## Aufbau und Inbetriebnahme eines Natriumiodid-Detektors für das A4-Comptonpolarimeter

Diplomarbeit von Mario Sikora geb. am 27.03.1973 in Mainz

Institut für Kernphysik Johannes Gutenberg-Universität Mainz

29. Juni 2004

## Inhaltsverzeichnis

1	Einführung								
	1.1	Das Experiment der A4-Kollaboration	3						
	1.2	Der Elektronenbeschleuniger	3						
	1.3	Das Comptonpolarimeter	5						
2	Zus	ammenfassung vorbereitender Überlegungen	7						
	2.1	Die Comptonstreuung	7						
		2.1.1 Kinematik	8						
		2.1.2 Der Comptonwirkungsquerschnitt	10						
	2.2	Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	14						
	2.3	Szintillation	14						
3	Der Detektoraufbau 1								
	3.1	Der NaI-Detektor	17						
	3.2	Die Photomultiplier und Spannungsteiler des NaI-Detektors	20						
	3.3	Die Detektorelektronik	21						
	3.4	Myon-Detektoren	22						
4	Simulation der Energiedeposition von Photonen im Detektor 2								
	4.1	Konzept	25						
	4.2	Simulation radioaktiver Isotope	27						
	4.3	Simulation von Myonen aus der Höhenstrahlung	29						
	4.4	Simulation der Spektren von Photonen aus der Bremsstrahlung	31						
	4.5	Rückgestreute Photonen	32						
	4.6	Die simulierte Energieauflösung	34						
5	Messungen mit dem Detektor								
	5.1	Natürliche radioaktive Quellen	35						
	5.2	Höhenstrahlung	37						
	5.3	Strahlzeit August 2003	39						
	5.4	Strahlzeit April 2004	40						
	5.5	Strahlzeit Mai 2004	41						

#### 6 Zusammenfassung und Ausblick

43

Die S	Softwar	re zur Steuerung und Auslese des Detektors	45
A.1	Die Ho	ochspannungsversorgung der Photomultiplier	45
A.2	Batchb	betrieb	48
A.3	ADC-A	Auslese und Steuerung	50
	A.3.1	Der ADC	50
	A.3.2	Die Software	50
	A.3.3	Die Daten	51
	A.3.4	Die ROOT-Skripte	51
	Die 8 A.1 A.2 A.3	Die Softwar A.1 Die H A.2 Batch A.3 ADC- A.3.1 A.3.2 A.3.3 A.3.4	Die Software zur Steuerung und Auslese des Detektors   A.1 Die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier   A.2 Batchbetrieb   A.3 ADC-Auslese und Steuerung   A.3.1 Der ADC   A.3.2 Die Software   A.3.3 Die Daten   A.3.4 Die ROOT-Skripte

# Kapitel 1 Einführung

Das Nukleon ist ein durch die starke Wechselwirkung zusammengehaltenes Gebilde aus vielen verschiedenen Konstituenten. Valenzquarks und Seequarks tragen zur Gesamtstruktur bei, deren nach Außen hin erfaßbares Bild durch Formfaktoren beschrieben wird. Die A4-Kollaboration erforscht die elektrischen und magnetischen Formfaktoren des strangeness-Anteils des Protons. Dazu werden Elektronen elastisch am Proton gestreut. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton findet elektromagnetisch durch  $\gamma$ -oder schwach durch  $Z^0$ -Austausch statt. Das bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Protonstreuung einen reinen  $\gamma$ -Anteil, einen reinen  $Z^0$ -Anteil und einen Interferenzterm aus dem  $\gamma$ - und  $Z^0$ -Austausch hat. Dies führt zu einer Paritätsverletzung in der Elektron-Protonstreuung. Paritätsverletzend heißt, daß physikalische Prozesse unter Raumspiegelung verschiedene Ergebnisse liefern.

Um Aufschluß über den strangeness-Anteil des Protons zu erhalten, wurde im Rahmen der A4-Kollaboration ein paritätsverletzendes Elektron-Proton-Streuexperiment aufgebaut. Der Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons wird an flüssigem Wasserstoff gestreut und in einem Kalorimeter wird die Energiedeposition der gestreuten Elektronen registriert. Die Energiedeposition gibt Aufschluß über den Streuprozess (elastisch/inelastisch) des Elektrons. Um die paritätsverletzende Größe erkennbar zu machen, wird dem Elektronspin eine Vorzugsrichtung gegeben. Die Elektronen werden longitudinal entweder mit oder gegen die Strahlrichtung polarisiert. Man vergleicht die Zählraten für die beiden Helizitäten im Detektor und bildet daraus eine paritätsverletzende Asymmetrie:

$$A_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \tag{1.1}$$

Diese hängt mit der zu messenden theoretischen Asymmetrie  $(A_{theo})$  über den Polarisationsgrad der Elektronen zusammen:

$$A_{exp} = P_e \cdot A_{theo} \tag{1.2}$$

Eine wichtige Maßgröße ist der Polarisationsgrad des Elektronstrahls, der eine Aussage darüber macht, zu wieviel Prozent die Elektronen die gleiche Ausrichtung haben.

Um genaue Kenntnis des Polarisationsgrades des Strahls zu erhalten, wurde im Rahmen der A4-Arbeitsgruppe ein Comptonpolarimeter konstruiert. Photonen eines Laserstrahls werden am Elektronstrahl gestreut und in einem Detektor registriert. Gegenstand dieser Diplomarbeit ist die Inbetriebnahme eines NaI(Tl)-Detektors für die Registrierung comptongestreuter Photonen aus dem Laserstrahl dieses Polarimeters.

Zunächst gehe ich kurz auf das A4-Experiment ein. Anschließend wird der Mainzer Elektronenbeschleuniger und das Comptonpolarimeter beschrieben und daraufhin werden in Kapitel 2 die zugrunde liegende Theorie, die Kinematik und der Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung erläutert. In den Kapiteln 3 und 4 werden der Aufbau des Experimentes und die Simulation des Detektors beschrieben. Zuletzt werden in den Kapiteln 5 und 6 die Ergebnisse aus den Messungen mit dem Detektor zusammengefaßt. Im Anhang findet sich die Dokumentation zur erstellten Software.

#### **1.1 Das Experiment der A4-Kollaboration**

Das A4-Experiment benutzt elastische Elektron-Proton-Streuung zur Untersuchung der Nukleonstruktur. Elektronen werden an bei ca. 14 Kelvin gehaltenem flüssigen Wasserstoff gestreut. Die Länge des Wasserstofftargets beträgt ca. 10cm.

Luminositätsmonitore sorgen für die Überwachung der Strahlintensität und kontrollieren den Zustand des Flüssigwasserstofftargets. Zur Überwachung der Strahllage stehen ebenfalls Monitore bereit.



Schematischer Aufbau des A4-Experimentes

Abbildung 1.1: Der Aufbau des A4-Experimentes

Die am Wasserstoff gestreuten Elektronen werden in einem Bleifluorid-Čerenkov-Kalorimeter detektiert und deren Energiedeposition ausgewertet. Es werden die Zählraten der in die Bleifluorid-Kristallen gestreuten Elektronen bestimmt. Man verwendet die Anzahl der elastisch gestreuten Elektronen positiver Helizität  $N^+$  mit der Anzahl elastisch gestreuter Elektronen negativer Helizität  $N^-$  und errechnet die Asymmetrie:

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \tag{1.3}$$

Gegenstand dieser Arbeit ist die Inbetriebnahme eines Detektors für ein Comptonpolarimeter (s. Kapitel 3).

#### **1.2 Der Elektronenbeschleuniger**

Die Abbildung 1.2 zeigt einen Grundriß des Mainzer Elektronenbeschleunigers. Zu erkennen sind die Hallen für die einzelnen Beschleunigerstufen (RTM1-RTM3), die Experimentierhallen für die Experimente der jeweiligen Arbeitsgruppen (A1, A2, A4, X1) und die Halle für die in Bau befindliche vierte Stufe (HDSM) des Beschleunigers.



Abbildung 1.2: Der Aufbau des Elektronenbeschleunigers MAMI, Institut für Kernphysik in Mainz

Die drei Beschleunigerstufen, die zur Zeit in Betrieb sind, können Elektronen bis auf eine Energie von 883 MeV bringen. Die polarisierten Elektronen werden durch Photoemission erzeugt. Dabei wird Laserlicht benutzt, um Elektronen aus einem Kristall zu schlagen. Wird das Laserlicht polarisiert, so überträgt sich diese Polarisation auf die emittierten Elektronen. Der maximal erreichbare Polarisationsgrad des so entstehenden Elektronenstrahls liegt bei etwa 80%. Zur Stabilisierung des Elektronenstrahls gibt es Regelungen für die Strahllage und die Energie. Die Strahllage kann auf 20nm und die Energie auf besser als 100 eV festgelegt werden. Für das A4-Experiment wird ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl einer Strahlstromstärke von 20 Mikroampère erzeugt.

#### **1.3 Das Comptonpolarimeter**

Zentrale Bedeutung für das A4-Experiment hat der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls. Um diesen zu vermessen, sind verschiedene Ansätze verfolgt worden. In der A1-Kollaboration wird zum Beispiel ein Møllerpolarimeter[Bar01] zur Bestimmung des Polarisationsgrades des Elektronenstrahls verwendet. Dabei werden polarisierte Elektronen des Elektronenstrahls an polarisierten Elektronen einer Eisenfolie gestreut und vermessen. Dieses Polarimeter wurde freundlicherweise von der A1-Kollaboration zur Verfügung gestellt und kam während den Strahlzeiten zum Einsatz. Allerdings hat dieses Polarimeter zwei Nachteile. Zum einen kann dieses Polarimeter nicht parallel zu einer laufenden Messung am A4-Experiment betrieben werden. Zum anderen kann die Polarisation des Strahls nicht bei der für das A4-Experiment nötigen Strahlstromstärke vermessen werden, da dies die Eisenfolie zerstören würde.

Daneben wurde im Rahmen der A4-Kollaboration ein Transmissionspolarimeter entwickelt. Mit diesem wird der Polarisationsgrad der Elektronenstrahls hinter dem Target vermessen. Der Elektronenstrahl erzeugt polarisierte Photonen, die einen Magneten durchdringen. Der Transmissionsgrad durch den Magneten hängt von der Polarisierung der Elektronen ab[Wei00]. Dieses Polarimeter kann die Polarisation des Strahls allerdings nur relativ und nicht absolut bestimmen.

Ein weiterer Ansatz verfolgt die Wechselwirkung von Photonen mit den Elektronen des Elektronenstrahls. Dieser als Comptonstreuung bezeichneter Prozeß wird von dem Comptonpolarimeter der A4-Kollaboration verwendet. Die zur Comptonstreuung notwendigen Photonen produziert ein Argon-Ion-Laser, dessen stärkste Emissionslinie bei 514.5nm (dies entspricht 2.4eV) liegt. Der Elektronenstrahl des MAMI wird mittels vierer Umlenkmagnete durch eine Schikane (Abbildung 1.3) geführt und das Laserlicht wird, um eine möglichst hohe Luminosität zu erreichen, intracavity<sup>1</sup> auf einer Strecke von 2,80*m* dem einlaufenden Elektronenstrahl kollinear überlagert [Yos03].

Elektronen aus dem Elektronenstrahl streuen Photonen aus dem Laserstrahl in einen NaI(Tl)-Detektor. Dort wird die Energiedeposition der rückgestreuten Photonen ausgewertet. Die Photonen übertragen ihre Energie auf die Kristallstruktur des Materials, das diese Energie in Form von optischen Photonen wieder abgibt. An den Detektor montierte Photomultiplier sammeln dieses Szintillationslicht und erzeugen daraus einen elektrischen Impuls, der mittels eines ADC ausgewertet wird.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>innerhalb der Spiegel des Resonators



Abbildung 1.3: Schematische Zeichung des Comptonpolarimeters

Der Energiebereich der in den Detektor gestreuten Photonen liegt bei maximal 26.4 MeV. Der Aufbau des Detektors und eines Datenaufnahmesystems, die Inbetriebnahme und die Simulation des Antwortverhaltens mit dem Geant 4 Programmpaket sind Gegenstand dieser Arbeit.

## **Kapitel 2**

## Zusammenfassung vorbereitender Überlegungen

#### 2.1 Die Comptonstreuung



Abbildung 2.1: Zur Definition der verwendeten Variablen hier skizzenhaft dargestellt der Streuprozess. Im Ruhesystem des trifft ein Photon der Energie  $k_i$  auf ein Elektron  $e^-$  mit Polarisation  $p_e$ . (Abbildung aus [Lop96]).

In Abbildung 2.1 wird die Streuung von einem Photon mit Energie  $k_i$  an einem Elektron  $e^-$  mit Polarisation  $p_e$  veranschaulicht. Das Photon wird in einen polaren Winkel  $\theta$  und einen azimuthalen Winkel  $\varphi$  gestreut.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Laserrückstreucomptonpolarimeter beruht auf dem Prinzip der Comptonstreuung. Als Comptonstreuung bezeichnet man die Streuung von Photonen an freien (ungebundenen) Elektronen. Streut man zirkular polarisiertes Licht an Elektronen, so gibt dieses Licht Aufschluß über den Polarisationsgrad der Elektronen [Lip54]. Im Folgenden werden die für den Detektor der rückgestreuten Photonen wichtigen Punkte zusammengefaßt.

#### 2.1.1 Kinematik

Im Ruhesysten des Elektrons lautet die Formel zur Beschreibung der winkelabhängigen Energieverteilung comptongestreuter Photonen, die man aus der Energie- und Impulserhaltung herleiten kann:

$$k_f = \frac{k_i}{1 + \frac{k_i}{m_e}(1 + \cos\theta)} \tag{2.1}$$

Die Energie des gestreuten Photons  $k_f$  ist eine Funktion des Streuwinkels  $\theta$  und seiner ursprünglichen Energie  $k_i$ .  $m_e$  bezeichnet die Masse des Elektrons.

Hier sei kurz der Rechenweg skizziert: Vor dem Streuprozess gilt:

$$k_i^{\mu} = \begin{pmatrix} k_i \\ -k_i \sin \theta_i \\ 0 \\ -k_i \cos \theta_i \end{pmatrix} und p_i^{\mu} = \begin{pmatrix} m_e \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$
(2.2)

 $k_i$  bezeichnet die Anfangsenergie des Photons,  $\theta_i$  den Einfallsstreuwinkel und  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons. Nach dem Streuprozess gilt:

$$k_{f}^{\mu} = \begin{pmatrix} k_{f} \\ k_{f} \sin \theta_{f} \\ 0 \\ k_{f} \cos \theta_{f} \end{pmatrix} undp_{f}^{\mu} = \begin{pmatrix} \sqrt{p_{f}^{2} + m_{e}^{2}} \\ -p_{f} \sin \psi_{f} \\ 0 \\ -p_{f} \cos \psi_{f} \end{pmatrix}$$
(2.3)

 $\theta_f$  ist der Ausfallsstreuwinkel des Photons und  $\psi_f$  steht für den Streuwinkel des Elektrons.

Benutzt man nun die Viererimpulserhaltung und die Tatsache daß:

$$-k_i \sin \theta_i = k - f \sin \theta_f - p_f \sin \psi_f \ und \ -k_i \cos \theta_i = k_f \cos \theta_f - p_f \psi_f \tag{2.4}$$

so kommt man auf Gleichung 2.1.

In unserem Fall wird Laserlicht an hochrelativistischen Elektronen gestreut. Zur Beschreibung der Kinematik müssen zwei Lorentztransformationen durchgeführt werden. Es wird zunächst vom Ruhesystem des Photons in das Ruhesystem des Elektrons transformiert. Durch diese erste Lorentztransformation ist die Energie des Photons im System des Elektrons von 2.4 eV auf 8 keV erhöht. Um nun wieder zurück in das Laborsystem zu kommen wird eine weitere Lorenztransformation durchgeführt. Daraus ergibt sich die Energieverteilung der Photonen in Abhängigkeit des Streuwinkels im Laborsystem:

$$k_f(\theta_f) = (1+\beta) \frac{k_i}{1-\beta\cos\theta_f + \frac{k_i}{\gamma m_0}(1+\cos\theta_f)}$$
(2.5)

Die Endenergie des Photons  $k_f$  hängt ab von der Anfangsenergie  $k_i$ , dem Laborstreuwinkel  $\theta_f$ , dem Verhältnis der Geschwindigkeit des Elektrons zur Lichtgeschwindigkeit  $\beta$ und  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ . Die maximale Endenergie der Photonen bei einer Anfangsenergie von 2.4 eV beträgt 26.4 MeV.



Abbildung 2.2: Die Energieverteilung von an 855 MeV Elektronen gestreuten Photonen der Energie von 2.4 eV im Laborsystem. Aufgetragen ist die Energie der Photonen in MeV gegen den Laborstreuwinkel im Bereich von -0.002 bis 0.002 rad. Die Energie ist maximal für  $\theta = 0$  wo sie 26,4 MeV beträgt und fällt bei einem Winkel von  $\theta = \frac{1}{\gamma}$  auf die Hälfte ab.

Ein Photon, das im Ruhesystem des Elektrons um 90 Grad gestreut wurde, wird im Laborsystem unter einem Winkel  $\theta = \frac{1}{\gamma}$  gestreut. Für die Maximalenergie des Mainzer Mikrotons, die bei 855 MeV liegt, also  $\gamma = \frac{E}{m_e} = 1672$ , ergibt sich für unseren Streuwinkel im Labor ein Wert von 0.6 mrad. Ein solches Photon, das ganz am Anfang der Schikane an einem Elektron streut, kommt am Detektor um ca.  $0,6mrad \cdot 3m \approx 2mm$  von seiner ursprünglichen Strahlrichtung ab. Es ist also möglich die gestreuten Photonen mit einem kompakten Detektor nachzuweisen, da die rückgestreuten Photonen im Energiebereich von  $2MeV \leq 26,4MeV$  einen Winkelbereich bis zu 2mrad überstreichen und  $(2mrad * 3m \approx 6mm)$  damit auf eine Kreisfläche mit einem Radius von maximal 6mm beschränkt sind. Die Vergrößerung der zur Detektion nötigen Fläche durch die Geometrie des Elektronenstrahls kann hier vernachlässigt werden.

#### 2.1.2 Der Comptonwirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  für die Streuung von Photonen an Elektronen setzt sich aus drei Teilen zusammen [Lip54]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \mp \cos\psi P_e P_\gamma \frac{d\sigma_p}{d\Omega} \mp \sin\psi P_e P_\gamma \cos\varphi \frac{d\sigma_a}{d\Omega}$$
(2.6)

Das heißt aus einem von der Polarisation des Elektrons  $p_e$  unabhängigen  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  Teil, einem Teil, der von transversalen Polarisation des Elektrons abhängt  $sin\psi P_e P_\gamma \cos \varphi \frac{d\sigma_a}{d\Omega}$  und einem Teil, der von der longitudinalen Polarisation des Elektrons abhängt  $\cos \psi P_e P_\gamma \frac{d\sigma_p}{d\Omega}$ .  $\psi$  ist diesmal der Polarisationswinkel des Elektrons,  $P_e P_\gamma$  das Produkt der Polarisationen der Photonen und dem Elektronstrahl und  $\varphi$  der Azimuthalstreuwinkel des Photons. Die Wirkungsquerschnitte lauten einzeln:

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k_f}{k_i}\right)^2 \left(1 + \cos^2\theta + \frac{(k_i - k_f)^2}{k_i k_f}\right)$$
(2.7)

$$\frac{d\sigma_p}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k_f}{k_i}\right)^2 \left(\frac{k_f}{k_i} - \frac{k_i}{k_f}\right) \cos\theta$$
(2.8)

$$\frac{d\sigma_a}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k_f}{k_i}\right)^2 \left(1 - \frac{k_f}{k_i}\right) \sin\theta$$
(2.9)

r<sub>0</sub> bezeichnet den Elektronradius.

Betrachten wir kleine Streuwinkel ( $\theta << 1$ ), so gilt für die Transformation vom Elektronin das Detektorsystem mit  $\beta \approx 1$ :

$$\cos\theta' = \frac{1 - \gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^2 \theta^2} \tag{2.10}$$

Damit wird aus Gleichung 2.5:

$$k_f = \frac{4\gamma^2 k_i}{1 + \frac{4\gamma k_i}{m_e} + \gamma^2 \theta^2}$$
(2.11)

Zur Vereinfachung geht man davon aus, man habe nur longitudinal polarisierte Elektronen. Damit fällt der azimuthalabhängige Anteil heraus. Desweiteren läßt sich die reduzierte Energie  $\rho$  - das Verhältnis von maximaler Streuenergie zur Energie des gestreuten Photons - einführen:

$$\rho = \frac{k_f}{k_{f,max}} = \frac{1 + \frac{4\gamma k_i}{m_e}}{1 + \frac{4\gamma k_i}{m_e} + \gamma^2 \theta^2} = \frac{1}{1 + a\gamma^2 \theta^2}$$
(2.12)

mit dem dimensionslosen Parameter

$$a = \frac{1}{1 + \frac{4\gamma k_i}{m_e}} \tag{2.13}$$

Nachdem über alle Winkel  $\varphi$  - Streuwinkel des Photons - integriert wurde, mit dem Detektor lassen sich die Photonen örtlich nicht auflösen, erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von  $\rho$  im Laborsystem [Pre73]:

$$\frac{d\sigma}{d\rho} = \frac{d\sigma_0}{d\rho} \mp P_e P_\gamma \cos \Psi \frac{d\sigma_p}{d\rho}$$
(2.14)

$$\frac{d\sigma_0}{d\rho} = 2\pi r_0^2 a \left( 1 + \frac{\rho^2 (1-a)^2}{1-\rho(1-a)^2} + \left(\frac{1-\rho(1+a)^2}{1-\rho(1-a)^2}\right)^2 \right)$$
(2.15)

$$\frac{d\sigma_p}{d\rho} = 2\pi r_0^2 a \left( (1 - \rho(1+a)) \left( 1 - \frac{1}{(1 - \rho(1-a))^2} \right) \right)$$
(2.16)



Abbildung 2.3: Die beiden Anteile, die zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei longitudinal polarisierten Elektronen beitragen. Oben der polarisationsabhängige  $\frac{d\sigma_p}{d\rho}$  - der auch negativ werden kann -, unten der polarisationsunabängige Anteil  $\frac{d\sigma_0}{d\rho}$ . Aufgetragen ist jeweils der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der reduzierten Energie.

Die folgende Abbildung 2.4 zeigt die Wirkungsquerschnitte der Comptonstreuung für positives  $P_e P_\gamma$  und negatives  $P_e P_\gamma^{1}$ . Bei der Simulation des Detektors (siehe Kapitel 4) wurden die Spektren monoenergetischer Photonen im Energiebereich von 0 bis 26.4 MeV berechnet, sodaß wenn man den entsprechenden Wert des Wirkungsquerschnitts für die jeweilige Energie benutzt, das Gesamtspektrum der aus dem Comptonpolarimeter rückgestreuten Photonen für longitudinal positiv wie auch longitudinal negativ polarisierte Elektronen ermittelt werden kann.

Der Wirkungsquerschnitt setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Einem polarisationsabhängigen (Gleichung 2.15) und einem polarisationsunabhängigen (Gleichung 2.16) Anteil:

$$\frac{d\sigma_{gesamt}^{+/-}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{unpol}}{d\Omega} \mp \frac{d\sigma_{pol}}{d\Omega}$$
(2.17)

Um nun die Asymmetrie von longitudinal positiv zu longitudinal negativ polarisierten

 $<sup>{}^{1}</sup>P_{e}$  und  $P_{\gamma}$  bezeichnen die jeweilige Polarisation des Photons oder des Elektrons.



Abbildung 2.4: Die auf  $\rho = 0$  normierte Summe aus beiden Anteilen des Wirkungsquerschnitts. Jeweils für positives  $P_e P_{\gamma}$  und negatives  $P_e P_{\gamma}$ . Die Werte der Wirkungsquerschnitte werden in Kapitel 4 benutzt, um das Spektrum rückgestreuter Photonen im Detektor zu simulieren.

Elektronen zu beschreiben berechnet man:

$$A = \frac{\frac{d\sigma_{gesamt}}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{gesamt}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{gesamt}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{gesamt}}{d\Omega}} = \frac{\frac{d\sigma_{pol}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{unpol}}{d\Omega}}$$
(2.18)

Hier die Veranschaulichung dieser Gleichung:



Abbildung 2.5: Die erwartete Asymmetrie (Gleichung 2.17) - der polarisierte Anteil des Wirkungsquerschnitts normiert auf den unpolarisierten - für 2.4 eV Photonen, 855 MeV Elektronen bei einem Polarisationsgrad von  $P_eP_{\gamma} = 1.0$ . Aufgetragen ist die Asymmetrie als Funktion der reduzierten Energie. Bei  $\rho = 1$  ist sie maximal (3 Prozent), hat einen Nulldurchgang bei  $\rho_0 = \frac{1}{1+a}$  und wird für kleinere Werte negativ.

### 2.2 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Detektor dient zum Nachweis der rückgestreuten Photonen aus dem Comptonpolarimeter und ist ein NaI(Tl)-Detektor, der zu den anorganischen Szintillatoren gehört. Dieser Detektor wurde uns freundlicherweise von der A2-Kollaboration zur Verfügung gestellt. Da die maximale Energie der rückgestreuten Photonen mit 26,4 MeV über der für die Bildung eines EM-Schauers nötigen kritschen Energie liegt, werden im Folgenden die wichtigen Aspekte der Wechselwirkung von Photonen mit Materie zusammengefaßt.

Photonen deponieren ihre Energie in Materie auf dreierlei Art. Einmal über den Photoeffekt, d.h. Photonen schlagen gebundene Elektronen aus ihrem Atomverband. Weiterhin durch Streuung an quasi ungebundenen Elektronen im Material, dem sogenannten Comptoneffekt. Ab Photonenergien von über der doppelten Ruhemasse des Elektrons (1022 keV) können Photonen Energie durch Elektron-Positron-Paarbildung abgeben. Elektronen und Positronen aus diesem Prozess verlieren ihre Energie durch Ionisation und durch Bremsstrahlung an Atomkernen und emittieren dabei Photonen. Die Photonen aus diesem Prozess können nun wiederum durch die soeben beschriebenen Möglichkeiten (d.h. auch wiederum Elektron-/Positron-Erzeugung) ihre Energie verlieren, sodaß ab einer gewissen materialabhängigen Anfangsenergie des ursprünglichen Teilchens eine Elektron-/Positronschauererzeugung stattfindet. Dies passiert, sobald der Anteil der Energieabgabe des geladenen Teilchen durch Bremsstrahlung zur Ionisation ( $\frac{dE}{dx}$ )<sub>Brems</sub>  $\Leftrightarrow (\frac{dE}{dx})_{Ion}$  überwiegt. Diese materialabhängige Grösse (die kritische Energie) liegt bei Natriumiodid (unser Detektormaterial) bei 12.5 MeV. Da wir Photonen von maximal 26.4 MeV detektieren, tritt dieser Effekt auf.

In Abbildung 2.6 werden exemplarisch die Beiträge der einzelnen Wechselwirkungsprozesse zur Gesamtabsorption in Blei gezeigt [KK92]. Im niederenergetischen Bereich spielt der Photoeffekt mit dem Comptoneffekt die dominante Rolle wohingegen im hochenergetischen Bereich Absorption fast nur noch durch Elektron/-Positron-Paarbildung stattfindet. Zu erkennen ist auch das charakteristische Röntgenspektrum von Blei im niederenergetischen Bereich.

Die im Kapitel 4 vorgestellten Simulationsrechnungen berücksichtigen alle hier genannten Effekte. Während man für kleine Energien ( $\leq MeV$ ) mit Detektorvolumina von wenigen  $cm^3$  auskommt, ist - wegen der EM-Schauerbildung - bei der Maximalenergie der rückgestreuten Photonen ein viel größeres Volumen zur optimalen Energiemessung nötig.

### 2.3 Szintillation

Energie, die ein Teilchen beim Durchgang durch Materie deponiert, kann bei einigen Materialien - z.B. bei Natriumiodid - auf die Valenzelektronen des Materials übertragen werden. Elektronen werden aus ihrem Grundzustand in das Leitungsband gehoben und können ihre Energie durch Aussendung von Photonen (dem Szintillationslicht) abgeben. Dabei kann die Dotierung des verwendeten Materials eine Rolle spielen. Durch die Dotierung werden sogenannte Aktivatorzentren im Kristallgitter eingefügt, die dafür sorgen, daß das emittierte Licht in einem registrierbaren Bereich ist. Die Aktivatorzentren sorgen für Zwischenzustände zwischen Valenz- und Leitungsband des Kristalls, über die die



Abbildung 2.6: Exemplarisch das Absorptionsspektrum von Photonen in Blei [KK92]. Aufgetragen sind die Massenabsorptionskoeffizienten gegen die Energie des Photons für die verschiedenen Prozesse. Bei niedrigen Energien überwiegt der Photoefffekt, wobei bei höheren Energien schließlich die Paarbildung überwiegt.



Abbildung 2.7: Über Aktivatorzentren geben aus dem Valenzband in das Leitungsband gehobene Elektronen ihre Energie durch Emission von Photonen wieder ab [KK92].

Elektronen wieder in ihren Grundzustand übergehen. Die Elektronen werden aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben, wandern zu einem Aktivatorzentrum und geben dort Szintillationslicht ab (Abbildung 2.7).

Bei anderen Materalien, z.B. Bleifluorid  $(PbF_2)$ , benutzt man das durch den Čerenkoveffekt erzeugte Licht, wenn hochenergetische, geladene Teilchen durch Materie fliegen, um die Energiedeposition der Teilchen im Material messen [Gri96].

Jedes Material hat charakteristische Größen, die beschreiben, wie die Energieabgabe des einfallenden Teilchens im Material stattfindet und welche Eigenschaften das ausgesendete Szintillationslicht hat. Hier ein paar Beispiele [Par02]:

Material	Dichte	$X_0$	r <sub>Molière</sub>	$\frac{dE}{dx}$	$\tau_{decay}$	λ	$Lichtausbeute^2$	Hygro-
	$(g/cm^3)$	(cm)	(cm)	(MeV)	(ns)	(nm)		skopisch
NaI(Tl)	3.67	2.59	4.5	4.8	250	410	1.00	stark
CsI(Tl)	4.53	1.85	3.8	5.6	1000	565	0.4	wenig
$PbWO_4$	8.28	0.89	2.2	13.0	5-15	420-440	0.01	nein

Tabelle 2.1: Die Szintillatormaterialien Natriumiodid, Cäsiumiodid und Bleiwolframat und ihre Eigenschaften

Wichtige Eigenschaften sind Kompaktheit, Lichtausbeute und Schnelligkeit. Die Strahlungslänge macht eine Aussage darüber, nach welcher Strecke die Energie des einfallenden Teilchens auf 1/e seiner Anfangsenergie durch Schauerbildung abgefallen ist. Der Molièreradius gibt an wie groß der Durchmesser dieses kegelförmigen Schauers geworden ist, wenn ein Teilchen eine Strahlungslänge zurückgelegt hat.  $\frac{dE}{dx}$  beschreibt die Energiedeposition des Teilchens pro Wegstrecke. Die Abklingzeit  $\tau_{decay}$  gibt die Zeitdauer an, innerhalb der die Intensität des Szintillationslichtes auf 1/e abgefallen ist und gibt dadurch eine obere Grenze für die Ausleserate des Detektors an.  $\lambda$  gibt an, bei welcher Wellenlänge des ausgesendeten Lichtes die maximale Emissionsausbeute zu erwarten ist; dementsprechend sind auf diese Wellenänge abgestimmte Photomultiplier zur Sammlung des Szintillationslichtes notwendig. Die Lichtausbeute letztlich beschreibt die relative Helligkeit pro deponierter Energie bezogen auf Natriumiodid. In der letzten Spalte sind Angaben darüber, wie stark wasseranziehend (hygroskopisch) das Material ist. Natriumiodid ist das Material mit der besten Lichtausbeute - der größten Anzahl erzeugter Photonen pro deponierter Energie - ist allerdings stark wasseranziehend, so daß es vor Feuchtigkeit geschützt werden muß.

Zum Vergleich sei hier  $PbWO_4$  (*Bleiwolframat*) aufgeführt, daß im Gegensatz zu Natriumiodid eine kleinere Strahlungslänge und einen kleineren Molèreradius hat. Das hätte in unserem Fall zu einem kleineren Detektor als den verwendeten geführt. Auch hat das Material eine sehr kurze Abklingzeit, sodaß hohe Ausleseraten möglich gewesen wären. Allerdings ist die Lichtausbeute pro deponiertem MeV um Größenordnungen kleiner, sodaß dieses Material aufgrund der damit verbundenen schlechten Energieauflösung nicht verwendet werden kann. Hätte man Cäsiumiodid verwendet, so wäre der Detektor auch ein wenig kleiner ausgefallen allerdings hat das Material eine geringere Lichtausbeute und eine hohe Abklingzeit, sodaß man mit einer schlechteren Energieauflösung und geringeren Ausleseraten hätte vorlieb nehmen müssen.

Als Detektormaterial zur Detektion der aus dem Comptonpolarimeter rückgestreuten Photonen entschied man sich aufgrund der hohen Lichtausbeute (40000 Photonen pro deponiertem MeV[Par02]) und der damit verbundenen Energieauflösung für Natriumiodid.

## **Kapitel 3**

## Der Detektoraufbau

### 3.1 Der NaI-Detektor

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete NaI-Detektor wurde freundlicherweise von der A2-Kollaboration mit tatkräftiger Unterstützung durch Herrn Dr. Ahrens zur Verfügung gestellt.

Es handelt sich um einen NaI(Tl)-Detektor<sup>1</sup>, der aus drei zylindrischen Scheiben zusammengesetzt ist (Abbildung 3.2). Jede Scheibe hat einen Durchmesser von 8 Zoll (20.32 cm), eine Höhe von 4 Zoll (10.16 cm) und ist - wegen der hygroskopischen Eigenschaften von Natriumiodid - in einem Aluminiumgehäuse untergebracht. Die Gehäuse haben jeweils vier Glasfenster durch die das Szintillationslicht mit Photomultipliern gesammelt werden kann.



Abbildung 3.1: Eine schematische Zeichnung des Detektors mit montierten Photomultipliern. Die drei zylinderischen Scheiben Natriumiodid werden durch jeweils ein Aluminiumgehäuse geschützt. Die einzelnen Gehäuse sind miteinander verschraubt.

In Abbildung 3.2 ist der Detektor an seiner Position mit montierten Photomultipliern zu sehen. Um den Energieverlust der rückgestreuten Photonen im Fremdmaterial gering zu

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>mit Tl - Thallium - dotiert



Abbildung 3.2: Der Detektor in Position. Zu erkennen sind die drei Scheiben des Detektors mit den jeweils montierten Photomultipliern und deren Verkabelung. An der linken Seite ist der Flansch, durch den die rückgestreuten Photonen auf den Detektor treffen und an der rechten Seiten erkennt man Teile des letzten Umlenkmagneten der Schikane.

halten, wurde der Detektor und der Flansch, an den der Detektor stößt, an ihren Kontaktstellen besonders dünn geschliffen.

Der ursprüngliche Einsatzzweck des Detektors war der Nachweis hochenergetischer Photonen im Bereich mehrerer MeV. Hierzu wurden alle Photomultiplier von einer einzigen Hochspannungsquelle versorgt. Die Anpassung der Signalhöhe über die Hochspannung hat hierbei eine proportionale Änderung der Hochspannung an allen Dynoden und auch an der Photokathode zur Folge. Ein Verlust an Photoelektronen durch Änderung der Fokussierung auf der ersten Dynode konnte hierbei wegen der großen Anzahl der Photoelektronen in Kauf genommen werden. Da im Rahmen dieser Arbeit im Vergleich dazu niederenergetische Photonen nachgewiesen werden mußten, konnte dies nicht mehr toleriert werden. Jeder Photomultiplier bekam eine eigene Spannungsversorgung und die Spannungsteiler an den Basen wurden so umgebaut, daß es möglich war eine negative Vorspannung an die erste Dynode zu geben, sodaß die Austrittseffizienz der Photoelektronen unabhängig von der verwendeten Verstärkungsspannung wurde.

## 3.2 Die Photomultiplier und Spannungsteiler des NaI-Detektors

An jedem der Kristalle sind vier Photomultiplier zur Sammlung des Szintillationslichtes montiert. Das Effektivitätsmaximum liegt laut Herstellerangaben bei einer Wellenlänge von 410 nm und ist damit sehr gut an das Emissionsmaximum von Natriumiodid, das bei 420 nm liegt, angepaßt. Die Photomultiplier bedecken eine Fläche von ca. 10% des Kristalls und neue wurden mit einem Zweikomponentenkleber auf Silikonbasis<sup>2</sup> an den Lichtaustrittsfenstern des Gehäuses des NaI-Detektors befestigt. Der Kleber dient gleichzeitig als optische Kopplung zwischen den Lichtaustrittsfenstern der NaI-Kristalle und den Photomultipliern.

Die Photomultiplier (Firma Burle, Typ 4900) wurden entsprechend folgender Abbildung 3.3 verschaltet. An der ersten Dynode wird über einen Spannungsteiler eine negative Vorspannung angelegt, um die Austrittseffizienz der Elektronen aus der Photokathode unabhängig von der angelegten Verstärkerspannung zu halten. Mehrere Kondensatoren sind vor allem an den letzten Dynoden angebracht, um die auftretenden Dynodenströme zu puffern. Mit den neuen Spannungsteilern wurde jeder Photomultiplier mit einer eigenen negativen und einer eigenen positiven Hochspannung versorgt.



Abbildung 3.3: Der Schaltplan der Spannungsteiler der Photomultiplier des Nal-Detektors.

Die am Detektor befestigten Photomultiplier wurden bei mehreren Umbauten ausgetauscht, da die Signale sich kontinuierlich verschlechterten.



Abbildung 3.4: Die Elektronikverschaltung des Detektoraufbaus.

### 3.3 Die Detektorelektronik

Zur Vermessung der vom NaI-Detektor erzeugten Signale wurde aus NIM-Modulen eine Triggerschaltung zusammengestellt, die die Digitalisierung und rechnergestützte Auslese des Analog-Digital-Converters (ADC) auslöst<sup>3</sup>.

Die Signale der Photomultiplier werden kristallweise - jeweils vier Stück - in ein Linear-Fanin-Fanout-Modul<sup>4</sup> geführt und dort analog aufsummiert. Diese analogen Signale werden aus dem FIFO zum einen direkt an den ADC zur Digitalisierung weitergeführt und zum anderen nochmals zu einer analogen Gesamtsumme aller drei Kristalle. Dieses Signal wird ebenfalls zum ADC weitergegeben und gleichzeitig zu einem sogenannten Constant-Fraction-Discriminator (CFD)<sup>5</sup> geschickt. Der Diskriminator sorgt dafür, daß, wenn ein anliegendes Signal eine gewisse Schwelle (bei uns die Kleinstmögliche von 30 mV) überschreitet, von ihm ein Signal ausgeht, das dazu verwendet wird ein weiteres Signal (GATE) an den ADC zu schicken, um diesem zu signalisieren, daß die Signale die vom Kristall kommen, zu digitalisieren sind.

Ähnlich wird bei Signalen der Myontrigger verfahren. Passiert ein Myon das Szintillatormaterial der Szintillationspaddel, so deponiert es dort so viel Energie, daß das enstehende Ausgangssignal am Photomultiplier einzeln durch einen Leading Edge (LE) Diskrimina-

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Waker Silicone Elastosil RT 601 A und B

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>siehe Anhang

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>FIFO LeCroy, Model 429 A

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Ein CFD summiert das invertierte Eingangssignal auf dasselbe und erzeugt zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs ein Signal. Das ermöglicht eine exaktere Bestimmung des Zeitpunktes, an dem die Schwelle überschritten wird im Gegensatz zu einem Leading Edge Discriminator (s.d.).

tor<sup>6</sup> geschickt werden kann und, wenn ein dazugehöriges Signal (siehe Abbildung und Beschreibung zu 3.5) in Koinzidenz auftritt, dazu dient die Energiedeposition eines Myons in den Kristallen zu messen.

Je nachdem welche Quellen benutzt werden, können die Signale der Photomultiplier des NaI-Detektors einzeln ausgewertet werden oder müssen zumindest kristallweise aufsummiert werden, um ein Signal zu liefern, das groß genug ist, um einen Diskriminator zu veranlassen ein Signal zur Erzeugung eines Meßgates zu liefern. Bei der Messung mit radioaktiven Quellen ist das an einem Photomultiplier entstehende Signal zu klein, um von einem Diskriminator registriert zu werden. Man muß bei solchen Messungen zumindest kristallweise vorgehen. Die Energiedeposition von Myonen im Kristall ist dagegen ausreichend, um das Antwortverhalten der Photomultiplier einzeln studieren zu können.

Aus zwei sich selbst erregenden Timingmodulen<sup>7</sup> erzeugt der Random-Gate-Trigger (CLOCK) ebenfalls Meßgates. Die Signale werden mit einstellbarer Rate zeitlich zufällig produziert. Durch diese zeitliche Zufälligkeit sollten diese Signale unabhängig von Signalen sein, die im NaI-Detektor entstehen. Der ADC wird damit veranlaßt ein "leeres" Signal zu digitalisieren. Es dient dazu festzulegen, bei welchem ADC-Kanal der Nullpunkt (das Pedestal) zu finden ist.

Der ADC ist mit einem Ausleserechner in einem VME-Crate untergebracht. Mittels hardwareseitig einstellbarer Adressen kann der Rechner die verschiedenen Geräte des Crates über den VME-Bus ansteuern. Zur Auslese und Ansteuerung des ADC wurde ein Client/Server-Modell entwickelt mit dem einfache Befehle zur Abfrage des Zustandes des ADC, dessen Auslese und zur Histogrammierung der Daten zur Verfügung stehen. Eine Dokumentation zur Handhabung der Software befindet sich im Anhang.

### 3.4 Myon-Detektoren

Aufgabenstellung war es, das Antwortverhalten des NaI-Detektors im Energiebereich der rückgestreuten Photonen zu verstehen und das Gerät für diesen Bereich zu kalibrieren. Der Energiebereich der rückgestreuten Photonen liegt zwischen von 0 bis 26.4 MeV und damit in einem Bereich, der mit natürlichen radioaktiven Quellen schwer abdeckbar ist. Als natürliche radioaktive Quellen stehen Kobalt 60, mit zwei Linien bei 1.17 MeV und 1.33 MeV, sowie Wismut 207, mit Linien bei 0.56 MeV, 1.06 MeV und 1.77 MeV und Americium/Beryllium mit einer Emissionslinie bei 4.43 MeV zur Verfügung. Damit kann nur der niederenergetische Bereich der rückgestreuten Photonen imitiert werden.

Daraus entstand die Idee Myonen aus der Höhenstrahlung zu benutzen, um den Detektor zu kalibrieren. Um die Energiedeposition von Myonen aus der Höhenstrahlung im NaI-Detektor zu messen, wurde ein Aufbau konstruiert, der dazu dient ein Triggersignal zu erzeugen, wenn ein Myon einen Kristall passiert. Es wurden aus Plastikszin-

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Ein Leading Edge Discriminator gibt ein Signal, wenn das Eingangssignal eine gewisse Schwelle überschreitet. Ist dadurch zeitlich nicht so exakt wie ein CFD. Da das Szintillationsmaterial eine sehr kurze Abklingzeit hat, können diese Diskriminatoren hier verwendet werden.

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>CAEN 93B

tillationsmaterial sechs rechteckige 10cm auf 8cm grosse Stücke gefertigt, mit einem Lichtleiter verbunden und das Ganze mit einem Photomultiplier versehen. Die Länge von 10cm entspricht ungefähr dem halben Durchmesser der zylindrischen Scheiben des Detektors und die Breite von 8 cm ist um 2 cm geringer gewählt als die Breite der NaI-Scheiben. Das Szintillationsmaterial hat eine kurze Abklingzeit, sodaß zeitliche Koinzidenzen sehr genau bestimmt werden können. Die Verwendung zweier Plastikszintillatoren dient dem Zweck die möglichen Myonspurlängen im NaI-Kristall einzugrenzen. Eine höhenverstellbare Konstruktion sorgt für die Positionierung der Szintillatoren mit ihren Photomultipliern über dem Detektor. Zu erwarten ist bei diesem Aufbau eine Rate von einem Myon pro Minute pro Kristall (siehe Abbildung 3.5).



Abbildung 3.5: Eine CAD-Zeichnung des Aufbaus der Myon-Detektoren. Zu erkennen sind die Szintillationspaddel, die aus dem Szintillationsmaterial, den Lichtleichtern, sowie den daran befestigten Weicheisenröhren, in denen die Photomultiplier untergebracht sind, bestehen.

Jeweils drei der Myontrigger sind in eine obere und in eine untere Gruppe aufgeteilt. Falls zwei übereinanderstehende Trigger in Koinzidenz ein Signal liefern, wird die durch das vermeintlich registrierte Myon im NaI-Detektor deponierte Energie mittels eines ADC digitalisiert.

Die obere Gruppe ist in der Höhe zur unteren verstellbar, sodaß sich die Spuren, die die Myonen im Kristall zurücklegen, variabel eingrenzen lassen. Die ganze Konstruktion ist dreh- und verschiebbar gelagert, damit die Szintillatoren auf die Positionen der einzelnen NaI-Kristalle eingestellt werden können.

In Abbildung 3.6 ist das Funktionsprinzip der Myontrigger dargestellt. Ein Myon passiert die Plastikszintillatoren und deponiert Energie im NaI. Eine Diskussion der Messungen mit den Myontriggern gibt es in Kapitel 5.



Abbildung 3.6: Eine Skizze zur Funktionsweise der Myontrigger. Ein Myon passiert die Szintillatoren und hinterläßt seine Spur im Detektor. Die Abstandsangaben entsprechen den zur Zeit aktuellen (25.6.04) Daten. Die Szintillatorscheiben der Myontrigger sind 8cm breit und 2cm hoch. Eine Kristallscheibe aus dem NaI-Detektor hat eine Breite von 10cm.

## **Kapitel 4**

## Simulation der Energiedeposition von Photonen im Detektor

### 4.1 Konzept

Die A2-Arbeitsgruppe des Institutes stellte einen NaI-Detektor zur Verfügung, der ursprünglich für hochenergetische Photonen mehrerer 100 MeV vorgesehen war. Dazu mußte zunächst dessen Antwortverhalten auf Photonen im Energiebereich von 0 bis 26.4 MeV verstanden werden. Dafür gab es mehrere Ansätze. Man versuchte mittels radioaktiver Quellen das Antwortverhalten zu studieren und bildete parallel dazu die Geometrie und die Materialeigenschaften des Detektors mittels der Simulationssoftware GEANT 4 im Rechner ab: drei zylindrische Scheiben aus Natriumiodid mit einem Durchmesser von 8 Zoll (4.4 Moliéreradien) und einer Länge von jeweils 4 Zoll (ca. 3.4 Strahlungslängen). Die Einflüsse des Aluminiumgehäuses wurden als vernachlässigbar angenommen.

Zu der Simulation wurde die Einschußrichtung der Photonen entsprechend der Richtung der im Experiment zu erwartenden rückgestreuten Photonen gewählt. Die Energie der Photonen zwischen 0 und 26.4 MeV wurde in 0.01 MeV-Schritten variiert, sodaß sich aus den Daten beliebige Spektren zusammensetzen lassen.

Ein weiterer Abschnitt der Simulation beschäftigte sich mit der Energiedeposition von Myonen aus der Höhenstrahlung. Die Simulation zeigte, daß diese Myonen zwischen 200 und 230 MeV im Detektor deponieren.

Ein weiterer Ansatz galt der Simulation von Photonen aus der Bremsstrahlung der Wechselwirkung von Elektronen des MAMI-Elektronstrahls mit dem Restgas in der Strahlführung. Die Simulation sagte voraus, daß 855 MeV-Photonen ca. 570 MeV im Detektor deponieren.

Bei der Sortierung der erzeugten Events in Histogramme wurde die Geometrie des Detektors und die Quanteneffizienz der Photomultiplier mit einkalkuliert. Die Spektren wurden auf die zu erwartende Maximalenergie von 26.4 MeV normiert und die Anzahl der Einträge (Bins) auf maximal 2000 festgesetzt.

Ebenfalls mittels der Simulationbibliothek GEANT wurde die Grafik (Abbildung 4.1) erstellt, in der die drei zylindrischen Scheiben des Detektors und ein 26.4 MeV Photon von links auf den Detektor treffend - entsprechend der Richtung der rückgestreuten Photonen



Abbildung 4.1: Ein 26.4 MeV Photon von links kommend - entsprechend der Richtung der rückgestreuten Photonen - deponiert seine Energie im Detektor. Zu erkennen ist die Spur des einfallenden Photons und die Spuren der erzeugten Prozesse. Photonen sind grün, Elektronen sind rot eingezeichnet.

im Experiment - dargestellt sind. Man erkennt die Spur, die das ursprüngliche Photon zunächst zurücklegt und die Effekte der Streuprozesse im Material. Wie man erkennen kann, ist dieses Photon eines derjeningen, die den ersten Kristall passieren und erst im zweiten Kristall beginnen ihre Energie zu deponieren.

Im Folgenden sind zwei Ergebnisse der Simulation der Antwort des Detektors bezüglich monoenergetischer Photonen abgebildet. Die Diagramme sind in vier einzelne Abbildungen unterteilt in denen die Energiedeposition für jeden Kristall separat und für den Gesamtdetektor dargestellt sind.

Die Diagramme (Abbildung 4.2) zeigen die Spektren für die Kristalle getrennt und dem Gesamtdetektor. Das erste zeigt das Spektrum von 100000 Photonen einer Energie von 4.43 MeV (der Emissionslinie von Americium/Beryllium) und das zweite einer Energie von 26.4 MeV (der erwarteten Höchstenergie rückgestreuer Photonen). Die erwartete Energieauflösung wurde mittels einer Anpassung einer Gaußfunktion an die Daten ermittelt. Man erkennt im ersten Diagramm die vom ersten bis zum dritten Kristall abnehmende Häufigkeit der Energiedeposition für 4,43 MeV. Während bei den einzelnen Kristallen der Singleescapepeak eindeutig zu sehen ist, ist er für den Gesamtdetektor bedeutungslos. Ein ähnliches Bild ergibt sich für die Energiedeposition von 26,4 MeV-Photonen (der erwarteten Höchstenergie). Eindeutig zu erkennen sind wieder die Singleescapepeaks. Man erkennt auch wie unterschiedlich die Energie im Detektor verteilt wird.



Simulation des Energiespektrums von Americium/Beryllium

Simulation monoenergetischer Photonen von 26,4 MeV



Abbildung 4.2: Zwei Ergebnisse aus der Simulation der Wechselwirkung monoenergetischer Photonen mit dem Detektor.

### 4.2 Simulation radioaktiver Isotope

Um die simulierten Spektren mit denen aus der Praxis vergleichen zu können, wurden die Spektren von radioaktiven Isotopen nachgebildet. Hierzu wurden die beschriebenen Spektren monoenergetischer Photonen verwendet. In den Diagrammen ist die Energiedeposition des einfallenden Photons für die drei Kristalle separat und für den gesamten Detektor aufgetragen. Für die Simulation der Energiedeposition von Kobalt 60 wurden die Energiespektren von Photonen der Energien von 1.17 MeV und 1.33 MeV zu gleichen Anteilen summiert; wenn ein angeregter Kobaltkern in den Grundzustand übergeht, emittiert er pro Zerfall zwei miteinander korrelierte Photonen dieser Energien. Wie man in



Abbildung 4.3: Die Simulation des Energiespektrums von Kobalt 60. Zu sehen sind die Spektren für die einzelnen Scheiben separat und die Summe der Energiedeposition im Detektor.

Abbildung 4.3 erkennen kann, sind die beiden Linien von Kobalt 60 nicht auflösbar, was auch experimentell (Abbildung 5.1) bestätigt wurde. Die Häufigkeit mit der ein Event in einem Kristall erwartet wird nimmt von Kristall zu Kristall um ca. eine Größenordnung ab. Die theoretische Energieauflösung für die Kombination der beiden Kobaltlinien beträgt 11 Prozent.

Wismut 207 besitzt Emissionslinien bei 0.57 MeV, 1.06 MeV und 1.77 MeV in einem Häufigkeitsverhältnis von 0.98:0.75:0.07.

Diesmal lassen sich - auch experimentell bestätigt - die Linien auflösen. Die Häufigkeit der Events nimmt auch hier von Kristall zu Kristall um ca. eine Größenordnung ab. Die theoretische Energieauflösung liegt bei 0,57 MeV bei 13 Prozent, bei 1,06 MeV bei 9 Prozent und bei 1,77 MeV bei 7 Prozent.



Abbildung 4.4: Die Simulation des Energiespektrums von Wismut 207.

### 4.3 Simulation von Myonen aus der Höhenstrahlung

Die mittlere Energie von Myonen auf Meereshöhe beträgt 4 GeV[Par02]. Und geben aufgrund ihrer Masse ihre Energie fast nur durch Ionisation ab. In der Simulation wurde davon ausgegangen, daß sie immer exakt dieselbe Bahn durch die Mitte eines Kristalls nehmen.

Bei dieser hohen kinetischen Energie spielen Fluktuationen in derselben kaum eine Rolle - die durch die Bethe-Bloch-Beziehung beschriebene Energieabgabe  $\frac{dE}{dx}$  ist nur schwach energieabhängig - und die Simulation zeigte, daß diese Teilchen zwischen 200 MeV und 230 MeV im Kristall deponieren.

Die Darstellung (Abbildung 4.6) zeigt das Ergebnis der Simulation der Energiedeposition von 100000 Myonen entsprechend Abbildung 4.5. Gut zu erkennen ist, daß 99% der Energie im primär beteiligten Kristall deponiert werden.



Abbildung 4.5: Ein Beispiel für ein Myon, das den dritten Kristall des Detektors passiert



Simuliertes Spektrum von Myonen aus der Höhenstrahlung

Abbildung 4.6: Simulation der Energiedeposition von Myonen aus der Höhenstrahlung. Die meiste Energie wird im primär beteiligten Kristall deponiert. Es läßt sich auch erkennen, daß die benachbarten Kristalle ebenfalls Energie aufnehmen. Die relative Energieauflösung beträgt 6,3%.

## 4.4 Simulation der Spektren von Photonen aus der Bremsstrahlung

Um eine Aussage darüber treffen zu können, an welcher Stelle im Spektrum das obere Ende des Bremsstrahlungsspektrums der mit dem Restgas in der Strahlführung wechselwirkenden Elektronen ist - um den Detektor evtl. auf diese Weise zu kalibrieren wurde das Spektrum von monoenergetischen Photonen von 855 MeV (derzeitige MAMI-Maximalstrahlenergie) simuliert. Die Simulation zeigt, daß diese Photonen ca. 570 MeV im Material deponieren. Hier ist die Anzahl der Events gegen die Energiedeposition in



Abbildung 4.7: Ein Photon von 855 MeV deponiert seine Energie. Mit 10 Strahlungslängen ist der NaI-Detektor lang genug um einen erheblichen Teil des Schauers zu enthalten. Allerdings beträgt die erzielbare Energieauflösung nur 18%.



Abbildung 4.8: Simulation monoenergetischer Photonen von 855 MeV

MeV aufgetragen.

#### 4.5 Rückgestreute Photonen

In Abbildung 4.9 ist das Energiespektrum rückgestreuter Photonen für  $P_e P_{\gamma} = 1.0$  dargestellt. Das entsprechende Energiespektrum für negative Helizität unterscheidet sich nur um dem polarisierten Anteil des Wirkungsquerschnitts  $\left(\frac{d\sigma_{pol}}{d\Omega}\right)$ , der etwa 3% des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts  $\left(\frac{d\sigma_{unpol}}{d\Omega}\right)$  ausmacht. Das Maximum der Skala liegt bei

Simuliertes Spektrum rückgestreuter Photonen



Abbildung 4.9: Das Energiespektrum der rückgestreuten Photonen. Das Maximum liegt bei 26,3 MeV. Die Simulationssoftware Geant benutzt interne untere Grenzen, sodaß das Spektrum im niederenergetischen Bereich abgeschnitten ist.

26.4 MeV. Der erwarteten Höchstenergie der Photonen. Um dieses Spektrum zu erhalten, wurden die Spektren der monoenergetischen Photonen mit dem Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung gefaltet.

In Abbildung 4.10 ist die Asymmetrie der Energiespektren bei Comptonstreuung an links- und rechtshändig polarisierten Elektronen auf Grundlage der errechneten monoenergetischen Photonspektren dargestellt. Die einzelnen Spektren wurden mit dem entsprechendem Wert des Wirkungsquerschnitts der Comptonstreuung für jeweils positive und negative Helizität gewichtet und aufaddiert.

Als Grundlage der Berechnung dieses Graphen wurde die Formel zur Bestimmung der Asymmetrie in der Comptonstreuung benutzt (Gleichung 2.14):

$$A = \frac{\frac{d\sigma_{gesamt}^+}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{gesamt}^-}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{gesamt}^+}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{gesamt}^-}{d\Omega}}$$
(4.1)



Simulation der Asymmetrie der Photonspektren

Abbildung 4.10: Für die Simulation der erwarteten Asymmetrie aus der Comptonstreuung wurde das Antwortverhalten des Detektors simuliert und die so erhaltenen Spektren mit dem Wirkungsquerschnitt gefaltet. Das Binning ist hier anders gewählt wie in Abbildung 4.9. Das Maximum liegt auch hier bei 26,4 MeV.

Da Photonspektren im Bereich von 0 bis 26.4 MeV in 10 keV-Schritten berechnet wurden, konnten die Werte der Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma^{+/-}}{d\Omega}$  an 2640 Stellen ihres Wertebereiches ermittelt werden und zur Gewichtung der Spektren im Summenspektrum benutzt werden. Es wurden mehrere Spektren simuliert, sodaß folgende Operation zur Berechnung des Gesamtspektrums durchgeführt wurde:

$$E_{\gamma-Spektrum}^{gesamt} = \frac{1}{2640} \sum_{i=0}^{2640} \frac{\frac{d\sigma_{gesamt}^+}{d\Omega} \cdot E_{\gamma-Spektrum}^1 - \frac{d\sigma_{gesamt}^-}{d\Omega} \cdot E_{\gamma-Spektrum}^2}{\frac{d\sigma_{gesamt}^+}{d\Omega} \cdot E_{\gamma-Spektrum}^1 + \frac{d\sigma_{gesamt}^-}{d\Omega} \cdot E_{\gamma-Spektrum}^2}$$
(4.2)

### 4.6 Die simulierte Energieauflösung

Es wurde ein ROOT-Skript programmiert, das eine automatische Anpassung an die Daten der Simulation der monoenergetischen Photonen durchführte und die relative Energieauflösung und deren Fehler errechnete.



Abbildung 4.11: Die theoretisch erwartete Energieauflösung im Bereich von 0 bis 26,4 MeV. Sie fällt von niedrigen Energien von 14 Prozent auf etwas über 2 Prozent bei hohen Energien.

## **Kapitel 5**

## Messungen mit dem Detektor

Zur Vermessung des Detektors wurden Emissionslinien verschiedener radioaktiver Quellen benutzt. Dazu wurde der Detektor auf eine Arbeitsplatte gesetzt und die Quellen in einem Abstand von 70 cm aufgebaut. Ein Kollimator aus Blei sorgte für die ungefähre Ausrichtung der emittierten Photonen. Die Quellen sollten das Licht von rückgestreuten Photonen einer bestimmten Energie nachbilden.

### 5.1 Natürliche radioaktive Quellen

Das folgende Bild zeigt ein Energiespektrum von Kobalt 60, aufgenommen mit dem kompletten Detektor. Die Dauer der Datennahme betrug 120 Sekunden. Von links nach rechts erkennt man den Pedestalpeak, die Diskriminatorschwelle und den Peak aus den beiden zusammengesetzten Emmisionslinien von Kobalt 60. Die Diskriminatorschwelle entsteht durch niederenergetischen Untergrund, der nicht simuliert wurde.



Abbildung 5.1: Das gemessene Spektrum von Kobalt 60. Zu erkennen ist v.l.n.r. der Pedestalpeak, die Diskriminatorschwelle und der der aus den beiden Kobaltlinien zusammengesetzte Peak.

Die Werte zur Bestimmung der Energieauflösung wurden wie bei den theoretisch ermit-

telten Daten durch eine Anpassung einer Gaußfunktion ermittelt.

Unter gleichen Bedingungen wurde das Spektrum von Wismut 207 vermessen. Auch hier betrug die Dauer der Datennahme 120 Sekunden. Wiederum sieht man den Pedestalpeak und die Diskriminatorschwelle aber diesmal lassen sich - auch entsprechend der Simulation - die drei Emissionslinien des Präparates auflösen.



#### Gemessenes Spektrum von Wismut 207

Abbildung 5.2: Das gemessene Spektrum von Wismut 207. Auch hier wieder der Pedestalpeak und die Diskriminatorschwelle; nur lassen sich hier die drei Emissionslinien des Wismut erkennen.

Die gemessenen Energieauflösungen sind etwas schlechter wie die aus der Simulation berechneten, da in der Simulation ideale Verhältnisse angenommen wurden; das Aluminiumgehäuse des Detektors wurde vernachlässigt. Darüberhinaus ist davon auszugehen, daß die Signalqualität der Photomultiplier eine Rolle gespielt hat.

Ebenso wurden Daten aus dem Emissionsspektrum von Americium/Beryllium genommen; dieses Präparat hat eine Emissionslinie bei 4.43MeV.

Das Spektrum der Americium/Beryllium-Quelle wurde aufgrund der geringeren Aktivität der Quelle 20 Minuten lang aufgenommen.

Das gemessene Spektrum von Americium/Beryllium



Abbildung 5.3: Spektrum Americium/Beryllium

### 5.2 Höhenstrahlung

Nach einem weiteren Umbau des Detektors wurde versucht Myonen aus der Höhenstrahlung zu detektieren, um daraus eine Aussage über das Antwortverhalten der Photomultiplier zu machen. Die Energie, die ein Myon in einem Kristall hinterläßt ist groß genug, um damit die Response einzelner Multiplier beobachten zu können. Exemplarisch sei hier das Spektrum dreier Multiplier mit ihrem Summenspektrum gezeigt. Auf der linken Seite der Spektren ist das normale Signal, auf der rechten, das vom ADC achtfach verstärkte Signal. In der ersten Zeile ist das Summenspektrum aus den darunter liegenden Spektren. Jedes Spektrum steht für einen Photomultiplier. Die Zeitdauer der Datennahme betrug pro Photomultiplier 12 Stunden. Die Rate lag bei einem Myon pro Minute pro Photomultiplier (Kristall respektive).



Abbildung 5.4: Myonspektren

Mit jedem Photomultiplier wurde insgesamt 12 Stunden Daten genommen. Die Spektren zeigen den Pedestalpeak des ADCs und das hochenergetische obere Ende der Energied-

eposition der Höhenstrahlung im Kristall. Dafür gibt es mehrere Gründe. Zum einen verschlechterte sich die Signalqualität der Photomultiplier ständig. Zum anderen führt eine kleine Abweichung von der idealen Einschußrichtung der Myonen in den NaI-Kristall zu einer relativ großen Abweichung in der Spurlänge, die sie im Kristall zurücklegen und das führt zu einer veränderten Energiedeposition. Dieser Effekt kann durch verdrehen der Szintillatorpaddel um 46,7 Grad aus der waagerechten ausgeglichen werden. Wegen der geringen Triggerraten von  $\leq 1$  Event pro Minute konnten diese Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr fertiggestellt werden.

### 5.3 Strahlzeit August 2003

Während einer Strahlzeit im August 2003 konnten mit dem NaI-Detektor erstmals aus dem Laserlicht rückgestreute Photonen nachgewiesen werden. Dem Elektronenstrahl von MAMI wurde der Laserstrahl innerhalb der Schikane überlagert und es konnte eindeutig ein Unterschied zwischen Daten mit Laserlicht und ohne Laserlicht festgestellt werden. Das obere Diagramm zeigt das Energiespektrum des Detektors mit und ohne Laser. Auf-



Abbildung 5.5: Comptongestreute Photonen. Die Rate comptongestreuter Photonen betrug 3 kHz und die Untergrundrate 18 kHz.

getragen sind die registrierten Events als Funktion der Energie. Im unteren Diagramm ist die Differenz beider - das eigentliche Comptonspektrum - dargestellt.

### 5.4 Strahlzeit April 2004

Ein Elektron, daß ein Photon in den NaI-Detektor streut, hat daraufhin eine geringere Energie und weicht, wenn es die Umlenkmagnete passiert hat, von der ursprünglichen Strahlführung ab. Ein solches Elektron kann mittels eines ortsauflösenden Detektors nachgewiesen werden und sollte korreliert mit einem Ereignis im NaI-Detektor nachzuweisen sein. Ein solcher Elektrondetektor wurde im Rahmen der A4-Kollaboration vom MIT (Simon Taylor) aufgebaut und besteht aus 24 szintillierenden Fasern, die in einer Ebene senkrecht zur Strahlrichtung positioniert sind und horizontal bewegt werden können. Das folgende Bild (Abbildung 5.6) zeigt die Positionierungen der Detektoren. Für die Daten-



Abbildung 5.6: Die Positionen des NaI- und des Faserdetektors im A4-Experiment

erfassung wurde das schon im Rahmen dieser Diplomarbeit erstellte Softwarepaket erweitert und den Erfordernissen angepaßt. Es wurde neue Software zur Histogrammierung der Koinzidenzevents erstellt.

In der folgenden Grafik (Abbildung 5.7) erkennt man das Spektrum des NaI-Detektors und die jeweils dazugehörige Anzahl der Ereignisse in den Fasern. Je höher die Fasernummer ist, desto näher ist sie am Elektronstrahl. Eintrag Nummer Null zeigt das Spektrum des NaI-Detektors. Zu erkennen ist ein Bremsstrahlungsspektrum aus dem Restgas der Strahlführung des Beschleunigers. Die anderen Einträge zeigen die Häufigkeit, mit der eine Faser in Korrelation eines Ereignisses im NaI ein Signal gab.



Korrelation zwischen Nal- und Elektrondetektor

Abbildung 5.7: Korrelation zwischen dem NaI- und dem Elektrondetektor. Zu erkennen ist das Bremsstrahlspektrum aus dem Restgas der Strahlführung des Beschleunigers sowie die Korrelation zwischen dem Auftauchen eines Signals im NaI-Detektor und in den Fasern.

### 5.5 Strahlzeit Mai 2004

In einer Strahlzeit im Mai 2004 konnten ein weiteres Mal rückgestreute Photonen nachgewiesen werden. Der Faserdetektor wurde benutzt, um ein Triggersignal auszulösen. Dadurch wurde die Untergrundrate im Vergleich zum ersten Mal (vgl. Abbildung 5.5) erheblich vermindert.



Abbildung 5.8: Der Nachweis von rückgestreuten Photonen während einer Strahlzeit im Mai 2004. Im linken Diagramm ist das Untergrundspektrum (schwarz) und ein Spektrum mit angeschaltetem Laser zu sehen. Im rechten Diagramm ist die Differenz beider Spektren dargestellt.

In Abbildung 5.8 sind die Ergebnisse einer Strahlzeit im Mai 2004 dargestellt. Mittels einer Messung mit einem TDC wurden die Delays der Signale zwischen dem NaI-Detektor

und dem Faserdetektor angepaßt, sodaß zeitliche Koinzidenzen genau bestimmt werden konnten. Die Untergrundrate konnte dadurch von 18 kHz auf 125 Hz und die Rate comptongestreuter Photonen von 3 kHz auf 60 Hz gesenkt werden, sodaß das Signal/Rausch-Verhältnis wesentlich verbessert wurde. Im linken Diagramm ist das Spektrum mit (rot) und ohne Laser (schwarz) dargestellt und im rechten die Differenz beider.

## Kapitel 6

## **Zusammenfassung und Ausblick**

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Antwortverhalten eines NaI(Tl)-Detektors, der für Photonenergien im Bereich von 200-400 MeV konzeptioniert war, auf Photonenergien von 26,4 MeV angepaßt. Die Signale der Photomultiplier wurden mehrmals überprüft und die Multiplier entsprechend ausgetauscht. Die Basen für die Stromversorgung der Photomultiplier wurden umgebaut, sodaß eine negative Hochspannung an die Photokathode des Photomultipliers gegeben werden konnte, um die Austrittseffizienz der Elektronen aus der Photokathode unabhängig von der Verstärkerspannung zu halten.

Eine grafische Bedienoberfläche wurde programmiert, mit der für jeden Photomultiplier einzeln oder kristallweise oder für den ganzen Detektor die Spannungen eingestellt werden können (s. Anhang). Parallel dazu wurden Programme und Skripte entwickelt, mit denen eine automatisierte Datennahme der Energiedeposition von Myonen im Kristall zum Beispiel, möglich ist.

Um die ADCs anzusteuern und die Daten zu histogrammieren, wurde ein Client/Server-Konzept entwickelt. Mit einfachen Befehlen lassen sich beide ADCs auslesen und Prozesse steuern, die die Histogrammierung der anfallenden Daten einzeln oder in Koinzidenzmessungen übernehmen.

Die Geometrie und die Eigenschaften des Detektormaterials wurden im Rechner abgebildet und das Antwortverhalten auf 100000 monoenergetische Photonen im Bereich von 0 bis 26,4 MeV in 10 keV-Schritten simuliert. Aus diesen so gewonnenen Spektren konnten die Spektren von radioaktiven Quellen (Kobalt 60, Wismut 207, Americium/Beryllium) nachgebildet und letztendlich das Spektrum rückgestreuter Photonen durch Faltung mit dem Wirkungsquerschnitt errechnet werden. Damit wurde die Asymmetrie zwischen der Streuung von Elektronen positiver und negativer Helizität an dem Licht des Argonionlasers berechnet.

Ebenso wurde das Antwortverhalten des Detektors auf die Energiedeposition von Myonen aus der Höhenstrahlung simuliert.

Messungen mit radioaktiven Quellen wurden durchgeführt und die Spektren mit den aus der Simulation erwarteten verglichen.

Schließlich wurden während mehrerer Strahlzeiten rückgestreute Photonen mit dem NaI-Detektor nachgewiesen. Nachdem ein ortsauflösender Faserdetektor in Betrieb genommen wurde, konnte die Untergrundrate und das Signal/Rausch-Verhältnis durch Koinzidenzmessungen verbessert werden.

Da die Messungen der Energiedeposition von Myonen noch keine verwertbaren Ergebnisse geliefert hat, werden die Szintillationspaddel um 46,7 Grad gedreht, um die Spuren, die die Myonen in den Kristallen zurücklegen, weiter einzugrenzen. Es ist zu erwarten, daß dabei die Rate von ca. einem Event pro Minute auf einen Event pro anderhalb Minuten abfällt. Diese Messungen sind sehr zeitaufwendig und konnten deshalb im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden.

## Anhang A

## Die Software zur Steuerung und Auslese des Detektors

### A.1 Die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier

Zur Hochspannungsversorgung wurde eine Applikation mit einer grafischen Bedienoberfläche erstellt. Das ausführbare File befindet sich in /marcopol/sikoraadc/HV\_Unglaubix (o.ä.), heißt HV\_Unglaubix.exe und muß als marcopol-user auf dem lumipc gestartet werden; es handelt sich um keine Client-/Server-Applikation.

Bei jedem Programmstart werden die beteiligten Komponenten, die serielle Schnittstelle und die Hochspannungsversorgung, getestet und initialisiert. Es wird geprüft, indem ein sogenannter Lockfile angelegt wird, ob schon eine Instanz der Steuerung existiert und wenn ja bricht das Programm mit einer entsprechenden Fehlermeldung ab. In einem Logfile wird protokolliert wer zum Zeitpunkt des Programmstarts auf dem Rechner eingeloggt war, um bei etwaigen Problemen Rücksprache halten zu können. Weiterhin werden zum Programmstart die in der Hochspannungsversorgung gesetzten Spannungen ("Demanded Voltages") ausgelesen, damit eine Kontrolle möglich ist, welche Spannungen tatsächlich anliegen sollen, wenn die Hochspannung angeschaltet wird. Dazu später mehr. In einer Datei werden die gesetzten Spannungen mitprotokolliert, sodaßnach einem eventuellen Programmabsturz wieder an derselben Stelle angeknüpft werden kann.

Zualleroberst kann man über die Bedienoberfläche allgemeine Befehle für an die Hochspannungsversorung schicken. Zum Beispiel, wenn man das Gerät nochmals initialisieren möchte oder den Status des Gerätes abfrage möchte. Die Meldungen die das Gerät zurücksendet werden in der unteren Statuszeile angezeigt. Solange eine Operation ausgeführt wird, ist diese Zeile leer.

Das Gerät unterscheidet zwischen "Achtual" und "Demanded" Voltages. Als "Actual" werden die Spannungen bezeichnet, die das Gerät zurückliest, wenn es versucht die "Demanded" Voltages zu setzen. Beide Spannungen lassen sich ebenfalls über die Oberfläche erfragen.

Auf der ersten Registerkarte der Oberfläche kann man für jeden Photomultiplier einzeln die Spannungen vorgeben. Die Elemente für die Multiplier sind kristallweise gruppiert.

xtern	$\nabla \Delta$				
<pre>partopol@lumipc.a4.kph's password: Last login; Tue Apr 20 15:28:46 2004 from sikorapc,kph,uni-mainz,de Have a lot of fun lumipc:[marcopol]&gt;od PAVDAS/VMEISA/src lumipc:[src]&gt;od unglaubix/ lumipc:[unglaubix]&gt;HV_Unglaubix.exe Oreating LockfileHVUnglaubix. Reading Photomultipliersettings Reading Photomultipliersettings Be sure to have rights to open a display Initialising HV. Please wait Initializing serial Initializing serial If program hangs at this point, the switch on the HV is set to "local". Pull the switch, remove "Lockfile" and restart program. M16 Getting demanded voltages of HV. Please wait</pre>					
H16 Demand Voltages/currents CH00 1200 1200 1200 1500 1500 1200 1700 1600 CH08 0000 0000 1200 1200 0000 0000 0000 00					



Innerhalb eines Elementes wird zwischen der negativen Spannung an der ersten Dynode und der Verstärkungsspannung unterschieden. Es gibt Textfelder für die "Demanded" und "Actual Voltages", sowie Eingabefelder für die zu setzenden Spannungen und die mit den Photomultipliern verknüpften Kanäle der Hochspannungsversorgung.

Falls man seine Eintragungen gemacht hat, kann man diese für jeden Photomultiplier einzeln über den entsprechenden "Set"-Knopf oder kristallweise mittels z.B. "Set Crystal 1" oder auch für den ganzen Detektor aktiv setzen.

Ebenso lassen sich die Spannungen komplett in einem File abspeichern und wieder zurückholen.

Die serielle Schnittstelle der Hochspannungsversorgung arbeitet mit 300 Baud; man braucht bei der Arbeit mit dem Gerät ein wenig Geduld. Eine Meldung in der Statuszeile des Programms weist darauf hin, daßdas Gerät eine nächste Aktion durchführen kann. Solange die Statuszeile leer bleibt läuft die Kommunikation zwischen Rechner und Hochspannungsversorgung.

Eine äquivalente Registerkarte gibt es für die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier, die an den Szintillatoren zur Myondetektion eingesetzt werden. Da während eingeschalteter Umlenkmagnete der Schikane zwei Photomultiplier des NaI-Detektors kein Signal liefern, wurden diese Kanäle benutzt, um Photomultiplier der Myonszintillatoren



Abbildung A.2: Die Hauptbedienungsfenster

zu versorgen. Es ist also vor einer Messung von Myonen zu prüfen, ob an den Multipliern die richtige Spannung anliegt.



Abbildung A.3: Das Bedienpanel der Myon-Trigger

Der Bequemlichkeit halber gibt es eine Registerkarte Nice to have, auf der man gewisse Grundoperationen durchführen kann. Wer lesen kann, wird sich dort zurechtfinden.

Wenn die Kanäle der Hochspannungsversorgung direkt angesprochen werden sollen,

kann man auf die entsprechenden Registerkarten "Channels Set 1" (o.ä.) wechseln und nach der softwareseitigen Aktivierung des entsprechenden Kanals die gewünschte Spannung einstellen. Entgegen zu den anderen Eingabemasken ist an dieser Stelle kein Softwarelimit für die Maximalspannung implementiert.



Abbildung A.4: Direktansteuerung

## A.2 Batchbetrieb

Zum automatischen Messen im Batchbetrieb stehen diverse Programme bereit. Diese Programme regeln die Spannungen an den Photomultipliern und können für gewünschte Zeitdauern Daten zur Messung mit Myonen oder zur Messung mit radioaktiven Quellen nehmen. Sie befinden sich in *marcopol/sikora/HV\_Unglaubix/* und können auch zur Benutzung durch z.B. Shellksripte umfunktioniert werden. Und hier die erstellten Programme:

*turnon.exe* selbsterklärend

*turnoff.exe* selbsterklärend

*set positiveszero.exe* setzt die Verärkungsspannungen der Photomultiplier auf Null

setnegativeszero.exe

setzt die Spannungen an der ersten Dynode der Photomultiplier auf Null

#### setvoltages.exe

setzt den Kanal der Hochspannungsversorgung und die gewünschte Spannung; Alleiniges Eintippen des Programmnamens hilft<sup>1</sup>

#### setHVmuonCalib.sh

Als Argumente nimmt dieses Programm:

Photomultiplierreihe, Verstärkungsspannung an PM 1, Verstärkungsspannung an PM 2, Verstärkungsspannung an PM 3

Ein Bash-skript, bloßes Eintippen des Programmnamens gibt Auskunft über die Funktionsweise.<sup>2</sup>

#### takeCalbData?.sh

benutzt setHVmuonCalib.sh, um von allen vier Photomultiplierreihen jeweils eine Stunde lang zwölf Mal auf dem lumipc Daten zu nehmen

#### CalibratewithMyons.sh

ruft die drei takeCalbData-Shell-skripte hintereinander auf.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>In der Sourcedatei dieses Programmes sind alle Grundfunktionen der Hochspannungsversorgung als einzelne Prozeduren gesammelt; Hieraus kann man sich also ein komplettes Messprogramm zusammensetzen.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Die Photomultiplier des NaI-Detektors wurden in vier Reihen aufgeteilt. An jedem der drei Kristalle wird je einer der vier Photomultiplier angeschaltet und dessen Daten gesammelt. Da es pro Kristall vier Photomultiplier pro Kristall sind, sind es also vier Reihen.

Bei der Messung mit Myonen können Daten einzeln je Photomultiplier aufgenommen werden. Bei der Messung mit radioaktiven Quellen kann nur kristallweise vorgegangen werden, da die Energiedeposition zu gering ist, um ausgewertet werden zu können.

## A.3 ADC-Auslese und Steuerung

#### A.3.1 Der ADC

Zur Datenerfassung wird ein ADC der Firma CAEN Modell 965V verwendet. Der ADC sortiert Ladung bis maximal 800pC in insgesamt 32 auslesbare Kanäle. In den ersten sechzehn finden sich die normalen Signale und in den folgenden 16 können die Signale achtfach verstärkt ausgelesen werden.

### A.3.2 Die Software

Um den ADC auslesen zu können, wurde ein Client/Server-Modell entwickelt. Ein Serverprozeß auf dem steuernden Rechner empfängt Befehle zum Status, der Eventauslese und zum Starten oder Stoppen der Histogrammierprozesse von einem Client, der nach der Histogrammierung dafür sorgt, daß die Daten korrekt archiviert werden. Die Programme befinden sich in /marcopol/sikoraadc und meist hilft das Eintippen des Programmamens, um über die Funktion Aufschluß zu erhalten. Hier die Programme:

#### adcServer.exe

Der Serverprozess, der mit Root-Rechten auf dem (zur Zeit) Compton2-Rechner gestartet werden muss, um die Auslese des ADC zu steuern. Dieser Server nimmt Befehle (siehe adcClient) entgegen und verarbeitet sie entsprechend weiter. Öffnet einen Port auf 42000.

#### adcClientcomputername.exe

Mit dem Eintippen des Programmnamens können die gültigen Befehle zur Ansteuerung des ADCs abgefragt werden:

Einige zur Fehlersuche nützliche Sachen. Zum Beispiel lässt sich die Firmware auslesen oder ein einzelner Event abholen oder eine Abfrage über den Zustand einzelner Register machen.

#### takedata.exe

Das wichtigte Programm bei der Datennahme mit dem NaI-Detektor. Startet man das Programm ohne Parameter, wird eine Bedienungsanleitung ausgegeben.

#### Histogrammierprogramme

Sind in Programme zur Histogrammierung der Auslese der ADCs einzeln und in Korrelation mit und ohne Polabit gegliedert. Funktionieren alle fehlerlos und können mittels *takedata.exe* gestartet und gestoppt werden.

#### used channel 2.dat, used channels 1.dat

Hier können per "yes" und "no" die Kanäle, die in den beiden ADCs ausgelesen werden

sollen ein oder ausgeschaltet werden. Einmal ausgeschaltet, können sie nur noch durch Hardwarereset (Ein-/Ausschalten) wieder eingeschaltet werden.

 $polabitschwellen_adc1.dat$ , polabitschwellen - adc2.datHier müssen die Schwellen zur Messung mit Polabit eingetragen werden. Dürfen nicht gelöscht werden

#### \* pid

In diesen Dateien werden die Prozessids der Histogrammierprozesse zur Laufzeit hinterlegt, damit der Server diese Prozesse per Betriebssystmsignal wieder stoppen kann. *Dürfen nicht gelöscht werden!*.

fibrethresholds.dat

Hier werden die Schwellen für den Faserdetektor eingetragen.

#### A.3.3 Die Daten

Die Daten werden durch separate Prozesse aufgenommen und histogrammiert. Nach einem Stoppaufruf, den ein Histogrammierprozess empfangen hat, werden die Daten entsprechend durchgeführten Aktion in das Verzeichnis /marcopol/sikoraadc/CURRENTHISTOGRAMS/ geschrieben, in der in dem Moment auch entsprechende Info-Dateien mit Angaben über Histogrammierdauer und registrierter Rate geschrieben werden. In diesem Verzeichnis darf keine Datei gelöscht werden, da sonst die Datennahme nicht mehr gewährleistet ist. Das aktuelle Histogramm plus Info findet sich immer dort.

#### A.3.4 Die ROOT-Skripte

Zur Darstellung der aufgezeichneten Daten wurden diverse ROOT-Skripte programmiert. Die Skripte befinden sich in *7*marcopol/sikoraadc/HISTOGRAMMIERPROGRAMME. Die wichtigsten:

RootHistogrammgraphallChannel.cc(dieNamensindhistorischgewachsen...)

Mit diesem Skript läss t sich jeder beliebige durch die Histogrammierprozesse erzeugte Datensatz per ROOT anzeigen. Auch die, in denen die Korrelation der beiden ADCs dreidimensional dargestellt ist; man sieht die Einträge der einzelnen Fasern des Faserdetektors.

*UnglaubixHistogramme.cc* Hier werden die Histogramme des NaI-Detektors angezeigt.

*SimonHistogramme.cc* Hiermit lassen sich die Histogramme des Faserdetektors anzeigen.

RootHistogrammGraph.cc

Hiermit kann ein einzelner ADC-Kanal mit seinem verstärkten Signal betrachtet werden.

#### RootHistogramm2D.cc

Damit lässt sich das Korrelationsdiagramm beider ADCs dreidimensional darstellen.

#### UnglaubixMyons.cc

Die Datennahme bei der Messung mit Myonen spaltet sich in mehrere Dateien, die durch dieses Skript summiert histogrammiert werden.

## Literaturverzeichnis

- [Bar01] Peter Bartsch: Aufbau eines Møller-Polarimeters fürr die Drei-Spektrometer-Anlage und Messung der Helizitätsasymmetrie in der Reaktion  $p(e,e'p)\pi^0$  im Bereich der  $\Delta$ -Resonanz Doktorarbeit, Institut für Kernphysik 2001, Mainz
- [Gri96] Klaus Grimm: Untersuchungen von Detektormaterialien zur Eignung als Kalorimeter ür die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreung, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik 1996, Mainz
- [KK92] K. Kleinknecht: Teilchendetektoren, Springer Verlag
- [Ket98] Wolfgang Ketter: Entwurf zum Bau eines optischen Resonators fr ein Comptonrückstreupolarimeter, Diplomarbeit, Institut füt Kernphysik, Mainz, 1998
- [Lip54] F. W. Lipps, H. A. Tolhoek: Polarization Phenomena of Electrons and Photons II0, Physica XX, (1954) 85-99 und 395-405
- [Lop96] Amilcar Lopes Ginja: Vorstudien zum Bau eines Polarisationsmonitors für ein Paritätsverletzendes Experiment, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Dezember 1996
- [Par02] *Review of Particle Physics*, K.Hagiwara et al., Physical Review D 66, http://pdg.lbl.gov/
- [Pre73] C. V. Prescott: SLAC Internal Report TN-73-1. 1973
- [Wei00] Christoph Weinrich: Entwicklung eines Transmissions-Compton-Polarimeters für das A4-Experiment, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, August 2000
- [Yos03] Yoshio Imai: Entwicklung eines optischen Systems für ein Compton-Rückstreupolarimeter, Diplomarbeit, Institut fuer Kernphysik, März 2003
- [Yuk49] Hideki Yukawa: Nobel Lecture http://www.nobel.se/physics/laureates/1949/yukawalecture.pdf

## Danksagung

Ja ... also zunächst danke ich natürlich Herrn Professor v. Harrach für die Aufgabenstellung und die Möglichkeit im Rahmen der A4 tätig zu werden.

Dann gilt großer Dank meinem Betreuer, dem Herrn Dr. Frank Maas, der mir allzeit mit großer Erfahrung und Ideenreichtum beiseite stand.

Dann ... die Herren Diefenbach und Imai, die immer bei einer Frage zur Programmierung oder der Theorie eine Antwort parat hatten und bei den Tests der Hardware (ADC, Crate, VME-Rechner ...) tatkräftig dabei waren. Und dann natürlich Boris. Ohne seiner zeichnerischen Unterstützung bei der Konstruktion der Myontrigger und seiner Gabe spontan schwere, bewegliche Teile Festsetzen zu können, hätten sich einige Messungen etwas schwieriger gestaltet. Dann die Herren Baunack und Hammel, die mit Humor bei Fragen zur Programmierung ("Kann man machen ...") ihren Teil dazu beitrugen. Nicht zu vergessen Luigi Capozza, der mich zu Anfang bei Fragen zu Geant unterstützte und Jeong-Han Lee, dessen Kenntnisse beim Umgang mit Rechnern manchmal schon fast unheimlich anmuten.

Dem Herrn Luzius sei gedankt. Die unkomplizierte, schnelle und humorvolle Art half, eine Halterung für die Myontrigger innerhalb kürzester Zeit umzusetzen! Und natürlich dem Herrn Dr. Ahrens für die Bereitstellung des Detektors und seine tatkräftige Unterstützung bei den Fragen zu den Photomultipliern.

Ich erklärke hiermit, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt habe und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.

Mainz, den

Mario Sikora