaufwand erlaubt nur die Berechnung ausgewählter Kinematiken. Wegen der nichtrelativistischen Behandlung kommen auch nur kleine  $Q^2$  in Betracht. Während die Vorhersage für  $Q^2 = 0,16(\text{GeV}/c)^2$  sehr gut mit dem früheren Experiment verträglich ist, wird das Ergebnis dieses Experiments bei  $Q^2 = 0,37(\text{GeV}/c)^2$  leicht überschätzt.

Beim Vergleich dieses Experiments mit den beiden Modellen ist zu berücksichtigen, daß die Asymmetrie nicht allein von  $Q^2$ , sondern auch merklich von der gewählten Kinematik (Impuls- und Winkelakzeptanzen, Strahlenergie) abhängt, wie verschiedene Modellrechnungen gezeigt haben [Bul01]. Daher wurde Golak eine Beschreibung der untersuchten Kinematik zur Verfügung gestellt, anhand derer momentan eine für einen derartigen Vergleich aussagekräftigere theoretische Berechnung erfolgt.

Auch beim Vergleich dieses Experiments mit der früheren Messung sind unterschiedliche Kinetiken zu berücksichtigen. Während [Poo99] über 50% Impulsakzeptanz hatte, stand für dieses Experiment ein hochauflösendes Spektrometer mit einer Impulsakzeptanz von 20% zur Verfügung.

## Zusammenfassung

Bei der Untersuchung des elektrischen Formfaktors des Neutrons an polarisierten  $^3\text{He}$ -Kernen werden kernphysikalische Modelle zur Korrektur der Meßergebnisse angewandt. Um die Richtigkeit dieser Modelle überprüfen zu können, bietet sich die experimentelle Bestimmung der Targetasymmetrie  $A_Y^0$  an. Sie ist nach den Vorhersagen der Kernmodelle besonders sensitiv auf die Einflüsse des Restkerns und verschwindet insbesondere für freie Neutronen (in der 1-Photon austausch-Stoßnäherung).

In einem Experiment am Elektronenbeschleuniger MAMI wurde die Targetasymmetrie  $A_Y^0$  an polarisierten  $^3\text{He}$ -Kernen erstmalig bei den beiden Viererimpulsüberträgen von  $Q^2=0,67(\text{GeV}/c)^2$  und  $Q^2=0,37(\text{GeV}/c)^2$  untersucht. Die gestreuten Elektronen wurden in einem der hochauflösenden Spektrometer der A1-Kollaboration des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz nachgewiesen.

Zum Nachweis der Neutronen wurde ein Szintillationsdetektor der Universität Basel in die Drei-Spektrometer-Anlage integriert. Hierzu wurde die Experimentsteuerungs-, Datenerfassungs- und Analysesoftware entsprechend erweitert.

Zusammengehörige Ereignisse des Spektrometers und des Neutron-Detektors wurden von einer Koinzidenztrigger-Elektronik für die Datenerfassung selektiert. Der apparative Teil dieser Arbeit bestand aus der Entwicklung dieses programmierbaren Koinzidenztriggers, mit dessen Hilfe der Experimentator die Bedingungen für die Selektion von Koinzidenzen vollständig per Software festlegen kann, ohne daß umständliche Änderungen an der Verkabelung notwendig werden.

Realisiert wurde die Koinzidenzelektronik im wesentlichen auf einem einzigen Halbleiter-Baustein, einem sogenannten FPGA (Field Programmable Gate Array), dessen Logik in der höheren Programmiersprache VHDL (Very high speed Hardware Description Language) formuliert wurde. Die Koinzidenzzeitfenster lassen sich mit einer Auflösung und Schrittweite von 10ns einstellen. Der Einfluß der Triggerelektronik auf die Koinzidenzzeitauflösung liegt unterhalb von 100ps. Gegenüber einem vorherigen Design bietet die Neuentwicklung neben der Programmierbarkeit der Koinzidenzzeitfenster weitere Vorteile vor allem hinsichtlich simultaner Selektion sämtlicher double-Koinzidenzen und totzeitfreier Selektion der Ereignisse. Die erwartete Selektion der gewünschten Koinzidenzzeiten ließ sich auch im Rahmen der Datenanalyse für die  $A_Y^0$ -Messung anhand eines Koinzidenzspektrums zeigen.

Der Bereich der im Experiment akzeptierten Fermiimpulse des Neutrons, der für die Gültigkeit der theoretischen Modelle relevant ist, wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation ermittelt.

Weil der verwendete Neutron-Detektor auch einen Teil der Protonen als Neutronen nachweist, wurden experimentell sowohl deren Anteil als auch die Asymmetrie dieser Untergrundeignisse bestimmt und entsprechende Korrekturen angebracht. Für die Reaktion  $^3\text{He}(e, e'n)pp$  betragen die Ergebnisse  $A_Y^0=0,028\pm 0,035_{\text{stat.}}\pm 0,001_{\text{syst.}}$  für  $Q^2=0,67(\text{GeV}/c)^2$  und  $A_Y^0=0,144\pm 0,033_{\text{stat.}}\pm 0,007_{\text{syst.}}$  für  $Q^2=0,37(\text{GeV}/c)^2$ .

# Anhang

## Der programmierbare Koinzidenztrigger

Das Design des programmierbaren Koinzidenztriggers wurde bereits in Kapitel 2 besprochen. Dieser Anhang enthält zusätzliche technische Informationen zu seiner Anschlußbelegung, Verkabelung, Inbetriebnahme, Wartung sowie den vollständigen VHDL-Quelltext.

### A.1 Anschlußbelegung

Die Koinzidenzlogik befindet sich in einem Universal Logic Module, das mit folgenden weiteren Modulen in einem CAMAC-Crate (Computer Automated Measurement and Control) untergebracht ist:

Steckplatz	Modul
#2	100 MHz-Clock
#3	Universal Logic Module
#6	6-Kanal-Untersetzer („VUCAM“)

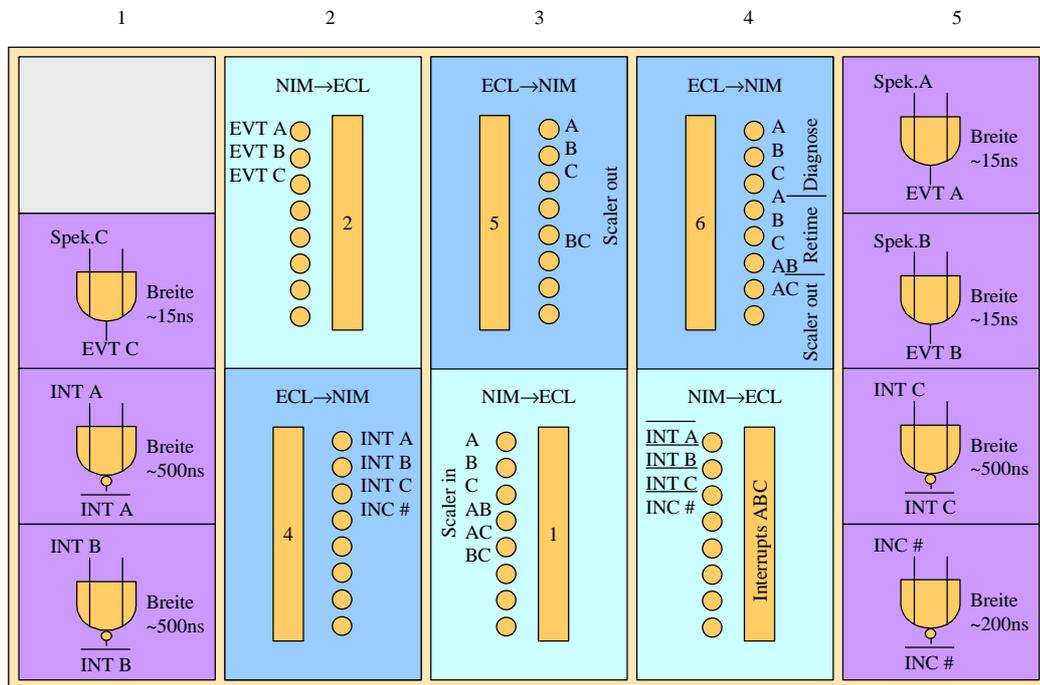
Die 100 MHz-Clock ist eine Eigenentwicklung des Instituts für Kernphysik. Neben einem 100 MHz-Takt am obersten ECL-Ausgang stellt es auf den beiden weiteren Ausgängen auch einen 50 MHz und einen 25 MHz-Takt zur Verfügung. Letztere Ausgänge werden nicht benutzt. Der 100 MHz-Takt ist über ein kurzes Kabel mit dem Eingang A1 des Universal Logic Moduls verbunden, wobei die Polarität des Signals an den beiden Modulen gerade umgekehrt ist.

Bei dem 6-Kanal-Untersetzungsmodul handelt es sich ebenfalls um eine Eigenentwicklung des Instituts für Kernphysik. Gegenüber der Standardausführung, bei nach einem einstellbaren 16-Bit-Untersetzungsverhältnis jeder n-te Eingangsimpuls ausgegeben wird, wurde aber auch hier eine Modifikation vorgenommen. Der Ausgang zeigt stattdessen an, wann der Zählerstand des Untersetzers den Wert null erreicht. Die 6 Kanäle sind der Untersetzung der Ereignisarten A-single, B-single, C-single, AB-double, AC-double und BC-double zugeordnet.

Das Universal Logic Module stammt von der Firma Lecroy (Typ Nr. 2366). Gegenüber der werksseitigen Ausführung wurde das eingebaute FPGA XC4005-5PG156 der Firma Xilinx durch die schnellere Version XC4005E-1PG156 ersetzt. Außerdem wurden die Anschlüsse A1 bis B17 als ECL-Eingänge und die Anschlüsse C1 bis D17 als ECL-Ausgänge konfiguriert.

Zwei LEDs, eine grüne und eine gelbe, blinken nach dem Einschalten. Sobald das FPGA-Programm durch den Frontend-Rechner des Spektrometers A geladen wurde, leuchten beide LEDs kontinuierlich.

Die Ein- und Ausgangssignale der Universal Logic Moduls werden über 6 Flachbandkabel zu ECL-NIM-Konvertern, die sich in einem separaten NIM-Crate (Abbildung A.1) befinden, geführt.



**Abbildung A.1: NIM-Module des Koinzidenztriggers**

Die lokal auf den einzelnen Spektrometern jeweils durch ein PLU-Modul erzeugten Spektrometersignale A, B und C werden mit Hilfe von drei ODER-Gattern mit einer einstellbaren Breite von ca. 15ns (siehe Kapitel 2.5.7) versehen. Die so gewonnenen Eingangssignale für die Koinzidenzlogik EVT A, EVT B und EVT C sind am ersten NIM-zu-ECL-Konverter angeschlossen.

Der erste ECL-zu-NIM-Konverter liefert die Interrupt-Signale für die Frontends und für den Ereigniszähler INT A, INT B, INT C und das Signal zum Inkrementieren INC #. Ebenfalls durch insgesamt 4 ODER-Gatter werden die benötigten Breiten dieser Signale (siehe Kapitel 2.5.7) eingestellt und die Signale invertiert. Zu den Frontends und zum Ereigniszähler gelangen sie über den dritten NIM-zu-ECL-Konverter.

Das 6-fach-Untersetzungsmodul erhält seine Ein- und Ausgänge als NIM-Signale. Zur Konvertierung von und zu der Koinzidenzlogik dient NIM-Modul #3. Da die Kanäle 4 und 5 des ECL-zu-NIM-Konverters defekt waren, werden außerdem 7 und 8 des dritten ECL-zu-NIM-Konverters für diesen Zweck verwendet.

Der dritte ECL-zu-NIM-Konverter liefert darüber hinaus die sogenannten „Gates“ für die drei Retiming-UND-Gatter der drei Spektrometer. Außerdem stehen hier drei Diagnose-Signale zur Inbetriebnahme des Koinzidenztriggers zur Verfügung.

Im VHDL-Quelltext für das FPGA sind zusätzlich drei „Fastclear“-Ausgänge definiert. Sie werden gesetzt, wenn Eingangssignale nicht zu einer Interrupt-Anforderung führten und daher verworfen werden. Da diese Fastclear-Signale nur selten für spezielle Detektoren, wie z.B. das Neutron-Polarimeter zur Messung der Reaktion  $D(\bar{\nu}, e' \bar{n})p$  [Mül01], Anwendung finden, aber

auch leicht extern aus einer Antikoinzidenz von Koinzidenzeingang und Retiming-Gate generierbar sind, sind die Fastclear-Signale nicht nach außen geführt.

## A.2 Inbetriebnahme

Da die Koinzidenzlogik hinsichtlich der Koinzidenzzeitfenster programmierbar ist und stets die simultane Selektion aller drei double-Ereignisarten erlaubt, entfällt eine Anpassung der Hardware vor oder während Strahlzeiten.

Wird dennoch die Verkabelung geändert, beispielsweise um einen zusätzlichen Detektor hinzuzufügen, ist folgendes Verfahren durchzuführen:

- Breite der Eingangssignale

Um genügend häufige Eingangsimpulse (ca. 1 kHz) von den Spektrometern zu erhalten, wird der Festfrequenz-Pulser, der sich im Meßraum befindet, über ein „Fan out“-Modul und die Steckbretter mit der Elektronik der Spektrometer verbunden.

Dadurch werden triple-Koinzidenzen simuliert, die etwa das Zeitverhalten von drei gleichzeitig am Target in die Spektrometer (auf die Zentralimpuls-Bahn) gestreuten Elektronen aufweisen.

Damit die Impulse trotz deaktivierter Datenerfassung durch die Spektrometer-Elektronik zur Koinzidenzlogik gelangen können, sind die dortigen „µBusy“-Module manuell durch Drücken des grünen Tasters zu entsperren.

Mit Hilfe eines Zweikanal-Oszilloskops lassen sich nun die Eingangssignale vor und - über die Diagnose-Ausgänge (am dritten ECL-zu-NIM-Konverter) - nach Passieren der Schieberegister beobachten. Die Diagnose-Ausgänge A, B und C geben jeweils den Zustand des letzten Flip-Flops des entsprechenden Schieberegisters wieder.

Ist die Breite der Eingangsimpulse zu klein eingestellt, d.h. wird nicht mindestens eine Taktperiode  $\tau=10\text{ns}$  überdeckt, so sieht man nicht für jeden Eingangsimpuls einen Impuls am entsprechenden Diagnose-Ausgang. Ist sie zu groß, d.h. werden mehr als zwei Taktperioden überdeckt, so treten am Diagnose-Ausgang Mehrfachimpulse auf. Die Breite wird für jedes Spektrometer etwa mitten zwischen Mindest- und Maximalbreite justiert.

- Länge der Verzögerungskabel für das Retiming

Nach Passieren des Koinzidenztriggers erhalten die Ausgangssignale wieder ihre ursprüngliche Zeitinformation, indem sie mit dem entsprechenden Spektrometer-Signal nach parallelem Durchlaufen einer festen Verzögerung verknüpft werden. Diese Verknüpfung erfolgt mittels eines UND-Gatters, das sich jeweils in der Elektronik der einzelnen Spektrometer befindet. Die feste Verzögerung wird durch die Länge eines auf jedem Spektrometer vorhandenen Verzögerungskabels bestimmt.

Mit Hilfe eines Zweikanal-Oszilloskops, das an die beiden Eingänge des UND-Gatters, den Ausgang des Koinzidenztriggers und das Ende des Verzögerungskabels, angeschlossen wird, werden die Verzögerungskabel so dimensioniert, daß die damit verzögerten Signale stets in die Retiming-Gates fallen.

Sollten sich die Verzögerungskabel nicht weit genug verlängern lassen, so läßt sich die Durchlaufzeit durch den Koinzidenztrigger durch Erhöhen des „delay“-Parameters auch

verkürzen. Dadurch verringert sich allerdings die maximal einstellbare Breite und Lage der Koinzidenzfenster gleichermaßen.

- Trigger-Effizienz

Wenn Ereignisse ausschließlich durch den im Meßraum angeschlossenen Festfrequenz-Pulser simuliert werden, müssen diese bei passender Einstellung der Koinzidenzzeitfenster von der Koinzidenzlogik sämtlich als Koinzidenzen erkannt werden.

Werden die Untersetzer-Signale für singles und ggf. für doubles an den Eingängen des Koinzidenztriggers (am zweiten NIM-zu-ECL-Konverter) manuell unterbrochen, läßt die Koinzidenzlogik nur noch double- bzw. triple-Koinzidenzen durch. Mit Hilfe eines Zweikanal-Oszilloskops wird für jedes Spektrometer überprüft, ob zu jedem Eingangssignal die erwarteten Interrupt- und Retiming-Signale erzeugt werden.

- Ausgangszustand wiederherstellen

Die Untersetzer-Signale werden wieder mit den Eingängen des Koinzidenztriggers verbunden, die  $\mu$ Busy-Module gesperrt und der Festfrequenz-Pulser im Meßraum vom Fan out-Modul getrennt.

## A.3 VHDL-Quelltext

```
library ieee;
use ieee.std_logic_1164.all;
use ieee.std_logic_arith.all;

subtype databus is std_ulogic_vector(0 to 19);
subtype hist is std_ulogic_vector(0 to 19);
subtype width is std_ulogic_vector(0 to 15);
subtype inhibit is std_ulogic_vector(0 to 49);
type boolean_vector is array (natural range <>) of boolean;
constant MAXSPEC : integer := 3;

entity coinc is port(
    clock: in bit;
    inco_ab,inco_bc,inco_ac,toggleo: out boolean;
    inco_single: out boolean_vector(0 to MAXSPEC-1);
    scaleri_ab,scaleri_bc,scaleri_ac: in boolean;
    scaleri_single: in boolean_vector(0 to MAXSPEC-1);
    event: in bit_vector(0 to MAXSPEC-1);
    retimeo,into,fastclearo: out boolean_vector(0 to MAXSPEC-1);
    xs,qs,wren1s,wren2s,rdens: out bit;
    rw: inout databus;
    f16: in std_ulogic;
    add: in std_ulogic_vector(1 to 4);
    n,s1: in bit;
    diaga: out std_ulogic;
    diagb: out std_ulogic;
    diagc: out std_ulogic
);
end coinc;

architecture archcoinc of coinc is

-- support for referencing elements of multi-dimensional arrays
function element (l: hist; r: integer) RETURN std_ulogic IS
BEGIN
    return l(r);
END element;
```

```

signal scaler_ab,scaler_bc,scaler_ac: boolean;
signal scaler_single: boolean_vector(0 to MAXSPEC-1);
signal inc_ab,inc_bc,inc_ac,toggle: boolean;
signal inc_single: boolean_vector(0 to MAXSPEC-1);
signal rd_sel,wr_sel : bit;
signal double_ac,double_ab,double_bc,triple: boolean;
signal int,fastclear,retime,double,raw,single: boolean_vector(0 to MAXSPEC-
1);
type hist_vector is array (natural range <>) of hist;
signal width,indices,histold,histnew,thist,thistnew : hist_vector(0 to
MAXSPEC-1);
signal inhibitold,inhibitnew : inhibit;
signal tlatch: std_ulogic_vector(0 to MAXSPEC-1);
signal eventcd: boolean_vector(0 to MAXSPEC-1);

begin
  process(clock)
  begin
    if (clock'event and clock = '1') then
      shifter: for i in 0 to MAXSPEC-1 loop
        inhibitold <= sh_left(inhibitnew,1);
        histold(i) <= sh_left(histnew(i),1);
        thist(i) <= sh_left(thistnew(i),1);
        eventcd(i) <= not(eventcd(i)=true and
event(i)='0');
      end loop;
    end if;
  end process;
  tlatches: for i in 0 to MAXSPEC-1 generate
    process(histold(i),tlatch(i),thist(i))
    begin
      if (element(histold(i),0) = '0' and
element(histold(i),1) = '0' and
element(histold(i),2) = '0' and
element(histold(i),3) = '0') then
        tlatch(i) <= '0';
      else
        tlatch(i) <= tlatch(i) or element(thist(i),3);
      end if;
    end process;
  end generate;

  -- toggle mechanism for eventcounter
  toggle <= int(0) or int(1) or int(2);

  -- downscaled events
  raws: for i in 0 to MAXSPEC-1 generate
    raw(i) <= not((histold(i) and indices(i)) =
"00000000000000000000") and (inhibitold =
"0000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000000");
    single(i) <= inc_single(i) and scaler_single(i);
    inc_single(i) <= raw(i);
  end generate;
  triple <= raw(0) and raw(1) and raw(2);
  double(0) <= double_ab or double_ac;
  double(1) <= double_ab or double_bc;
  double(2) <= double_ac or double_bc;
  inc_ab <= raw(0) and raw(1);
  inc_ac <= raw(0) and raw(2);
  inc_bc <= raw(1) and raw(2);
  double_ab <= inc_ab and scaler_ab;
  double_ac <= inc_ac and scaler_ac;
  double_bc <= inc_bc and scaler_bc;

```



```

else
    indices(to_integer(add(2 to 4))) <= rw;
end if;
end if;
end process;
process(rd_sel,add)
begin
    if (rd_sel = '1') then
        if (add(1) = '1') then
            rw <= width(to_integer(add(2 to 4)));
        else
            rw <= indices(to_integer(add(2 to 4)));
        end if;
    else
        rw <= "ZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZZ";
    end if;
end process;
end archcoinc;

```

# Abbildungsverzeichnis

1.1 Ein-Photon-Austausch-Diagramm für die Reaktion $A(e,e'n)B$ in der PWIA-Näherung .....	3
1.2 Polarisation des Neutrons (durchgezogene Linie) und der Protonen (punktierter Linie) eines vollständig polarisierten ${}^3\text{He}$ -Kerns nach Faddeev-Berechnungen [Schul93] .....	6
1.3 Parametrisierung der Targetpolarisation .....	7
1.4 Die von Laget für die Reaktion ${}^3\vec{H}e(e,e'n)pp$ ausgewählten Diagramme [Lag87].....	9
1.5 Die drei nicht-verschwindenden Targetasymmetrien für ${}^3\vec{H}e(e,e'n)$ bei einer Strahlenergie von $k_0 = 880\text{MeV}$ nach Laget [Lag91].....	9
1.6 Unendlich viele Diagramme für die Streuung an ${}^3\text{He}$ [Gol00] .....	10
2.1 Lageplan des Beschleunigers MAMI (links) und der Spektrometerhalle (rechts unten) am Institut für Kernphysik der Universität Mainz .....	12
2.2 Schnitt durch die Spektrometer A (links) und B (rechts) mit Darstellung der Teilchenbahnen für Minimal-, Referenz- und Maximalimpuls .....	14
2.3 Die Detektorsysteme der Spektrometer (hier Spektrometer A) .....	14
2.4 Die Targetzelle [Ber01].....	16
2.5 Prinzip des vorherigen Koinzidenztriggers (vereinfacht mit nur zwei Spektrometern dargestellt) .....	18
2.6 Aufbau eines Schieberegisters aus Flip-Flops .....	20
2.7 Prinzip zur Auffindung von Koinzidenzen innerhalb programmierbarer Koinzidenzzeitfenster .....	20
2.8 Blockschaltbild eines Logikblocks des Xilinx-FPGAs [Xil99] .....	22
2.9 Die einzelnen Schritte der Softwareentwicklung .....	24
2.10 Simulation einer triple-Koinzidenz mit Verilog-XL (bei Übernahme in die Schieberegister).....	26
2.11 Simulation einer triple-Koinzidenz mit Verilog-XL (800ns später am Ende der Schieberegister).....	27
2.12 Aufbau zur Überprüfung des Koinzidenztriggers mit Pulsgeneratoren.....	28
2.13 Zeitspektrum zufälliger Koinzidenzen bei einer Fensterbreite von 80ns .....	28
2.14 Integration des programmierbaren Koinzidenztriggers in die Drei-Spektrometer-Anlage .....	29
2.15 Blockdiagramm des programmierbaren Koinzidenztriggers.....	30
2.16 Erfassung der Targetpolarisation jedes Ereignisses und Bestimmung der polarisationsabhängigen Luminosität.....	32
3.1 Aufbau zur Messung in kollinearere Kinematik.....	34

4.1	Schnitte auf die Spektrometer-Impulsakzeptanz (Kinematik A und B), die Winkelakzeptanz in der Streuebene und die Čerenkov-Lichtintensität (gezeigt nur Kinematik A) .....	39
4.2	Verteilung der Lichtintensität in einem Szintillator einer dE-Ebene mit zwei alternativen Schnitten für Neutronen .....	40
4.3	Messung der Koinzidenzzeit und weiterer Zeiten zur Ermittlung des Zeitversatzes der Szintillatoren .....	42
4.4	Roh-Koinzidenzzeit-Spektrum für ${}^3\vec{He}(e, e'n)pp$ -Ereignisse in Kinematik A (1 bin entspricht 0.1 ns) .....	43
4.5	Korrigiertes Koinzidenzzeit-Spektrum für ${}^3\vec{He}(e, e'n)pp$ -Ereignisse .....	44
4.6	Untersuchung des Zusatz-Piks im Koinzidenzzeit-Spektrum .....	44
4.7	Der Simulation zugrunde gelegte Impulsdichte für die Nukleonen im ${}^3He$ (links) sowie akzeptierte Fermiimpuls-Beträge (rechts) für Kinematik A (schwarz), B (grün) und B mit Impulsschnitt (blau) .....	46
4.8	Impulsspektren des gestreuten Elektrons aus Monte-Carlo-Simulation (grün/schwarz) und Daten (rot) .....	47
4.9	Quotient aus Untergrundereigniszahl und Ladungsmessung für die einzelnen Runs jeweils für positive und negative Targetpolarisation .....	50
5.1	Vergleich dieser Messung (Kreise) und der von Poolman [Poo99] (Quadrat) mit den Vorhersagen von Laget [Lag91] (Kurve) und Golak [Gol00] (Balken) .....	56
A.1	NIM-Module des Koinzidenztriggers .....	60

## Literaturverzeichnis

- [Are88] H. Arenhövel, W. Leidemann and E. L. Tomusiak, The Role of the Neutron Electric Form Factor in  $d(e, e'N)N$  Including Polarization Observables, *Z. Phys. A* **331** (1988) 123
- [Bec97] J. Becker, Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons  $G_{En}$  in der Reaktion  ${}^3\bar{H}e(\bar{e}, e'n)$ , Dissertation, Mainz (1997)
- [Ber00] J. Bermuth, private Mitteilung, Mainz (2000)
- [Ber01] J. Bermuth, Bestimmung des elektrischen Formfaktors  $G_{En}$  in der Reaktion  ${}^3He(e, e'n)$  bei einem Impulsübertrag  $Q^2=0.67$  (GeV/c)<sup>2</sup>, Dissertation, Mainz (2001)
- [Ber01a] J. Bermuth, private Mitteilung, Mainz (2001)
- [Blo98] K. I. Blomqvist et al., The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI, *Nucl. Instr. and Meth. A* **403** (1998) 263
- [Bul01] H. J. Bulten, private Mitteilung, Amsterdam (2001)
- [Dis90] M. O. Distler, Aufbau und Test einer vertikalen Driftkammer, Diplomarbeit, Mainz (1990)
- [Dis01] Michael O. Distler, Harald Merkel, Markus Weis, Data Acquisition and Analysis for the 3-Spectrometer-Setup at MAMI, Proceedings of the 12th IEEE Real Time Congress on Nuclear and Plasma Sciences, Valencia (2001)
- [Dis01a] M. O. Distler, private Mitteilung, Mainz (2001)
- [Fer47] E. Fermi and L. Marshall, *Phys. Rev.* **47** (1947) 1139
- [Fru84] S. Frullani and J. Mougey, Single Particle Properties of Nuclei through (e, e'p) Reactions, *Advances in Nuclear Physics* **14** (1984) 40
- [Gel67] W. Gellert, H. Küstner, M. Hellwich, H. Kästner (Hrsg.), *Großes Handbuch der Mathematik*, Buch und Zeit Verlagsgesellschaft, Köln (1967)
- [Gol00] J. Golak, G. Ziemer, H. Kamada, H. Witala, W. Glöckle, Extraction of electromagnetic neutron form factors through inclusive and exclusive polarized electron scattering on polarized  ${}^3He$  target, nucl-th/0008008 (2000)
- [Hei95] W. Heil et al., Measurement of the neutron electric form factor via  ${}^3\bar{H}e(\bar{e}, e'n)$ , Proposal, Mainz (1995)
- [Her76] H. Herminghaus, The design of a cascaded 800 MeV, normal conducting c.w. racetrack microtron, *Nucl. Instr. Meth.* **138** (1976) 1
- [IEE87] Institute of Electrical & Electronic Engineers, Inc., IEEE Standard VHDL Language Reference Manual, IEEE Std **1076** (1987)
- [Jan87] E. Jans et al., The quasi-free  ${}^3He(e, e'p)$  reaction, *Nucl. Phys. A* **475** (1987) 687
- [Kah93] M. Kahrau, Aufbau der vertikalen Driftkammern des Spektrometers C an MAMI, Diplomarbeit, Mainz (1993)

- [Kah99] M. Kahrau, Untersuchung von Nukleon-Nukleon Korrelationen mit Hilfe der Reaktion  $^{16}\text{O}(e,e'pp)^{14}\text{C}$  in super-paralleler Kinematik, Mainz (1999)
- [Kno79] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons., New York (1979)
- [Kop92] St. Kopecky, J. A. Harvey, N. Hill, P. Riehs and J. Schiedmayer, International Conference on the Structure of Baryons and Related Mesons, New Haven (1992) 48
- [Kry96] K. W. Krygier, Konzeption und Realisierung eines Datenerfassungssystems für die Experimente am Mainzer Mikrotron und Inbetriebnahme für Koinzidenzexperimente mit virtuellen Photonen an der Drei-Spektrometer-Anlage, Dissertation, Mainz (1996)
- [Lag87] J. M. Laget, The high-momentum components in the wave functions of the few-body systems, Phys. Lett. **B 199** (1987) 493
- [Lag91] J. M. Laget, On the measurement of the neutron electric form factor, Phys. Lett. **B 273** (1991) 367
- [Lie] A. Liesenfeld, Dissertation, Mainz (in Vorbereitung)
- [May92] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner, Stuttgart (1992)
- [Mer96] P. Merle, Datenerfassung mit bis zu 1k Ereignissen pro Sekunde, A1-Memorandum, Mainz (1996)
- [Mül01] U. Müller, private Mitteilung, Mainz (2001)
- [Ott02] E. Otten, private Mitteilung, Mainz (2002)
- [Poo99] H. R. Poolman, Quasifree Spin-dependent Electron Scattering from a Polarized  $^3\text{He}$  Internal Target, Dissertation, Amsterdam (1999)
- [Pri71] L. Price et al., Phys. Rev. **4** (1971) 45
- [Ric94] A. W. Richter, Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal-transversal interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\text{H}(e,e'\delta^+)$  in der Nähe der Pionschwelle, Dissertation, Mainz (1994)
- [Roh98] D. Rohe, Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons  $G_{\text{en}}$  an  $^3\vec{\text{H}}e$  mit dem A1-Elektronspektrometer, Dissertation, Mainz (1998)
- [Roh99] D. Rohe et al., Measurement of the Neutron Electric Form Factor  $G_{\text{en}}$  at  $0.67 (\text{GeV}/c)^2$  via  $^3\vec{\text{H}}e(\vec{e}, e'n)$ , Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4257
- [Schul93] R.-W. Schulze and P. U. Sauer, Inelastic electron scattering from the three-nucleon bound states with polarization, Phys. Rev. **C 48** (1993) 38
- [Sei] M. Seimetz, Dissertation, Mainz (in Vorbereitung)
- [Spe01] M. Speitel, B. Niemann, Quo vadis SystemC?, Elektronik **13**, WEKA Fachzeitschriften-Verlag, Poing (2001) 78
- [Ste98] M. Steigerwald, Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik im MAMI, Dissertation, Mainz (1998)
- [Xil99] Xilinx, Inc., XC4000E and XC4000X Series Field Programmable Gate Arrays, San Jose (1999)

## Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Professor Th. Walcher für die Themenstellung auf diesem interessanten und innovativen Arbeitsgebiet, seine vertrauensvolle Förderung, die gewährten Freiräume und die hervorragenden Arbeitsmöglichkeiten in seiner Arbeitsgruppe danken.

Herrn Professor Friedrich danke ich für zahlreiche wertvolle Diskussionen und die konstruktive Kritik. Ebenso danke ich Herrn Professor Arenhövel für seine Hilfe beim Einstieg in die theoretischen Grundlagen.

Herrn Dr. M. Distler danke ich für die hervorragende Betreuung vor allem bei der Integration des Koinzidenztriggers in die Datenerfassung und bei der Datenanalyse. Mit der von ihm und Herrn Dr. H. Merkel entworfenen Analysesoftware Cola++ wurde mir auf eindrucksvolle Weise deutlich, wie eine Software ein großes Team effizient unterstützen und gleichzeitig von seinen Nutzern weiterentwickelt werden kann.

Für die angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit danke ich allen Mitgliedern der A1-Kollaboration, vor allem am Institut für Kernphysik der Universität Mainz und am Institut für Physik der Universität Basel, der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik sowie der <sup>3</sup>Helium-Crew des Instituts für Physik der Universität Mainz.

Insbesondere danke ich Frau Dr. D. Rohe und den Herren Dr. R. Böhm und Dr. J. Bermuth, die mir auch beim Einstieg in das Gebiet geholfen haben, für wertvolle Diskussionen und dem MAMI-Team für die nächtliche Energieumstellung am Wochenende.

Meinen Eltern danke ich für manch wertvolle Anregung.

## Pascal Merle

### Curriculum Vitae

- 29.09.1971 geboren in Mainz
- 1977-1978 Del Roble Elementary School, San Jose, CA, USA  
1978-1981 Grundschule Mainz-Münchfeld  
1981-1990 Staatliches Gymnasium Mainz-Gonsenheim
- 1990 Abitur  
Beginn des Physikstudiums an der Johannes Gutenberg Universität Mainz
- 1994-1995 Diplomarbeit bei Prof. Dr. Konrad Kleinknecht  
(„Entwurf der Realzeit-Meßdatenverarbeitung und -überwachung für das Experiment NA48“, in Mainz und Genf/CERN)
- 1996-2002 Doktorarbeit bei Prof. Dr. Thomas Walcher  
(„Entwicklung des programmierbaren Koinzidenztriggersystems und Messung von  $A_{\gamma}^0$  in der Reaktion  ${}^3\text{He}(e,e'n)$ “)
- Seit 1986 parallel zu Schule und Studium betreibe ich ein eigenes Unternehmen, das Produkte auf technisch innovativen Gebieten (derzeit Internet-Telefonie) entwickelt und – seit 1996 vom eigenen Firmengebäude aus – vertreibt

### Auszeichnungen:

- 1982 2. Preis Reginalwettbewerb Schüler experimentieren  
(„Zielsuche im Labyrinth und Bestimmung des direkten Weges mit dem Computer“)
- 1983 2. Preis Landeswettbewerb Schüler experimentieren  
(„Aristotelische Schlüsse mit einem Computer“)
- 1984 1. Preis Landeswettbewerb Schüler experimentieren  
(„Ein Cross-Assembler für die 16-Bit Mikroprozessorfamilie TMS99xxx“)
- 1985 2. Preis Bundeswettbewerb Jugend forscht  
(„Ein Cross-C-Compiler für TMS99xxx Mikroprozessoren unter UNIX“)
- 1986 3. Preis Bundeswettbewerb Jugend forscht  
(„Wie gut kann ein PC ein hochwertiges Text/Graphik-Terminal ersetzen?“)
- 1987 2. Preis Bundeswettbewerb Jugend forscht  
(„Ein universelles Netzwerk für Atari-ST-Computer“)
- 1992-1995 Stipendiat der Studienstiftung des Deutschen Volkes

**Anschrift:** Pascal Merle  
Zur Oberlache 5  
55124 Mainz

Staatsangehörigkeit: deutsch