

Messung der Asymmetrie
in der elastischen Streuung
transversal polarisierter Elektronen
an unpolarisierten Protonen

Diplomarbeit
von
Alicia Sanchez-Lorente
geb. am 17.12.1977 in Murcia (Spanien)

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Juni 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Überlegungen	7
2.1	Streuexperimente zur Erforschung der Atom- und Kernstruktur	7
2.2	Beschreibung des Streuprozesses	8
2.2.1	Die Streumatrix	8
2.2.2	Übergangsmatrix $\mathcal{T}$ und Wirkungsquerschnitt	9
2.3	Symmetrien der Streumatrix	10
2.3.1	Paritätsoperator	11
2.3.2	Zeitumkehr	11
2.4	Streuung transversal pol. Elektronen	13
3	Kinematische Besonderheiten	21
3.1	Mittelung über den Raumwinkel	21
3.2	Auswirkungen von longitudinalen...	23
4	Experimenteller Aufbau	27
4.1	Experimentelles Messprinzip	27
4.2	Die polarisierte Elektronenquelle	29
4.3	Der MAMI Beschleuniger und die Spindynamik	29
4.4	Die Strahlführung und...	34
4.5	Das H_2 -Target	35
4.6	Das PbF_2 Kalorimeter	36
4.7	Die Auslese-Elektronik	38
5	Analyse	41
5.1	Extraktion der Anzahl elastischer Ereignisse aus den Histogrammen	41

5.2	Korrektur der gemessenen Asymmetrie auf systematische Effekte	43
5.3	Extraktion der transversalen Asymmetrie	45
5.4	Numerische Resultate der gemessenen Asymmetrie	46
5.5	Kombination der Datensätze	48
5.6	Die Ergebnisse der Analyse	49
5.7	Bestimmung von $\mathcal{A}_{TR}$ und $\sigma_{\mathcal{A}_{TR}}$ in Abh. von ϕ	51
6	Zusammenfassung und Ausblick	57
A	Kinematik	59
A.1	Umrechnung des Winkels vom CM in Laborsystem	62
A.2	PAELLA - DER EXPORTSCHLAGER	64
	Literatur	75

Kapitel 1

Einleitung

In Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Experiment durchgeführt, in dem transversal polarisierte Elektronen an unpolarisierten Protonen gestreut werden. Die mit der transversalen polarisierten Elektronen verbundene Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt wurde gemessen. Die Messung der Asymmetrie in der Streuung transversal polarisierter Elektronen liefert eventuell eine neue Technik, um die hadronische Struktur des Nukleons zu untersuchen. Dazu bedarf es zweier Schritte, erstens, der Entwicklung eines Theoretischen Konzeptes zur Berechnung der zwei-Photonen- Austauschamplituden und zweitens, die entwicklung eines experimentellen Konzeptes.

Im zweiten Kapitel wird der Streuprozess als Summe des Austauschs von einem und zwei virtuellen Photonen zwischen Elektron und Proton beschrieben. Die Theorie zeigt, wie Informationen aus dem Interferenzterm zwischen Ein- und Zwei-Photon-Austausch extrahiert werden können. Die Neuartigkeit besteht inder Tatsache, daß in dem Zwischenzustand alle energetisch möglichen Anregungszustände beitragen, die bei niedrigen Energien gut bekannt sind und eine genaue Überprüfung der theoretischen Methode erlauben. Bei hohen Elektronenergien erlaubt die Anwendung der theoretischen Methode einen experimentellen Zugriff auf die verallgemeinerten Parton-Verteilungen. Die experimentelle Methode besteht in der Bestimmung der Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung von entgegengesetzt transversal polarisierten Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff. Die transversale Asymmetrie $\mathcal{A}_{\mathcal{TR}}$ als Quotient aus Zählraten-Differenz und Zählraten-Summe bezüglich der beiden möglichen Polarisationsrichtungen $N_{\uparrow}$ und $N_{\downarrow}$ des Strahles definiert. Ein transversal polarisierter ankommender Elektronenstrahl 856.3 MeV trifft die unpolarisierten Protonen des flüssig-Wasserstofftargets,

die gestreuten Elektronen werden mit einem Cherenkov-Detektor nachgewiesen.

Das dritte Kapitel führt in die verwendeten kinematischen Bedingungen ein. Es werden Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie vorgestellt. Im vierten Kapitel wird der experimentelle Aufbau diskutiert. Das fünfte Kapitel präsentiert die ersten Ergebnisse, die sich aus Analyse der Messwerte und Extraktion der Asymmetrie ergeben. Das sechste Kapitel schließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick ab.

Kapitel 2

Theoretische Überlegungen

Hierbei werden die theoretischen Grundlagen der transversal polarisierten Elektronenstreuung beschrieben, die nötig sind, um die experimentelle Grundlage des Experiment zu verstehen. Nach einer allgemeinen Einführung des Begriffes Streuprozesses folgt eine Darstellung der elektromagnetischen Wechselwirkung sowie des Wirkungsquerschnitts in der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung. Mit diesen Grundlagen wird das Prinzip der Bestimmung der transversale Asymmetrie erläutern.

2.1 Streuexperimente zur Erforschung der Atom- und Kernstruktur

Grundlagen für alle Strukturuntersuchungen in der Teilchenphysik sind Streuexperimente, wie sie zum ersten Mal von Rutherford und Mitarbeitern zur Untersuchung der inneren Struktur von Atomen durchgeführt wurden. Damit wurden die Atomkerne im Inneren der Atome entdeckt. Die Rutherfordschen Streuexperimente lieferten also Auskunft über die innere Struktur der Atome, wobei die benutzten Strahlteilchen als "Sonden", dienten, mit denen diese Struktur „abgetastet“ wurde.

In ähnlicher Weise wurden in späteren Jahren die räumliche Ausdehnung in zahllosen Streuexperimenten der Kernphysik mit verschiedenen Strahlteilchen, insbesondere Photonen, Elektronen und Protonen, erforscht. Wegen der Wichtigkeit der Streuprozesse und für das weitere Verständniss fassen wir die grundlegenden Zusammenhänge im folgenden Abschnitt zusammen.

2.2 Beschreibung des Streuprozesses

Die Streuexperimente können durch drei Zeitintervalle charakterisiert werden:

- Erstens: Der Anfangszustand für die Strahlteilchen.
- Zweitens: Die Beschreibung des Streuprozesses selbst sowie die zugehörige Wechselwirkung.
- Drittens: Der Endzustand, der dann im Experiment nachgewiesen wird.

2.2.1 Die Streumatrix

In Rahmen der Quantenmechanik läßt sich ein Streuprozess durch die Streumatrix S beschreiben [1, 4]. Das Matrixelement $S_{fi} = \langle \Psi_f | S | \Psi_i \rangle$ zwischen zwei freien Zuständen Ψ_i und Ψ_f setzt sich aus der Übergangsamplitude $\mathcal{T}_{if}$ folgendermaßen zusammen,

$$\mathcal{S} = 1 - i(2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum p_i - \sum p_f \right) \mathcal{T}$$

wobei die normierten Wellenfunktionen des Anfangs- und des Endzustandes, Ψ_i und Ψ_f , bezeichnen.

Das Element der Übergangsmatrix oder T-matrix beschreibt den Übergang von einem asymptotischen Anfangszustand i in einen asymptotischen Endzustand f . Nach der Streuung unser System gibt Information über die Wahrscheinlichkeit, in einem Endzustand zu finden. Das bedeutet, dass die S-Matrix unitär sein muss, um die Wahrscheinlichkeit zu erhalten. Aus der Unitaritätsbedingung ergibt sich,

$$\sum_j \mathcal{S}_{ij} \mathcal{S}_{jf}^+ = \sum_j \mathcal{S}_{ij}^+ \mathcal{S}_{jf} = \delta_{if} \quad (2.1)$$

In Bezug auf die Amplitude $\mathcal{T}_{fi}$ lautet die Streumatrix $\mathcal{S}_{ij}$

$$\mathcal{S}_{fi} = \delta_{fi} - i\mathcal{T}_{fi} \quad (2.2)$$

und aus der Gleichung 2.1 ergibt sich

$$\sum_{\Gamma} \left(\delta_{f\Gamma} + i\mathcal{T}_{f\Gamma}^+ \right) \left(\delta_{\Gamma i} - i\mathcal{T}_{\Gamma i} \right) = \delta_{fi} \quad (2.3)$$

$$\underbrace{\sum_{\Gamma} \delta_{f\Gamma} \delta_{\Gamma i}}_{\delta_{fi}} - i \underbrace{\sum_{\Gamma} \delta_{f\Gamma} \mathcal{T}_{\Gamma i}}_{-i\mathcal{T}_{fi}} \quad (2.4)$$

$$+ i \underbrace{\sum_{\Gamma} \mathcal{T}_{f\Gamma}^{\dagger} \delta_{\Gamma i}}_{+i\mathcal{T}_{fi}^{\dagger}} + \sum_{\Gamma} \mathcal{T}_{f\Gamma}^{\dagger} \mathcal{T}_{\Gamma i} = \delta_{fi} \quad (2.5)$$

Eine Zusammenfassung der Terme wird gemacht so dass eine Vereinfachung der Gleichung 2.3 durchgeführt werden kann. Man erhält den folgenden Ausdruck

$$i \left(\mathcal{T}_{fi} - \mathcal{T}_{fi}^{\dagger} \right) = \sum_{\Gamma} \mathcal{T}_{f\Gamma}^{\dagger} \mathcal{T}_{\Gamma i} \quad (2.6)$$

Der Term $\sum_{\Gamma} \mathcal{T}_{f\Gamma}^{\dagger} \mathcal{T}_{\Gamma i}$ bezeichnet, den sogenannten absorptiven Anteil $Abs\mathcal{T}_{if}$ der Amplitude $\mathcal{T}_{fi}$. Die Summe läuft über alle möglichen hadronischen Zwischenzustände Γ , die sich anregende Massenschale befindet. Dieser Absorptive Anteil wird eine wichtige Rolle in der Bestimmung der transversale Asymmetrie spielen.

2.2.2 Übergangsmatrix $\mathcal{T}$ und Wirkungsquerschnitt

Die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit für einen Übergang einem Anfangs- einen Endzustand setzt sich zusammen aus dem Quadrat des Übergangsmatrixelements gemäß Fermis Goldener Regel .

$$\mathcal{W}_{if} = \frac{2\pi}{h} |\mathcal{T}_{if}|^2 \rho(E_f) \quad (2.7)$$

$$\text{mit der Dichte der Endzustände} \quad (2.8)$$

$$\rho(E_f) = \frac{dn(E_f)}{dE}$$

Um den dritten Schritt, der Nachweis des Streuprozesses zu beschreiben, muss man den Term des Wirkungsquerschnittes diskutieren. Deshalb betrachten wir einen Strahl mit Querschnitt F , der auf einem Target der Länge ℓ fällt, und sei I_0 die Anzahl von einfallenden Teilchen pro Sekunde. Der totale Wirkungsquerschnitt entspricht der effektiver Fläche σ , die von einem Kern aufgespannt wird, damit eine Reaktion mit einfallenden Teilchen stattfinden kann. Diese Größe hängt von der Energie, der Teilchensorten und der

Natur der Wechselwirkung ab. Die Wahrscheinlichkeit pro Sekunde $\mathcal{W}_{if}$. Sei der Fluss einer Reaktion zwischen einem Strahlteilchen und einem Targetkern lautet σ/F .

Die Anzahl der Streuzentren im Strahl ist $n\ell F$, mit n der Anzahl von Kernen pro Volumeneinheit. Sei der Fluss einfallender Teilchen I_0 . Nimmt man an, dass ℓ klein genug ist, so dass sich die Flächen σ ("dunnes " Target) nicht überdecken, dann ist die Anzahl der Streuungen pro Sekunde dadurch gegeben:

$$I = I_0 \sigma n \ell \quad (2.9)$$

Die Anzahl pro Sekunde in den Raumwinkel $d\Omega$ gestreuter Teilchen lautet dann:

$$\frac{dI}{d\Omega} = I_0 n \ell \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.10)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ beschreibt die Winkelverteilung der gestreuten Teilchen und hängt vom physikalischen Prozess ab. In der Bornschen Näherung kann ein Wirkungsquerschnitt gemäß Fermis Goldener Regel als das Produkt eines Phasenraumfaktors R mit dem Quadrat des Übergangsmatrixelements zwischen Anfangs- und Endzustand beschrieben werden.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto R |\mathcal{T}_{fi}|^2 \quad (2.11)$$

2.3 Symmetrien der Streumatrix

Man muss für eine vollständige Beschreibung des Streuprozesses auch die Erhaltungssätze und Symmetrien berücksichtigen, die für die Streuung relevant sind. Die Symmetrienerhaltung hängt von der Wechselwirkung des Streuprozesses ab. In diesem Fall, d.h. bei der elastischen Streuung, bleiben die Energie und der Impuls vor und nach der Streuung erhalten. Darüberhinaus berücksichtigt man, dass in der Elektron-Proton Streuung eine elektromagnetische Wechselwirkung stattfindet. Deshalb werden die Symmetrien, Parität, Zeitumkehr diskutiert. Diese Begriffe, Parität und die Zeitumkehr werden in der weiteren Arbeit für die Entwicklung und Verständnis einer Theorie notwendig.

2.3.1 Paritätsoperator

In der Quantenmechanik wird die Parität eines Zustandes $\Psi(x, t)$ durch dessen Eigenwert zum Paritätsoperator $\mathbf{P}$ charakterisiert. Der Paritätsoperator $\mathbf{P}$ invertiert die Vorzeichen der drei Raumkoordinaten und ist eine der inneren, diskreten Symmetrietransformationen der Quantenmechanik mit einer multiplikativen Quantenzahl.

Für eine skalare Wellenfunktion gilt:

$$\mathbf{P}\Psi(\vec{x}, t) = \Psi(-\vec{x}, t) \quad (2.12)$$

Daraus folgt für die Eigenwerte des Paritätsoperators entweder $\pi=+1$ oder $\pi=-1$.

2.3.2 Zeitumkehr

Für alle bekannte Streuprozesse gilt die Invarianz unter der „Zeitumkehr“. In Rahmen der klassischen Physik bedeutet es, daß ein System sowohl Rückwärts- als auch vorwärts laufen kann, d.h. wenn die Bahn $\mathbf{r}(t)$ möglich ist, dann wird die Bahn $\mathbf{r}(-t)$ auch erlaubt. Man sieht, daß eine Zeitumkehrung eine Transformation Θ ist, in der t durch $-t$ verwechselt wird. Überträgt man diese Operation auf die Quantenmechanik, dann gelangt man zum Zeitumkehr-Operator, der durch einen antilinearen Operator dargestellt wird: Wie wirkt eine solche Transformation auf einen bestimmten Zustand $\Psi(r, t)$?. Im Koordinaten Darstellung,

$$\hat{\Theta}\Psi(\vec{r}, t) = \Psi^*(\vec{r}, -t) \quad (2.13)$$

In der Impuls Darstellung, dagegen ist

$$\hat{\Theta}\Phi(\vec{k}, t) = \Phi^*(-\vec{k}, -t) \quad (2.14)$$

Für die Operatoren folgender kinematischer Observablen gilt:

$$\begin{aligned} \text{Der Ortsvektor} \quad \hat{\Theta}\vec{r}\hat{\Theta}^\dagger &\rightarrow \vec{r} && \text{ändert sich nicht} \\ \text{Der Impuls} \quad \hat{\Theta}\vec{p}\hat{\Theta}^\dagger &\rightarrow -\vec{p} \\ \text{Der Drehimpuls} \quad \vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad \hat{\Theta}\vec{L}\hat{\Theta}^\dagger &\rightarrow -\vec{L} \\ \text{Der Drehimpuls Spin} \quad \hat{\Theta}\vec{s}\hat{\Theta}^\dagger &\rightarrow -\vec{s} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Wie wirkt dieselbe Transformation auf die Übergangsmatrix $\mathcal{T}_{fi}$? Nach Anwendung der Zeitumkehr-Transformation [10] betrachten wir, dass das Übergangsmatrixelement $\mathcal{T}_{fi}$ in Bezug auf die umgekehrten Impulse $-\vec{k}_i$ und $-\vec{k}_f$ der Anfangs- und Endzustände dargestellt werden können. Man sieht dass es sich für die Übergangsmatrix eine neue Eigenschaft aus der Anwendung der Zeitumkehr-Transformation ergibt. Diese Eigenschaft, die Zeitumkehrinvarianz, läßt sich durch die folgenden Ausdrücke beschreiben:

$$\langle \Phi(-k_i, -t) | \mathcal{T} | \Phi(-k_f, -t) \rangle = \quad (2.16)$$

$$(\langle \Phi(k_i, t) | \Theta^\dagger) \mathcal{T} \Theta | \Phi(k_f, t) \rangle = \quad (2.17)$$

$$\langle \Phi(k_f, t) | \mathcal{T} | \Phi(k_i, t) \rangle \quad (2.18)$$

wobei $\Theta \mathcal{T} \Theta^\dagger = \mathcal{T}^\dagger$ die Zeitumkehrtransformierte der Übergangsmatrix $\mathcal{T}$ ist, das Symbol $\dagger$ die adjungierte Operation bezeichnet, sowie das Symbol $*$ die Komplex konjugierte einer Größe angibt.

Wenn man jetzt $\tilde{i}$ als $|\Phi(-k_i, -t)\rangle$ und $\tilde{f}$ als $|\Phi(-k_f, -t)\rangle$ definiert, sieht man, dass die Zeitumkehrinvarianz in Bezug auf den Betrag der Übergangsmatrixelemente impliziert

$$|\mathcal{T}_{fi}|^2 = |\mathcal{T}_{\tilde{i}\tilde{f}}|^2 \quad (2.19)$$

Im Folgenden wird die Bedingung der Zeitumkehrinvarianz zusammen mit dem Ausdruck des Absortiven Anteils der $\mathcal{T}_{fi}$ ausgenutzt, um eine Beziehung zwischen $\mathcal{T}_{fi}$, $\mathcal{T}_{\tilde{f}\tilde{i}}$ herzuleiten. Das Quadrat des Betrag des absortiven anteils lautet

$$|Abs \mathcal{T}_{if}|^2 = (\mathcal{T}_{fi} - \mathcal{T}_{fi}^\dagger) (\mathcal{T}_{if}^\dagger - \mathcal{T}_{if}) \quad (2.20)$$

$$= |\mathcal{T}_{fi}|^2 + \underbrace{|\mathcal{T}_{if}|^2}_{|\mathcal{T}_{\tilde{f}\tilde{i}}|^2} - 2Re(\mathcal{T}_{if} \mathcal{T}_{fi}) \quad (2.21)$$

Multipliziert man den absortiven Anteil mit $\mathcal{T}_{fi}^*$ und nimmt nur den imaginären Teil, dann

$$2Im(\mathcal{T}_{fi}^* Abs \mathcal{T}_{if}) = 2Re(|\mathcal{T}_{if}|^2 - \mathcal{T}_{if}^\dagger \mathcal{T}_{fi}) \quad (2.22)$$

wenn man jetzt die beiden Ausdrücke in Gleichung 2.20 und 2.22 subtrahiert, folgt das Ergebnis:

$$2\text{Im}(\mathcal{T}_{fi}^* \text{Abs}\mathcal{T}_{fi}) - |\text{Abs}\mathcal{T}_{fi}|^2 = |\mathcal{T}_{fi}|^2 - |\mathcal{T}_{\tilde{f}\tilde{i}}|^2 \quad (2.23)$$

2.4 Grundlagen der Streuung transversal polarisierter Elektronen

In diesem Abschnitt werden die Bedingungen zusammengefaßt, für die sich eine Asymmetrie in der Übergangsmatrix ergibt. Diese Bedingungen, die Unitarität der Streumatrix und die Zeitumkehrinvarianz wurden schon vorgestellt. Bei einem festgelegten Wert der Energie und des Impulses kann die transversale Asymmetrie $\mathcal{A}_{TR}$ als der Quotient von Zählraten-Differenz zur Zählraten-Summe bezüglich der beiden möglichen Polarisationsrichtungen $N_{\uparrow}$ und $N_{\downarrow}$ des Strahles definiert werden.

$$\mathcal{A} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (2.24)$$

Mit Hilfe von Fermis Goldener Regel, die den Wirkungsquerschnitt des Streuprozesses mit dem Quadrat des Übergangsmatrixelements in Zusammenhang hängt, kann man die Asymmetrie in Bezug auf das Quadrat des Übergangsmatrixelements darstellen.

$$\mathcal{A} = \frac{|\mathcal{T}_{\uparrow}(k, k')|^2 - |\mathcal{T}_{\downarrow}(k, k')|^2}{|\mathcal{T}_{\uparrow}(k, k')|^2 + |\mathcal{T}_{\downarrow}(k, k')|^2} \quad (2.25)$$

wobei das $\uparrow$ und $\downarrow$ Symbol die verschiedenen Polarisationsrichtungen des Spins bezeichnen. Nun kann man eine vollständige Beschreibung der Asymmetrie in Bezug auf die Übergangsmatrixelemente ableiten. Mit Hilfe der Zeitumkehrinvarianz möchte man die Übergangsamplitude $\mathcal{T}_{\downarrow}(k, k')$ für die Polarisationsrichtung des Spins $\downarrow$ ausdrücken.

Man setzt nun den Übergang, der durch die Übergangsamplitude $\mathcal{T}_{\tilde{f}\tilde{i}}$ beschrieben wird, zwischen den zeitumgekehrten Zustände $\tilde{i}$ und $\tilde{f}$ voraus. Aus der Zeitumkehrinvarianz Bedingung ergibt sich für die Zustände mit umgekehrten Impulsen und Spins, dass

$$|\mathcal{T}_{\downarrow}(-k, -k')|^2 = |\mathcal{T}_{\tilde{f}\tilde{i}}|^2 \quad (2.26)$$

Darüberhinaus stehen die Übergangsamplituden $\mathcal{T}_\downarrow(-k, -k')$ und $\mathcal{T}_\downarrow(k, k')$ in Verbindung, nämlich durch eine Phasenverschiebung von π [siehe Abbildung 2.1]. Dadurch ergibt sich

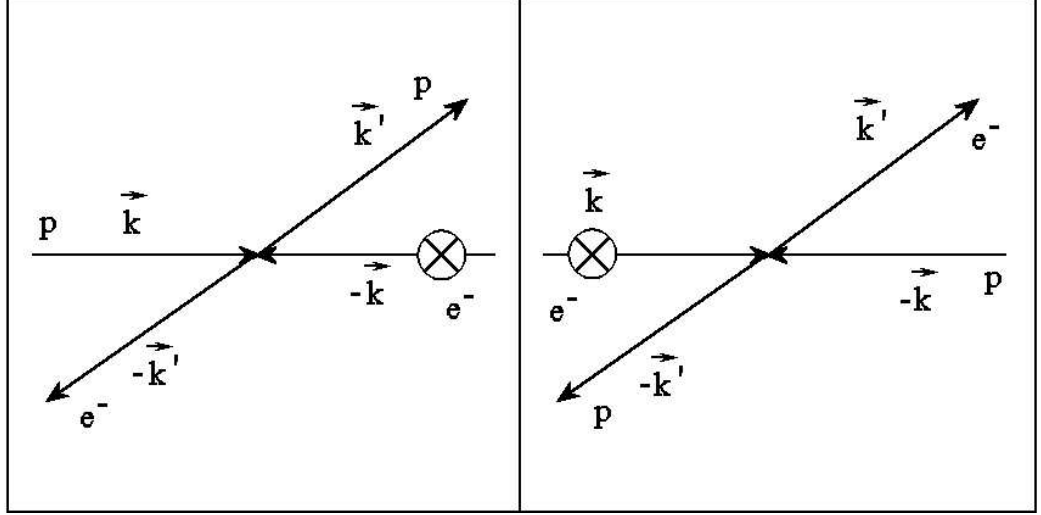


Abbildung 2.1: Die Übergangsamplituden $\mathcal{T}_\downarrow(-k, -k')$ und $\mathcal{T}_\downarrow(k, k')$ in Verbindung, nämlich durch eine Phasenverschiebung von π unterscheiden

$$|\mathcal{T}_\downarrow(k, k')|^2 = |\mathcal{T}_\downarrow(-k, -k')|^2 = |\mathcal{T}_{\tilde{f}i}|^2 \quad (2.27)$$

Daraus folgt für die Asymmetrie

$$\mathcal{A} = \frac{|\mathcal{T}_{fi}|^2 - |\mathcal{T}_{\tilde{f}i}|^2}{|\mathcal{T}_{fi}|^2 + |\mathcal{T}_{\tilde{f}i}|^2} \quad (2.28)$$

Anschließend kann man eine vollständige Darstellung für die Werte der Asymmetrie angeben, die proportional zum Imaginären Teil des Produktes der konjugierten Übergangsamplitud $|\mathcal{T}_{fi}|$ mit dem absortiven Anteil des Übergangsmatrixelements. Durch die Anwendung der Gleichung 2.23 ergibt sich

$$\mathcal{A} = \frac{2\text{Im}(\mathcal{T}_{fi}^* \text{Abs} \mathcal{T}_{fi}) - |\text{Abs} \mathcal{T}_{fi}|^2}{2|\mathcal{T}_{fi}|^2 - 2\text{Im}(\mathcal{T}_{fi}^* \text{Abs} \mathcal{T}_{fi}) + |\text{Abs} \mathcal{T}_{fi}|^2} \quad (2.29)$$

Der nächste Schritt ist die Anwendung des Ergebnisses in dem besonderen Fall der elastischen Elektron-Proton-Streuung, zur Bestimmung der transversalen Asymmetrie. Die elastische Elektron-Proton-Streuung kann in erster Ordnung der elektromagnetischen Theorie durch einen Ein-Photon-Austausch beschrieben werden. Das Elektron wechselwirkt mit dem Proton durch die elektromagnetische Wechselwirkung in niedrigster Ordnung durch den Austausch eines einzigen Photons.

Die Streuamplitude $\mathcal{T}_{if}$ enthält alle dynamischen Informationen des Streuprozesses sowie des Photonaustauschs. Darüberhinaus ist die Streuamplitude proportional zur Kopplungskonstante $\alpha_{em} = 1/137$, die die Feinstrukturkonstante bezeichnet. Entwickelt man die 2.29 in Potenzen von α_{em} , so sieht man, dass der erste Term am Nenner und der erste am Zähler die leitenden sind. Deswegen werden nur die Terme im Folgenden erachtet werden. Mit solcher Approximation lautet dann die Gleichung 2.29

$$\mathcal{A} = \frac{\text{Im}(\mathcal{T}_{fi}^* \text{Abs} \mathcal{T}_{fi})}{|\mathcal{T}_{fi}|^2}. \quad (2.30)$$

Nach Anwendung der Gleichung 2.30 zur Bestimmung der Asymmetrie, und unter der Voraussetzung von Ein-Photonaustausch, ergibt sich

$$\mathcal{A} = \frac{\text{Im}(\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma*} \text{Abs} \mathcal{T}_{fi}^{1\gamma})}{|\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma}|^2} \quad (2.31)$$

wobei $\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma}$ die Streuamplitude eines Photonaustausches bezeichnet, und als die Bornsche Näherung bekannt ist. Bei dieser Bornschen Näherung [10, 4] besitzt die Streuamplitude in der elastischen Streuung keinen komplexen Anteil, und deshalb verschwindet der absorptive Anteil der Streuamplitude $\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma}$ [siehe Gleichung 2.1]. Wenn man nun die Gleichung 2.31 betrachtet, sieht man, dass es keine Asymmetrie aus dem einzelnen Photonaustausch mit der hadronischen System gibt. Ziehe man in Betracht, was es passiert, wenn man noch eine höhere Ordnung der Störungsreihe annimmt. Die Streuamplitude des gesamten Streuprozesses kann als die Summe der Streuamplitude $\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma}$ und $\mathcal{T}_{fi}^{2\gamma}$ bzw. bei Ein-Photon-Austausch und bei Zwei-Photonen-Austausch beschrieben werden.

$$\mathcal{T}_{fi} = \mathcal{T}_{fi}^{1\gamma}(\alpha_{em}) + \mathcal{T}_{fi}^{2\gamma}(\alpha_{em}^2), \quad (2.32)$$

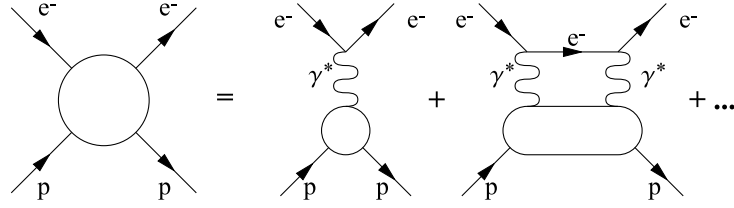


Abbildung 2.2: Die Streuamplitude des gesamten Streuprozesses kann als die Summe der Streuamplitude $\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma}$ und $\mathcal{T}_{fi}^{2\gamma}$ bzw. bei Ein-Photon-Austausch und bei Zwei-Photonen-Austausch beschrieben werden.

und das Betragsquadrat der Summe der elektromagnetischen Matrixelementen $\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma}(\alpha_{em})$ und $\mathcal{T}_{fi}^{2\gamma}(\alpha_{em}^2)$ lautet

$$|\mathcal{T}_{fi}|^2 = |\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma}|^2 + 2\text{Re}(\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma*}\mathcal{T}_{fi}^{2\gamma}) + |\mathcal{T}_{fi}^{2\gamma}|^2. \quad (2.33)$$

Der erste Term der Summe beschreibt den Ein-Photon-Austausch. Der zweite Term ist der Interferenzterm zwischen ein- und Zwei-Photonaustausch. Der dritte Term kann im Vergleich mit den zwei ersten vernachlässigt werden.

Im Unterschied zu dem absorptiven Teil der Streuamplitude des Ein-Photonaustausch, verschwindet der zum Zwei-Photonenaustausch Fall zugehörige nicht, sondern ergibt einen von Null verschiedenen Beitrag zur Asymmetrie.

Aus der Gleichung 2.30 und der Gleichung 2.32, ergibt sich

$$2\text{Im}(\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma*}\text{Abs}\mathcal{T}_{fi}^{2\gamma}) = |\mathcal{T}_{fi}|^2 - |\mathcal{T}_{\tilde{fi}}|^2 \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= \frac{|\mathcal{T}_{\uparrow}(k, k')|^2 - |\mathcal{T}_{\downarrow}(k, k')|^2}{|\mathcal{T}_{\uparrow}(k, k')|^2 + |\mathcal{T}_{\downarrow}(k, k')|^2} \\ &= \frac{\text{Im}(\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma*}\text{Abs}\mathcal{T}_{fi}^{2\gamma})}{|\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma}|^2} \end{aligned} \quad (2.35)$$

Eine diagrammatische Entwicklung der zwei-photonen Austausch Amplitude enthält Zwischenzustände Resonanzen und die Erzeugung in den Zwischenzuständen virtueller Mesonen 2.3.

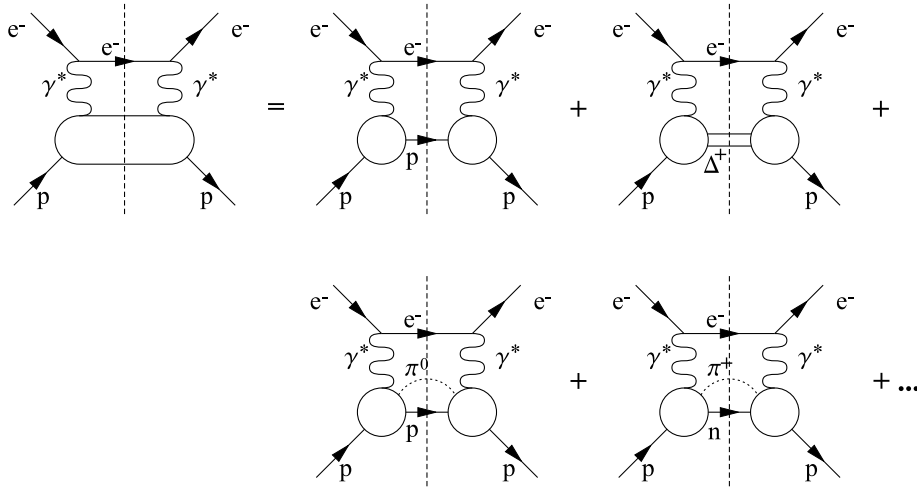


Abbildung 2.3: Eine diagrammatische Entwicklung der zwei-photonen Austausch Amplitude enthält Zwischenzustände Resonanzen und die Erzeugung in den Zwischenzustände virtueller Mesonen.

Die detaillierten Berechnung wurden von M.Gorchstein und M.Vanderhaegen durchgeführt. Die Abbildung 2.4 und die Abbildung 2.5 beschreiben die transversale Asymmetrie als funktion von dem polar Winkel θ im Laborsystem. Im Winkelbereich des A4-Experiment von 30-40 beträgt die gemessene Asymmetrie von -11.13 ppm. Für die Rechnung wurde im Zwischenzustand ein ausgedehntes Proton mit Dirac und Pauli Formfaktor angenommen. Außerdem wurde in der Rechnung der M1-Multipol für die Anregung einer $\Delta(1232)$ -Resonanz benutzt. Die Erweiterung der Rechnung auf die anderen Multipole in der Δ -Elektronproduktion, sowie höhere Resonanzen, die kinematisch im Zwischenzustand erlaubt sind, ist gegenwärtig noch im Gange. Für die Messungen bei kleiner Energien(MAMI) geht es zunächst um die Ausarbeitung der Methode. Hierfür ist es wichtig, daß man die Übergangsformfaktoren in angeregten Zwischenzustand sehr gut kennt. Deshalb sind über die hier vorgestellte Messung hinaus Messungen bei niedrigen Energien nötig, wo die Anzahl der möglichen Anregungszustände klein ist und die Übergangsformfaktoren sehr gut bekannt sind. Von der Kinematik hier kann man zwei Situationen unterscheiden. Bei Rückwärtsstreuung kann eines der beide Photonen ein Q^2 von Null annehmen, was dem Fall der Quasireellen Comptonschen Streuung nachkommt. Bei Vorwärtsstreuung sind die Viererimpuls Übertrage

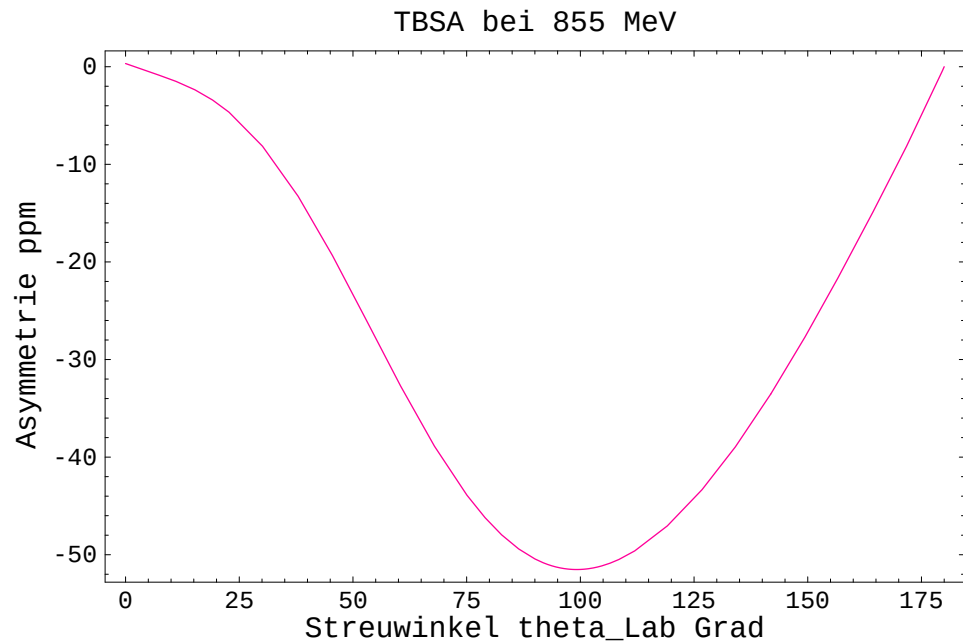


Abbildung 2.4: Die transversale Strahlasymmetrie ist dargestellt als Funktion des Laborstreuwinkels bei einer strahlenergie von 855 MeV.

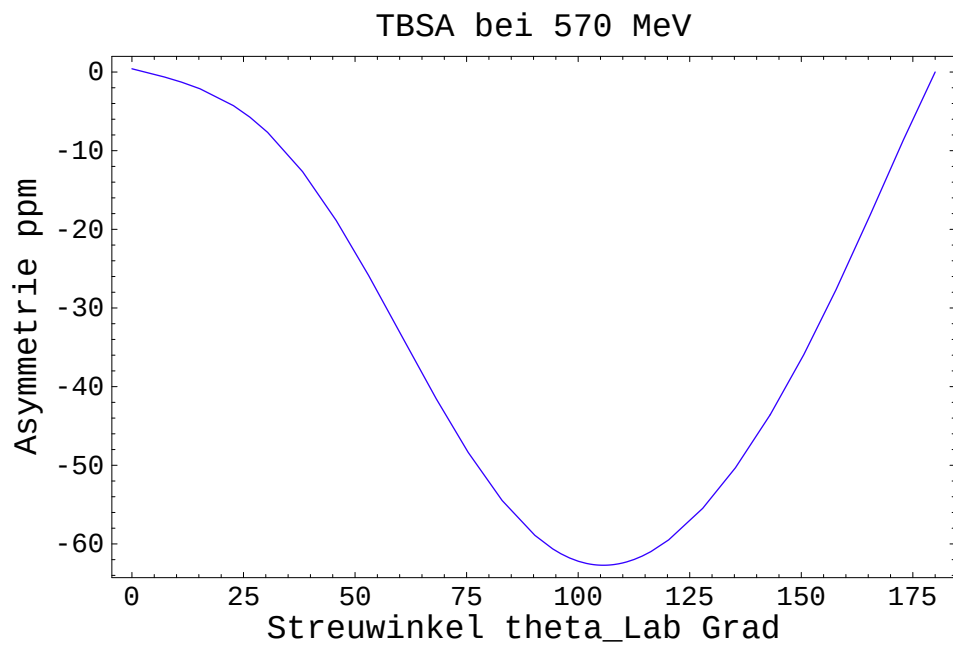


Abbildung 2.5: Die transversale Strahlasymmetrie ist dargestellt als Funktion des Laborstreuwinkels bei einer Strahlenergie von 570 MeV.

der beiden Photonen von der Größe her ähnlich, deshalb sind beide Photonen echt raumartig. Hier sind beim Übergang zu hohen Energien bezüglich hohen Impuls übertragen, gegeben die generalisierten Parton-Verteilung (GPD's) in einen kinematischen Bereich zu vermessen, der aus schließlich durch die Messung der transversalen Single-Spin Asymmetrien möglich ist. Darüberhinaus ist der, für die transversale Single-Spin verantwortlich Imaginärteil der Zwei-Photonen-Austauschamplitude über Dispersionsrelationen mit den Realteil der Zwei-Photonen-Austauschamplitude verbunden und damit der Realteil berechnbar, wenn der Imaginärteil zuverlässig bekannt ist. Der Realteil ist wichtig für die Strahlungskorrekturen die bei der Messung des elastischen Wechselquerschnitt angebracht werden. Der gegenwärtigen Widerspruch zwischen der Messungen des Verhältnisses der elektrischen und magnetischen formfaktoren des Protons $\frac{G_E}{G_M}$ ist nach gegenwärtigen Verständnis höchstwahrscheinlich auf ein falsche Berechnung der Strahlungskorrekturen aus dem Zwei-Photonen-Austauschgraphen zurückzuführen.

Kapitel 3

Kinematische Besonderheiten

3.1 Mittelung über den Raumwinkel

Zur Extraktion der transversalen Asymmetrie aus der gemessenen Asymmetrie im Kapitel 4 ist es wegen des großen Raumwinkels des Detektors notwendig, über den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt aus der Elektron-Proton Streuung zu mitteln. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung wird durch die Rosenbluth-Formel [15] beschrieben. Der dabei auftretende unpolarisierte Mott-Wirkungsquerschnitt im Laborsystem beschreibt die Streuung von relativistischen, punktförmigen, Spin $\frac{1}{2}$, unpolarisierten Elektronen am Coulombfeld eines schweren punktförmigen, spinlosen Kerns. Bei Streuung an einem unpolarisierten Targetteilchen mit innerer Struktur und Spin $\frac{1}{2}$, wie dem Proton, ergibt sich der Rosenbluth Wirkungsquerschnitt mit den elektrischen und magnetischen Formfaktoren $\mathcal{G}_E$ und $\mathcal{G}_M$. Messungen zum gleichen Q^2 , aber unter verschiedenen Streuwinkeln θ können kombiniert werden, um die elektrischen und magnetischen Formfaktoren zu extrahieren. Dies ist unter dem Begriff Rosenbluth-Separation bekannt. Die Streuprozesse am Flüssig-Wasserstofftarget sind die elastische Streuung und die Möllerstreuung. Die Möllerstreuung, die an den Elektronen des Flüssig-Wasserstofftargets streut, spielt im Vergleich zur elastischen Streuung nur eine vernachlässigbar kleine Rolle. Der elastische Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen an den unpolarisierten Protonen des Wasserstoff-Target wird bei Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung durch die Rosenbluth-Formel beschrieben.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}d\Omega\right)_{unpol.Ros} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}d\Omega\right)_{Mott} \left[\frac{\mathcal{G}_E^2(Q^2) + \tau \mathcal{G}_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + \tau \mathcal{G}_M^2 \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]$$

mit dem Mott-Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}d\Omega\right)_{Mott} = \frac{4Z^2\alpha^2\hbar c^2 E'^2}{Q^4 c^4} \cos^2 \frac{\theta_e E'}{2E} \quad (3.1)$$

dem 4-Impulsübertrag

$$Q^2 \approx \frac{4EE'}{c^2} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \quad (3.2)$$

und dem dimensionenslosen Impulsübertrag τ

$$\tau = \frac{Q^2}{4M^2 c^2} \quad (3.3)$$

$$\mathcal{G}_E^p(Q^2) = \frac{\mathcal{G}_M^p(Q^2)}{2.79} = \mathcal{G}^{Dipol}(Q^2) \quad (3.4)$$

$$\mathcal{G}^{Dipol}(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71(GeV/c)^2}\right)^{-2} \quad (3.5)$$

Mit E wird die Energie des einfallenden Strahls bezeichnet, mit E' die Energie des gestreuten Elektrons, M die Protonmasse, mit α die Feinstrukturkonstante, mit Z die Ladungszahl des Targets ($Z = 1$) und mit θ_e der Laborstreuungswinkel.

$\mathcal{G}_E$ und $\mathcal{G}_M$ sind die elektrischen und magnetischen Sachsformfaktoren, die nur von niedrigen Q^2 abhängen. Der elektrische und magnetische Formfaktor des Protons hängen in gleicher Weise von Q^2 ab und können in guter Näherung durch den sogenannten Dipolfit beschrieben werden.

3.2 Auswirkungen von longitudinalen Polarisationskomponenten

Im Experiment können wir den allgemeinen Fall haben, daß die Polarisation nicht vollständig transversal ist, sondern eine zusätzliche longitudinale Komponente besitzt. Das führt einen zusätzlichen, paritätsverletzenden Beitrag in die gesamte Asymmetrie ein. Bei der Bestimmung des transversalen Anteils der Asymmetrie ist es notwendig, den paritätsverletzenden Beitrag zu kennen. Die Gesetze der klassischen Physik sind invariant unter der Paritätstransformation $\mathcal{P}$ (Punktspiegelung), bei der alle Vorzeichen der Raumkoordinaten umgedreht sind. Die Paritätserhaltung impliziert, daß die Natur symmetrisch, ist und keinen Unterschied in der Händigkeit eines Teilchens macht. In der Quantenmechanik bedeutet sie, daß zwei Systeme, von denen eines das Punktgespiegelte des anderen ist, sich physikalisch gleich verhalten. Paritätsverletzung bedeutet hingegen, daß ein physikalischer Prozeß in seiner räumlich gespiegelten Form nicht in genau der gleichen Weise bzw. mit der gleichen Häufigkeit abläuft. Die Parität als Symmetrie ist nicht erhalten bei Streuprozessen mit Elektroschwacher Wechselwirkung.

Die Aufhebung der Spiegelsymmetrie setzt die Existenz einer Händigkeit voraus. Dabei enthält der Wirkungsquerschnitt eine pseudoskalare Komponente, die das Vorzeichen im gespiegelten Experiment wechselt und somit die beiden Systeme unterscheidbar macht. Solch eine Messung wird durch die Umkehrung der pseudoskalaren Helizität des Elektronenstrahls ermöglicht, welche die Projektion des Spins auf die Impulsrichtung beschreibt:

$$H = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|} \quad (3.6)$$

Im Idealfall einer longitudinalen Ausrichtung des Elektronen-Spins zum Impuls ist $H = \pm 1$. Weil der Impuls eine vektorielle Größe ist, besitzen Drehimpulse axialvektoriellen Charakter. Unter der Paritätsoperation ändert sich die Richtung des Impulses, die Richtung des Spins bleibt unverändert. Somit werden durch die Paritätstransformation linkshändige (L) in rechtshändige (R) Teilchen verwandelt und umgekehrt.

So gilt für die polarisierte Elektronen:

$$\mathbf{P}|\mathbf{e}_L\rangle = |\mathbf{e}_R\rangle \quad (3.7)$$

$$\mathbf{P}|\mathbf{e}_R\rangle = |\mathbf{e}_L\rangle \quad (3.8)$$

Man kann diese Transformation ausnutzen, um die Paritätsverletzung in der Streuung von rechtshändig oder linkshändig polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen zu untersuchen. Um den Beitrag der schwachen Wechselwirkung überhaupt beobachten zu können, muss die Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte von links- und rechtshändigen Elektronen betrachtet werden. Die paritätsverletzende Asymmetrie $\mathcal{A}_{PV}$ ist definiert durch:

$$\mathcal{A}_{PV} \equiv \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L} \quad (3.9)$$

wobei $d\sigma_L$ und $d\sigma_R$ die differentiellen Wirkungsquerschnitte von links- und rechtshändigen Elektronen sind.

Das A4-Experiment, erlaubt durch eine gute Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie $\mathcal{A}_{PV}$ in der Streuung von polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen die Extraktion der Beiträge der Strangeness zu den Formfaktoren des Nukleons und wird im Kapitel 4 beschrieben.

In diesem Abschnitt wird ein allgemeiner Ausdruck für die transversale Asymmetrie vorgestellt. Hier soll betrachtet werden, welcher Zusammenhang zwischen der korrigierten Messgröße der Asymmetrie $\mathcal{A}^{korrr}$ und dem Produkt aus physikalischer Asymmetrie $\mathcal{A}^{Phys}$ und Polarisationsvektor besteht A.2.

$$\langle \mathcal{A}_{korrr} \rangle \propto \frac{\int_{\theta_e} \overrightarrow{\mathcal{A}_{Phys}} \cdot \overrightarrow{P} \frac{d\sigma_{Ros}}{d\Omega} d\Omega}{\int_{\theta_e} \frac{d\sigma_{Ros}}{d\Omega} d\Omega} \quad (3.10)$$

Die beobachtbare physikalische $\mathcal{A}_{Phys}$ setzt sich je nach Spinstellung der einlaufenden Elektronen zusammen aus der paritätsverletzenden Asymmetrie $\mathcal{A}_{PV}$ und der transversalen Asymmetrie $\mathcal{A}_{TR}$. Man kann einen Vektor definieren,

$$\mathcal{A}_{Phys} = \begin{pmatrix} \mathcal{A}_{TR} \sin(\phi_e) \\ 0 \\ \mathcal{A}_{PV} \end{pmatrix}$$

Im Anhang wird diskutiert, dass die Polarisation des Elektronenstrahls als Funktion des Azimutal- und Polarwinkel ausgedrückt werden können und dass

nur die X- und Z-Richtungen von Null verschiedene Komponenten haben. aus der Gleichung A.2 und für die besonderen Winkelbedingungen in unserer Kinematik [siehe Anhang] ergibt sich

$$\begin{pmatrix} \cos(\delta) \\ 0 \\ -\sin(\delta) \end{pmatrix}$$

dass der Polarisationsvektor in Abhängigkeit der Verschiebung δ ausgedrückt werden kann und zeigt damit dass die Polarisation am Strahl nicht vollständig transversal wird. Zur Bestimmung des Verschiebung δ wurde ein Transmission-Comptonpolarimeter verwendet [13]. Mehr in Detail [siehe Kapitel 4], wenn man nun die Gleichungen 3.10 und A.2 anwendet, erhält man einen vollständigen Ausdruck, der eine Polar- und Azimutalwinkelabhängigkeit besitzt.

$$\vec{P} \overrightarrow{\mathcal{A}_{Phys}} = \mathcal{A}_{TR}(\theta_e) \cos(\delta) \sin\phi_e - \mathcal{A}_{PV}(\theta_e) \sin(\delta)$$

wobei $\mathcal{A}_{Phys}$ die Physikalische Asymmetrie bezeichnet. Da die beobachteten Asymmetrien $\mathcal{A}_{TR} \sin\phi_e$ und $\mathcal{A}_{PV}$ eine Polar- und Azimutale-Winkelabhängigkeit besitzen, werden sowohl die paritätsverletzenden als auch die transversalen Anteile über den Raumwinkel des Detektors gemittelt. Da die Abhängigkeit vom Polarwinkel θ bei $\mathcal{A}_{TR}$ nicht genau betrachtet ist, können wir aus der Messung nur den über den θ -Bereich gemitteln. Die Ausdrücke dafür lauten wie folgt:

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{A}_{TR} \rangle &= \frac{\int_{\theta_e} \mathcal{A}_{TR}(\theta_e) \sin\theta_e \frac{d\sigma_{Ros}}{d\Omega} d\theta_e}{\int_{\theta_e} \frac{d\sigma_{Ros}}{d\Omega} \sin\theta_e d\theta_e} \\ \langle \mathcal{A}_{PV} \rangle &= \frac{\int_{\theta_e} \mathcal{A}_{PV}(\theta_e) \sin\theta_e \frac{d\sigma_{Ros}}{d\Omega} d\theta_e}{\int_{\theta_e} \frac{d\sigma_{Ros}}{d\Omega} \sin\theta_e d\theta_e} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Um die physikalische Asymmetrie $\mathcal{A}_{Phys}$ zu extrahieren, wird die gemessene gemittelte Asymmetrie im Detektor auf falsche Asymmetrien korrigiert. Wenn man die Werte für $\vec{P}$ und $\overrightarrow{\mathcal{A}_{Phys}}$ in Gleichung , ergibt sich folgenden Ausdruck:

$$\mathcal{A}_{norm}^{gemess} - \sum_{i=1}^6 \mathcal{X}_i a_i = \frac{\int_{\phi_e} \sin\phi_e d\phi_e \cos(\delta) \langle \mathcal{A}_{TR} \rangle}{\int_{\phi_e} d\phi_e} - \langle \mathcal{A}_{PV} \rangle \sin(\delta)$$

Die transversale Asymmetrie in Bezug auf die korrigierte gemessene Asymmetrie und die paritätsverletzende Asymmetrie lautet wie folgt:

$$\langle \mathcal{A}_{TR} \rangle = \frac{\mathcal{A}_{korrr} \int_{\phi_e} d\phi_e}{\cos(\delta) \int_{\phi_e} \sin\phi_e d\phi_e} + \frac{\langle \mathcal{A}_{PV} \rangle \tan(\delta) \int_{\phi_e} d\phi_e}{\int_{\phi_e} \sin\phi_e d\phi_e} \quad (3.12)$$

Charakterisiert man jeden Winkelbereich am Detektor mit dem folgenden Parameter

$$F(\phi_e) = \frac{\int_{\phi_e} \sin\phi_e d\phi_e}{\int_{\phi_e} d\phi_e} \quad (3.13)$$

dann kann der Ausdruck für die transversale Asymmetrie in Abhängigkeit vom Faktor $F(\phi_e)$ wie folgt dargestellt werden:

$$\langle \mathcal{A}_{TR} \rangle = \frac{\mathcal{A}_{korrr}}{F(\phi_e) \cos(\delta)} + \frac{\langle \mathcal{A}_{PV} \rangle \tan(\delta)}{F(\phi_e)} \quad (3.14)$$

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

4.1 Experimentelles Messprinzip

Das grundlegende Meßprinzip des A4-Experiments am Elektronenbeschleuniger MAMI ist in Abbildung 4.1 vereinfacht illustriert. Transversal polarisierte Elektronen werden an einem unpolarisierten Proton-Target gestreut und mit einem Detektor in einem bestimmten Streuwinkel-Intervall nachgewiesen. Im Detektor werden Zählratenänderungen in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung des Elektronenstrahls nachgewiesen. Die experimentelle Methode besteht in der Bestimmung der Zählraten-Asymmetrie von **elastisch** gestreuten Elektronen am unpolarisierten Proton-Target. Diese Asymmetrie $\mathcal{A}^{mess}$ wird als Quotient von Zählraten-Differenz zur Zählraten-Summe bezüglich der beiden transversalen Polarisationsrichtungen des Elektronenstrahls definiert und wird mit dem Detektor wie folgt gemessen:

$$\mathcal{A}^{mess} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (4.1)$$

Aus der gemessenen Asymmetrie $\mathcal{A}^{mess}$ wird die transversale Asymmetrie $\mathcal{A}_{TR}$ extrahiert (siehe auch Kapitel 3 und 5).

Der Optimale kinematische Bereich durch Durchführung des Experiments wird durch einen statischen Gütefaktor beschrieben, d.h. es wird der Winkelbereich bestimmt, in dem man zu einer gegebenen Meßzeit die kleinste statistische Unsicherheit in der Asymmetrie erhält. Bei der Strahlenergie von 856.4 MeV liegt der optimale Streuwinkel bei $\theta = 35$ Grad, was einem Impulsübertrag $Q^2 = 0.227 GeV^2$ entspricht.

Ein Nachweis von $6.5 \cdot 10^{11}$ elastisch gestreuten Elektronen erreicht wurden.

Es wird in der Bestimmung von $\mathcal{A}^{mess}$ eine Genauigkeit von 5% angestrebt. Bei der hohenangestrebten Luminosität von $5 \cdot 10^{37}$ erwartet man eine Rate der elastisch gestreuten Elektronen von 10 MHz und eine zehnmal höhere Untergrundrate von 100MHz, bezogen auf das ganze Kalorimeter.

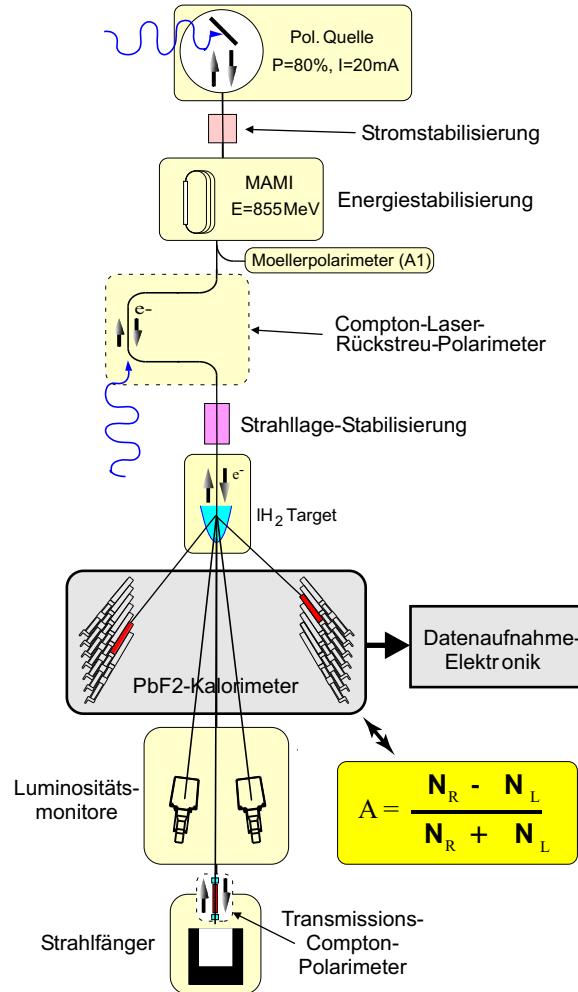


Abbildung 4.1: Prinzipieller Aufbau des Experiments

4.2 Die polarisierte Elektronenquelle

Eine Elektronenquelle liefert longitudinal polarisierte Elektronen bei einem Strahlstrom von $20\ \mu\text{A}$ und einer mittleren Polarisierung von etwa 75%. Dazu wird ein uniaxial deformierter GaAs-Kristall ('strained-layer') als Photokathode mit 100 ps FWHM breiten Lichtpulsen eines getakteten HalbleiterLasers beleuchtet. Die Repetitionsrate des Lasers von 2.45 GHz ist dabei auf die Hochfrequenz von MAMI synchronisiert. Die Helizität des zirkular polarisierten Laserlichts wird durch eine Pockelszelle umgeschaltet, was die Helizität des Elektronenstrahls definiert. Die A4-Steuerungselektronik bestimmt dabei, wie die Umschaltung der Helizität alle 20 ms erfolgen soll. Dazu werden Polarisationsmuster für 4 aufeinanderfolgende 20 ms-Perioden generiert. Die Polarisierung für die erste Periode wird zufällig gewählt, die zweite Periode enthält die komplementäre Polarisierung, Periode 3 und 4 enthalten die komplementäre Polarisierung der ersten und zweiten Periode. Zufallsgeneriert werden also nur 2 Muster, die die Form $+-+ -$ oder $-++ -$ haben. Durch diese Muster sind die Polarisationswechsel für beide Helizitäten gleichwahrscheinlich, so daß eine Korrelation der Asymmetrie mit der Umschaltsequenz vermieden wird. Die dabei durch den Photoeffekt austretenden polarisierten Photoelektronen werden mit einer Hochspannung von 100 kV aus der Quelle extrahiert und in das MAMI eingespeist. Eine Beschreibung der Funktionsweise und Details zur polarierten Elektronenquelle der findet man beispielsweise in [16].

4.3 Der MAMI Beschleuniger und die Spindynamik

Das Mainzer Mikrotron ist ein Dauerstrich - Elektronenbeschleuniger, der aus einem 4 MeV - Linearbeschleuniger und einer Kaskade von drei Race-Track - Mikrotronen (RTM) besteht, die den Strahl im Standardbetrieb bis auf eine Endenergie von 855 MeV beschleunigen. Durch frühzeitiges Verlassen des letzten RTMs können Energien zwischen 180 MeV und 855 MeV in 15 MeV - schritten für die Experimente zur Verfügung gestellt werden. Nach Durchlaufen der drei Mikrotone wird der Elektronenstrahl über verschiedene Strahlführungen in die Experimentierhallen transportiert. Ein RTM besteht aus zwei 180 Umlenk dipolmagneten und einem Linearbeschleuniger, der sich zwischen beiden Dipolen befindet. Die Präzession des Polarisationsvektors

$\vec{\mathcal{P}}$ der Elektronen in elektromagnetischen Feldern wird in relativistischer Darstellung durch die Anwendung der BMT-Formel[BMT59] für einen homogenen Dipolmagneten beschrieben. Für einen homogenen Dipolmagneten

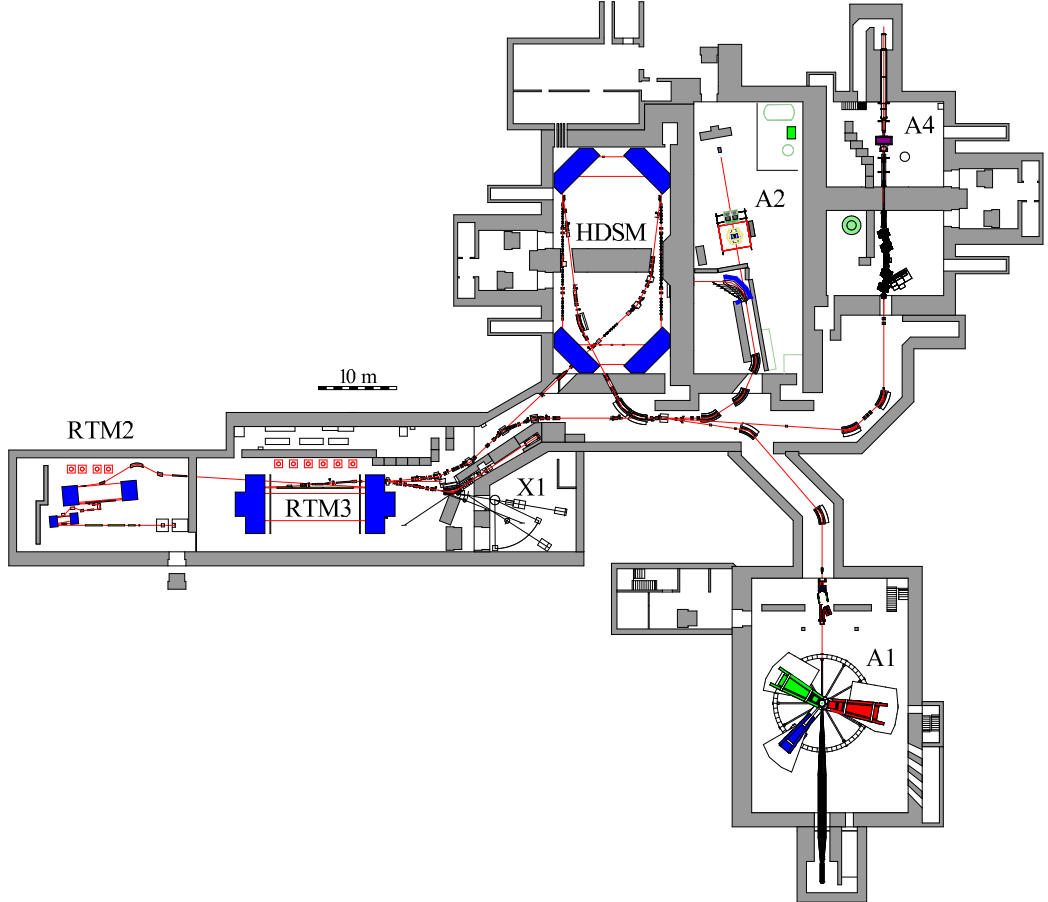


Abbildung 4.2: Prinzipieller Aufbau der MAMI-Strahlführung

($\vec{B}_{\parallel} = 0, \vec{E} = 0$) reduziert sich die Gleichung für die Präzessionsfrequenz zu:

$$\vec{\omega}_{\perp} = \frac{e}{m_o \gamma} (1 + a\gamma) \vec{B}_{\perp} = \vec{\omega}_c (1 + a\gamma) \quad (4.2)$$

wobei $\vec{\omega}_c$ als Zyklotronfrequenz bezeichnet wird. Hierbei stellen e die Ladung, m_o die Masse und $a = \frac{g-2}{2} = 1.16 \cdot 10^{-3}$ das anomale magnetische

Moment des Elektrons. Unter γ ist der Lorentzfaktor und $\vec{B}_\perp$ ist den Magnetfeldkomponent senkrecht zur Impulsrichtung zu verstehen. Daraus folgt, daß der Polarisationsvektor schneller präzediert als der Impuls. Für den Betrag der Differenz der Spinpräzessionsfrequenzen, und der Impuls folgt:

$$|\vec{\omega}_\perp - \vec{\omega}_c| = a\gamma\vec{\omega}_c \quad (4.3)$$

Bei einer Strahlablenkung in einen homogenen Magnetfeld um den Winkel Φ dreht sich der Polarisationsvektor $\vec{P}$ also um den Winkel

$$\Phi_S = a\gamma\Phi_{Impuls} \quad (4.4)$$

relativ zum Impuls. Die sogenannten „magischen“ Energien sind gegeben durch $a\gamma=n$ ($n \in \mathbb{N}$), wenn der Spinswinkel ein ganzzahlungs Vielfachs des Impulswinkels ist, also für Gesamtenergien von $E_n = n \cdot 440.67 \text{ MeV}$. Bei diesen Energien präzediert der Spin genau n Mal so schnell wie der Teilchenimpuls. Nachdem die Elektronen die zweite Mikroton-Stufe mit einer Energie von 180 MeV verlassen, treffen sie die dritte Mikroton-Stufe, die gegenwärtig letzte Stufe, in der sie eine Energie von 7.5 MeV pro Umlauf mit einem Maximum von $n=90$ Umläufen gewinnen. Die Gesamte Spinpräzession im RTM3 läßt sich durch 90-malige Rezirkulation inklusive Beschleunigung beschreiben. Nachdem der Elektronenstrahl den Linac das letzte Mal passiert hat, wird er noch einmal durch beide Dipolmagnete gelenkt, bevor er auf die Strahlführung der jeweiligen Experimentierhalle geführt wird. Für die Spinpräzession ergibt sich

$$0.Umlauf \quad \Delta\Phi_0 = 2\pi a\gamma_0 \quad (4.5)$$

$$: \quad (4.6)$$

$$: \quad (4.7)$$

$$90.Umlauf \quad \Delta\Phi_{90} = 2\pi a(\gamma_0 + 90 \cdot \Delta\gamma) \quad (4.8)$$

wobei $\gamma_0 \equiv 352$:Einschussenergie in Einheiten der Elektronruhemasse ist. Da die Spinausrichtung nach dem RTM3 empfindlich von Endenergie abhängt,

ist es möglich, durch Energievariation des RTM3 die Spinrichtung am Targetort zu manipulieren. Dabei müssen die Mikrotronbedingungen erfüllt werden. Für die relative Endenergieänderung k gilt

$$\frac{dE}{E} = k = \frac{d\gamma_0}{\gamma_0} = \frac{d\Delta\gamma}{\gamma} \quad (4.9)$$

Zur Zeit wird der geforderte Spinpräzessionswinkel relativ zum Impuls durch eine geeignete Energievariation des RTM3 erzielt: Eine Näherung für den erreichbaren zusätzlichen Winkel für die Extraktion aus N-ten Bahn in RTM3 bei einer relativen Energieänderung $\Delta\gamma E/E$ ist:

$$\Delta\Phi_{spin} = k2\pi a((N+1)\gamma_0 + (\frac{N(N+1)}{2}\Delta\gamma)) \quad (4.10)$$

Zur Durchführung in der Realität werden die Einschussenergie, das RTM3 Magnetfeld und die Amplitude des RTM3 Linacs und den gewünschte relativen Faktor angehoben.

Für die Einstellung der Spinorientierung in der Halle3 wurden zwei Methoden benutzt. Ein Teil der Datensätze wurde mit Hilfe der relativistischen Spinrotation im Beschleuniger bei 856.4 MeV durchgeführt während für die anderen Datensätze zusätzliche ein Wien-Filter benutzt wurde. Der Normalbetrieb ist bei 855 MeV. Dabei wird der Spin mit Hilfe der relativistischen Spinrotation in der Beschleunigerebene gedreht. Das Resultat ist, dass sich ein Spinwinkel von (42 ± 2.5) ergibt. Um eine transversale Polarisation zu erhalten, d.h. $\Phi=90$ Grad, muss man die Energie bis zu einem Wert von 856.4 erhöhen. Durch die Erhöhung der Energie $d\Delta E_{90}$, erhält man eine zusätzliche Erhöhung des Spinwinkels $\Delta\Phi(E)$, die die gezeigte Energieabhängigkeit in Gleichung 4.10 besitzt. Eine Nachteil dieser Methode ist der hohe Einstelllaufwand, der für jede Energie das Erstellen eines komplett Energieverschobenen Beschleunigerbetriebszustandes erfordert.

Um eine höhere Flexibilität zu erreichen, wurde in einem externen Aufbau ein Niederenergiespinrotator (Wien-Filter bei 100 keV Strahlenergie) aufgebaut. Mit dem Wien-filter ist eine einfache Einstellung von transversaler Polarisation möglich. Der Wien-Filter enthält elektrische und magnetische Felder, die senkrecht zueinander und zur Strahlrichtung orientiert sind. Mit Hilfe des Wien-Filters, der strahlabwärts, nach der GaAs Quelle eingestellt wird, erhält man eine Änderung des Spinwinkel ohne zusätzliche Erhöhung der

Energie. Der generierte Spindrehungswinkel ergibt sich wie folgt,

$$\theta = B \frac{eL}{mc^2 \gamma^2 \beta} \quad (4.11)$$

wobei B das Magnetfeld, L die Strecke des Wien-Filter, c die Lichtgeschwindigkeit, e die Ladung, m die Masse des Elektrons bezeichnet. Der Absolutwert der Polarisierung des Elektronenstrahls wird zur Zeit mit einem Möllerpolarimeter der A1_Kollaboration zum Anfang jeder Strahlzeit bestimmt und beträgt im Mittel etwa 75%. Zu einer schnelleren, allerdings nur relativer

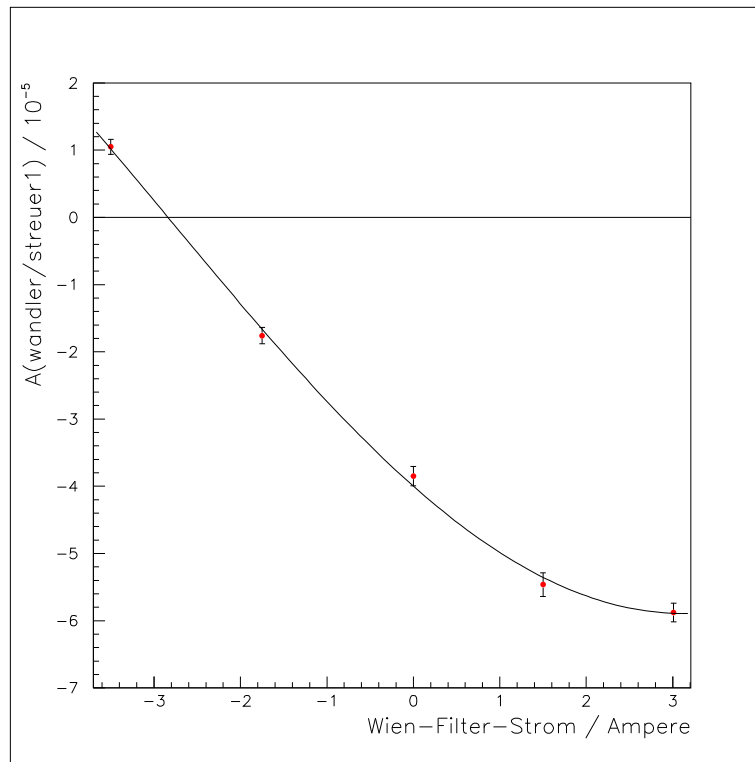


Abbildung 4.3: Mit dem Polarimeter gemessene Asymmetrie bei Rotation des Spinwinkels

Messung der Strahlpolarisation wurde ein Transmissions-Comptonpolarimeter aufgebaut [13]. Damit wurde in mehrere Schritten der Winkel mit dem Wien-Filter geändert und die Polarisation gemessen. Man erkennt, daß die Comp-

tonasymmetrie wie $\sin(\theta)$ ändert. Das Ergebniss der Messung findet sich in Abbildung 4.3.

4.4 Die Strahlführung und die Messung der Strahlparameter

Für das Verständnis und die Korrektur der systematischen Unsicherheit ist eine zusätzliche Messung von allen Größen während des Experiments erforderlich, die im Falle einer Korrelation mit der Polarisationsumschaltung eine systematische Veränderung der gemessenen Asymmetrie vortäuschen können. Hierzu müssen Strahlenergie, Strahlstrom, Strahllage, Targetdichte und Polarisation während der gesamten Meßzeit gleichzeitig zum laufenden Experiment überwacht werden. Die Luminosität wird während des Experiments mit acht Wasser-Cherenkov-Detektoren gemessen, die symmetrisch um den Elektronenstrahl unter kleinen Vorwärtswinkeln angebracht sind. Die Messung der Luminosität ist zusätzlich zur Strahlstrommessung notwendig, um Targetdichtefluktuationen von Strahlstromschwankungen zu trennen und kontrollieren zu können. Targetdichtefluktuationen führen zu einer Verkürzung der effektiven Targetlänge und somit zu einer Reduktion der Luminosität. Durch Kontrolle der Luminosität und Optimierung des Strahldurchmessers kann dies vermieden werden. Zur Verbesserung der mittleren Strahlemittanz und zur Unterdrückung helizitätskorrelierter Lageänderungen ist eine aktive Stabilisierung der Strahllage vorhanden. Die Strahllageregelung ist im Wesentlichen eine elektronische Rückkopplung, deren Regelparameter über das MAMI-Kontrollsystem eingestellt werden können. Bei zwei HF-Lagemonitoren werden die horizontalen und vertikalen Strahlpositionen an zwei Punkten vor dem Target vermessen und diese Signale direkt benutzt, um mittels zweier davor liegenden speziellen Wedlerpaare Lage- und Richtungsfluktuationen am Target zu reduzieren.[20]

Durch die aktive Stromstabilisierung an MAMI beobachtet man eine Stabilisierung des Strahlstroms als auch eine Reduktion der Schaltasymmetrie. Mit arbeitender Strahlstromstabilisierung kann ein Wert für die Strahlstromasymmetrie von $< 1 \cdot 10^{-5}$ stabil eingestellt werden. Die Stromstabilisierung beruht auf der Messung des Strahlstroms, welche mit einem Sollwert verglichen wird. Eine eventuelle Abweichung ergibt ein Regelsignal, das den Strom der Laser Master-Oszillator-Diode modifiziert.[21] Die kontinuierli-

che Messung der Strahlenergie kann dazu benutzt werden, die Energie des 855 MeV-Strahls zu stabilisieren. Die Fluktuation der Strahlenergie wird unter Ausnutzung der Laufzeitabhängigkeit der Strahlbündel beim Durchgang durch den zweiten 180° -Magneten des RTM3 während der Extraktion mit Hilfe zweier 9.8 GHz-Kavitäten (3. Harmonische Oberschwingung der MAMI-Betriebsfrequenz) mit einer Auflösung von etwa 1 keV bestimmt.[19]

4.5 Das H_2 -Target

Die polarisierten Elektronen werden an einem 10 cm langen unpolarisierten ℓH_2 -Target gestreut, welches entlang der Strahlrichtung die Form eines ellipsoides hat. Dabei deponiert der Elektronenstrahl bei $20 \mu\text{A}$ eine gesamte Wärmeleistung von ca. 100 W an dem ein- und Austrittsfenster des Targets. Durch die Konstruktion des Targets wird ein turbulenter Fluß des flüssigen Wasserstoffs erzeugt, so daß die Erwärmung effizient abgeführt werden kann. Dadurch werden mögliche Targetdichteschwankungen durch Blasenbildung bzw. Sieden kleingehalten. Targetdichteschwankungen bewirken eine effektive Verkürzung der Targetlänge und erzeugen im Kalorimeter Zählratenschwankungen, die die statische Auflösung in der Bestimmung der Asymmetrie dominieren können [7].

4.6 Das PbF_2 Kalorimeter

Zum Nachweis der elastischen Streuergebnisse wird ein homogenes, segmentiertes Kalorimeter verwendet, das im folgenden mehr im Detail beschrieben werden soll [22, 5, 2, 18, 9, 17]. Das PbF_2 Kalorimeter ist modular aufgebaut. Lage und Energie der gestreuten Teilchen werden unter Streuwinkeln zwischen 30 und 40 Grad bei voller azimuthaler Symmetrie gemessen. Das Kalorimetermaterial muss eine ausreichende Energieauflösung von etwa $\frac{3.5\%}{\sqrt{E}}$ besitzen, um eine Trennung von elastisch gestreuten Elektronen von inelastischen Streuereignissen durch die Bestimmung der deponierten Energie im Kalorimeter zu ermöglichen. Zusätzlich erfordern die hohen Raten ein Kalorimetermaterial mit einem schnellen Antwortverhalten. Als Kalorimetermaterial werden Kristalle aus Bleifluorid verwendet, das eine große Dichte und eine kurze Strahlungslänge besitzt. Zusätzlich ist Bleifluorid als ein reiner Cherenkov-Strahler schnell und besitzt eine gute Energieauflösung. Das Kalorimeter besteht aus 146 Trägerrahmen mit je 7 PbF_2 Modulen bestückt und besteht aus insgesamt 1022 PbF_2 Kristalle. Bis Januar 2002 war das Kalorimeter zur Hälfte bestückt. Seit April 2003 sind alle 1022 Kristalle und Elektronikmodule installiert. Die in diese Arbeit vorgestellten Messungen wurden mit 683 Kristalle durchgeführt. Zum Zeitpunkt der hier vorgestellten Messungen war ein weiteres Viertel hinzugefügt. Die Kalorimetermodule bedecken ein Raumwinkel von 0.64 sr. Die Energie eines in das Kalorimeter gestreuten Teilchens wird aus der Summe des Cherenkov-Lichts lokal getroffenen 3×3 Clusters bestimmt, der aus dem zentralen und den 8 benachbarten Kalorimetermodulen besteht. Die 8 strahlabwärts unter kleinen Streuwinkeln hinter dem Kalorimeter angebrachte Luminositätsmonitore ermöglichen die Normierung der Zählraten auf Luminosität. In Abbildung 4.4 ist eine geränderte AutoCad ansicht des PbF_2 Kalorimeters dargestellt. ein von links kommendes Elektron streut am Wasserstoff im Targetgefäß und deponiert seine Energie in etwa 9 PbF_2 -Kalorimetermodulen.

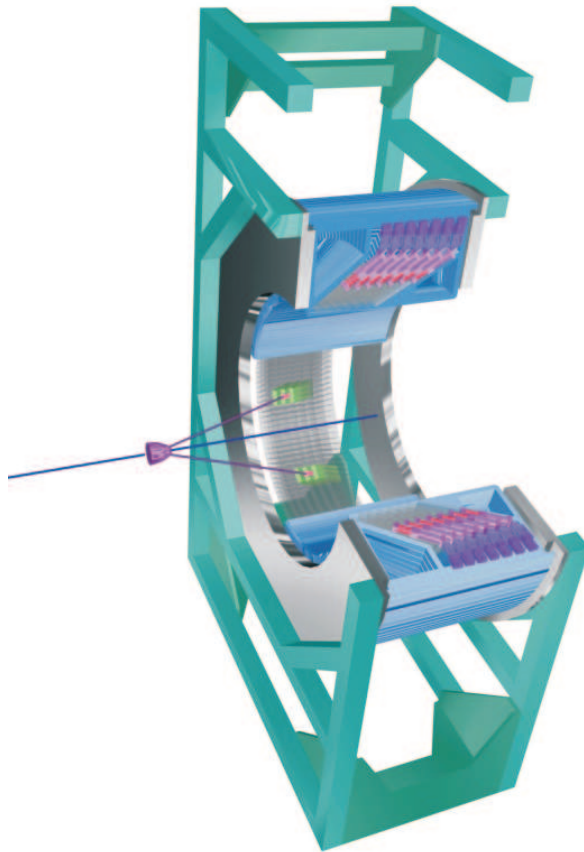


Abbildung 4.4: Das PbF_2 -Kalorimeter des A4-Experiments. Der Elektronenstrahl tritt von links in das Wasserstofftarget ein, von dort werden die Elektronen in den Detektor gestreut.

4.7 Die Auslese-Elektronik

Das schnelle Antwortverhalten des PbF_2 -Kalorimeters auf einen Treffer innerhalb von etwa 20 ns bedingt eine ebenso schnelle Elektronik zur Signalverarbeitung mit minimaler Totzeit.[2, 18, 9, 17] Zur schnellen Verarbeitung der Treffer im Kalorimeter ist jedem Kalorimetermodul ein eigener Elektronik-Kanal zugeordnet. Dabei ist jedes Elektronikmodul in der Lage, selbständig einen Treffer zu erfassen, zu verarbeiten und zu speichern, d.h. es findet eine Parallelverarbeitung für jeden PbF_2 -Kristall statt. Die 1022 einzelnen Elektronikmodule bestehen aus zwei galvanisch getrennten Einheiten, aus einem analogen und einem digitalen Teil. Der analoge Teil dient zur Messung der Energie und dem Erkennen von Doppeltreffern. Der digitale Teil dient zur Histogrammierung und Datenauslese über VMEbus. Die analogen Module werden als Triggermodul, die digitalen als Histogrammiereinheit bezeichnet. Jedes Elektronikmodul ist mit seinem Nachbarn so vernetzt, daß eine genaue Energiemessung und Pileup-Detektion gewährleistet ist. Die Energie eines Ereignisses wird dabei aus der Summe von insgesamt 9 benachbarten (3×3) PbF_2 -Kristallen bestimmt. Abbildung 4.5 zeigt eine Designskizze der Elektronik, wie sie für das A4-Experiment realisiert wurde.

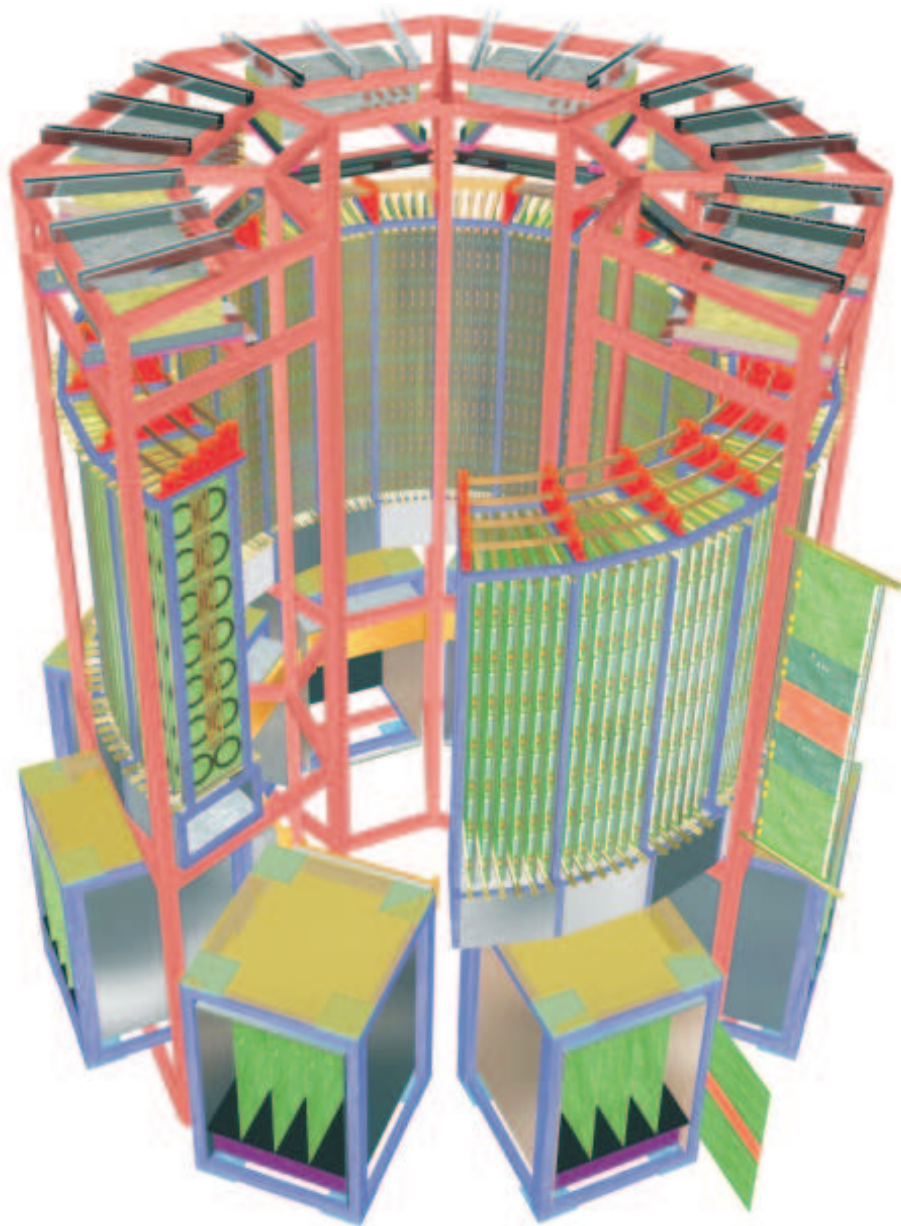


Abbildung 4.5: Das Datenaufnahmesystem des A4-Experiments “Medusa”. Man erkennt den Elektronikturm mit Analogelektronik (oben) und Digital-elektronik (unten)

Kapitel 5

Analyse

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie die Anzahl der elastischen Streueignisse für die verschiedenen Polarisationsrichtungen des Elektronstrahles aus den Histogrammen erhalten werden kann. Darüberhinaus werden die weiteren Korrekturen, die von helizitätskorrelierten Schwankungen der Strahlparameter herühren, diskutiert. Schließlich muss man die Geometrie des Kalorimeters berücksichtigen, um eine Summierung der Detektorraten zu erhalten und daraus eine transversale Asymmetrie zu extrahieren.

5.1 Extraktion der Anzahl elastischer Ereignisse aus den Histogrammen

Die elastischen Ereignisse werden aus den experimentellen Energiespektren bestimmt indem man eine Gaußfunktion an die hochenergetische Seite des elastische Peaks fittet. Die σ -Breite des Fits legt die Grenzen fest, über die die elastischen Ereignisse gezählt werden. Die Grenzen werden so gewählt, daß eine gute Trennung von elastischen und inelastischen Ereignissen gegeben ist. Dies wird für beide Polarisationsrichtungen unabhängig durchgeführt.

Das Energiespektrum

Aus den Histogrammiereinheiten der Elektronik erhält man zweidimensionale Histogramme, die auf der einen Achse (x-Achse) mit 8 Bit Auflösung die Summenenergie und auf der anderen Achse (y-Achse) mit 6 Bit Auflösung die Energie des Zentralmoduls enthalten. Für jedes der 1022 Module und für

beide Polarisationszustände gibt es jeweils ein eigenes Histogramm. Durch Projektion auf die Summenenergie-Achse (x-Achse) erzeugt man eindimensionale Histogramme mit den Summenenergiespektren. Diese bilden die Basis für die weitere Analyse.

Durch Anpassung einer Fitfunktion an den elastischen Teil des Spektrums wird die Lage der elastischen Linie ermittelt. Mit Kenntnis des in separater Messung bestimmten Nullpunktes ist eine Energieeichung des Spektrums möglich und somit die Lage der Pion-Produktionsschwelle bekannt. Ausgehend von dieser wird in Abhängigkeit der Energieauflösung des Detektors eine elastische niederenergetischer Schnittgrenze definiert, so dass jeweils ein gleich geringer Anteil inelastischer Ereignisse den elastischen Zählraten beigemischt ist. Die hochenergetische Schnittgrenze wird durch die sogenannte hochenergetische Kante bestimmt [S. Baunack, Echtzeitkalibration des PbF2-Kalorimeters, Diplomarbeit 1999]. Man erhält somit für jeden Detektorkanal die elastischen Zählraten N_0 und N_1 für die beiden Polarisationszustände.

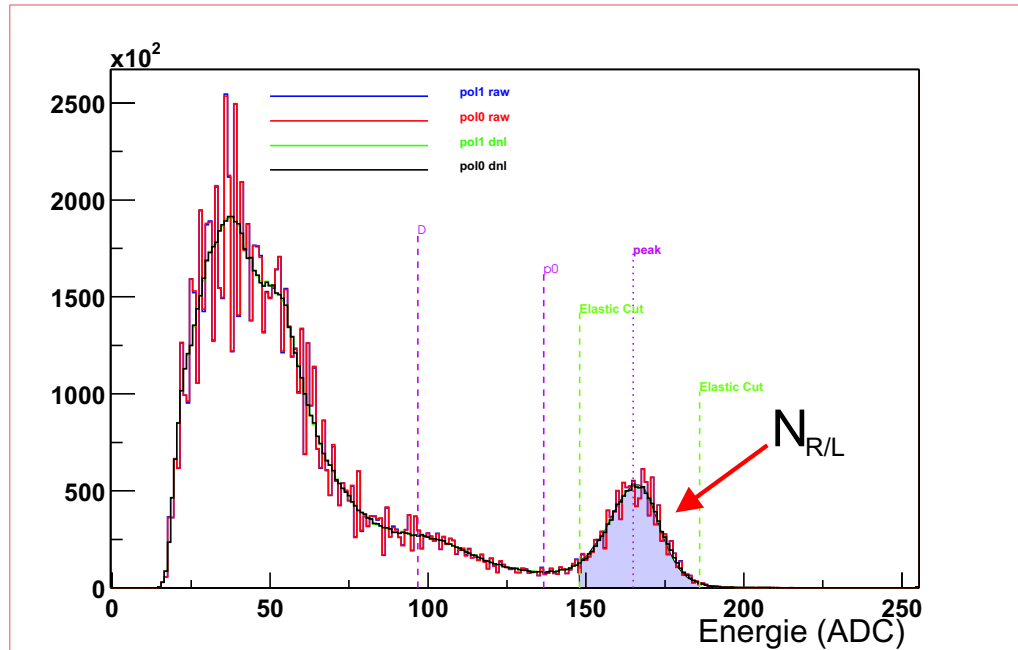


Abbildung 5.1: Beispiel eines mit dem Detektor gemessenen elastischen Spektrums. Bei Kanal ≈ 160 erkennt man die elastische Linie.

5.2 Korrektur der gemessenen Asymmetrie auf systematische Effekte

Die Analyse der Spektren und die Korrekturen auf systematische Veränderung der Asymmetrie wurden in Rahmen zweier Doktorarbeiten [2, 7] für die paritätsverletzende Asymmetriemessung entwickelt.

In Rahmen dieser Arbeit wurde diese Analysemethode und die zugehörigen Auswerteprogramme verwendet. Deshalb wird die Analyse hier nur kurz skizziert. Zur Bestimmung der transversalen Asymmetrie $\mathcal{A}_{TR}$ muss die gemessene Asymmetrie $\mathcal{A}^{mess}$ auf falsche Asymmetrien korrigiert werden. Die extrahierten Zählraten für die verschiedenen Polarisationsrichtungen des Elektronstrahles aus dem elastischen Peak werden auf die dazu parallel gemessene Luminosität $\mathcal{L}$ normiert, um systematische Veränderungen der Asymmetrie durch Targetfluktuationen und Strahlfluktuationen zu korrigieren.

$$\mathcal{A}_{norm}^{mess} = \frac{\frac{N^+}{\rho^+} - \frac{N^-}{\rho^-}}{\frac{N^+}{\rho^+} + \frac{N^-}{\rho^-}} \quad \text{mit} \quad \rho = \frac{\mathcal{L}}{I} \quad (5.1)$$

wobei ρ die effektive Targetdichte und I der Strahlstrom ist. Aus der normierten Asymmetrie $\mathcal{A}_{norm}^{mess}$ kann die transversale Asymmetrie $\mathcal{A}_{gem}^{sector}$ mittels linearer Regression durch folgende Parametrisierung extrahiert werden, wobei die gemessene Asymmetrie im Sektor die folgende Abhängigkeit in ϕ_e $\mathcal{A}_{gem}^{sector}(\phi_e) = \mathcal{A}_{TR} \cos \phi_e$ besitzt.

$$\mathcal{A}_{norm}^{mess} = P \cdot (\mathcal{A}_{gem}^{sector} + \mathcal{A}_{PV}) + \sum_{i=1}^6 a_i \chi_i \quad (5.2)$$

$\mathcal{P}$ bezeichnet die Polarisation des Elektronenstrahls. Mit χ_i werden die Asymmetrien der helizitätskorrelierten Meßgrößen bezeichnet, die die Eigenschaften des Elektronenstrahls am ℓH_2 -Target beschreiben und zu einer systematischen Veränderung der gemessenen Asymmetrie führen: aus den Messungen der paritätsverletzende Asymmetrie sind die Korrelationkoeffizienten a_i sehr gut bekannt. Die Strahlparameter werden für jedes 20 ms Integrationsfenster gemessen und für die Analyse über einen 5 min-Datenaufnahme gemittelt. Die χ_i werden also für jeder 5 min-Run korrigiert. Zu bestimmten Zeiten wurde eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte in den Laserstrahl an der Elektronquelle gefahren. Die Bedeutung dieser $\frac{\lambda}{2}$ -Platte, die auch als Genereller Vorzeichenwechsler (GVZ) bezeichnet wird, liegt in der Umkehrung der Richtung des Transversalspins,

die nur dem Experimentator bekannt ist, d.h. die Meßapparatur kennt den Status nicht. Bei einer korrekt extrahierten transversalen Asymmetrie $\mathcal{A}_{TR}$ sollte bei eingegestzten GVZ nur ein Vorzeichenwechsel stattfinden. Die transversale Asymmetrie ändert je nach der Einstellung des (GVZ), d.h. draussen oder drinnen, ihr Vorzeichen. Dieser Effekt kann direkt in den Messungen

Tabelle 5.1: Mit χ_i werden die Asymmetrien der helizitätskorrelierten Meßgrößen bezeichnet, die die Eigenschaften des Elektronenstrahls am ℓH_2 -Target beschreiben und zu einer systematischen Veränderung der gemessenen Asymmetrie führen

χ_1	Asymmetrie im Strom	I
χ_2	Ortsdifferenz	Δx
χ_3	Ortsdifferenz	Δy
χ_4	Winkeldifferenz	$\Delta x'$
χ_5	Winkeldifferenz	$\Delta y'$
χ_6	Energiedifferenz	ΔE

beobachtet werden: Ergeben sich Abweichungen in dem Vorzeichenwechsel, so ist dies Indiz für eine unvollständige Dekorrelation von $\mathcal{A}_{TR}$ aus $\mathcal{A}^{mess}$. Ein anderer Effekt, der auch die Zählrate im Detektor reduziert, ist der Pile-Up-Effekt, d.h. zwei zeitlich und räumlich nicht trennbare Ereignisse werden durch die Vetoelektronik der Medusa verworfen. Es sind Untergrundprozesse mit einem polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnitt beteiligt. Deshalb ist es notwendig, eine Korrektur vorzunehmen, die durch Messung des quadratischen Moments der Luminosität L geschieht. Details hierzu finden sich in [7].

5.3 Extraktion der transversalen Asymmetrie

Im Gegensatz zur paritätsverletzenden Asymmetrie $\mathcal{A}_{PV}$ hat die transversale Asymmetrie $\mathcal{A}_{TR}$ eine Abhängigkeit vom azimuthalen Winkel ϕ . Der besondere Aufbau des Detektors in 146 ϕ -Bereiche ermöglicht es, die Winkelabhängigkeit der transversalen Asymmetrie auszunutzen. Zur Auswertung wird der ϕ -Bereich wegen der Teilchenstatistik in gröbere Abschnitte unterteilt. Eine Auswertung in den experimentell möglichen 146 Abschnitten führt aufgrund der kleinen Statistik zu einem großen statistischen Fehler in den einzelnen Abschnitten.

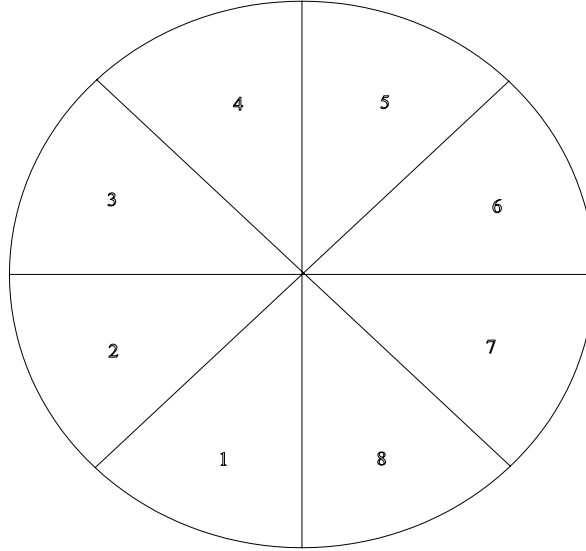
Als Kompromiss wurde der ϕ -Bereich in 8 Sektoren aufgeteilt, was zum einen noch eine gute Statistik im Einzelbereich liefert, zum anderen noch eine ausreichende Auflösung des Winkelbereichs erlaubt. Jeder Sektor [sie-

Tabelle 5.2: Die Tabelle gibt einen Überblick über die benutzten Sektoren mit den zugehörigen Winkelbereichen in ϕ

Detektor	Winkelbereich ϕ_e in Grad
Sektor 1	[0,45]
Sektor 2	[45,90]
Sektor 5	[180,225]
Sektor 6	[225,270]
Sektor 8	[323,360]

he Abbild.5.2] bedeckt damit einen Raumwinkel von 45 Grad. Die Sektoren wurden so gewählt, daß jeder Sektor einem der 8 Luminositätsmonitore entspricht. Die acht Sektoren verteilen sich wie in Tabelle 5.2. Die nicht aufgeführten Sektoren waren bei der Messung noch nicht mit Kristallen bestückt und werden daher in der Auswertung nicht benutzt. Im Uhrzeigersinn werden die Sektoren mit Nummern von 1 bis 8 bezeichnet. Bei der Summierung der Detektorraten wurden nur Kalorimetermodule verwendet, die eine vollständige 3x3-Matrix haben. Das gilt nicht nur für die Ringe 2-6 (Mittelung über θ -Abhängigkeit) sondern auch für die Spalten 1-18 (Mittelung über ϕ -Abhängigkeit). Hier wird es aufsummiert und eine Gesamtrate gebildet. Zu jedem Medusasektor gibt es dann einen Luminositätsmonitor, der zur Normierung der Kalorimeterzählraten auf die Targetdichte verwendet wird [7].

Abbildung 5.2: Der in 8 Sektoren unterteilte Detektor. Der Elektronenstrahl kommt aus Blattebene. Die für die Analyse verwendete Konvention bezüglich ϕ_e weicht von der in den Rechnungen von Kapitel 2 benutzten Konvention ab (siehe auch Anhang A.1).



5.4 Numerische Resultate der gemessenen Asymmetrie

Während zweier Strahlzeiten, die am 29.05 bis 31.05.02 für die zugehörigen Runs 10965-11128, und am 6.02.03 bis 10.02.03 für die Runs 11550-11720 bis 11725-12268 stattfanden, wurde bei einer Energie von 856.3 MeV ohne den Wienfilter und bei der zweiten Strahlzeit bei 855 MeV und mit Wienfilter gemessen, bei zwei verschiedenen Einstellungen des GVZ OUT und IN. Die Daten für die gemessene normierte Asymmetrie $\mathcal{A}_{mess}^{norm}$, die hier vorgestellt sind, sind auf systematische Effekte korrigiert und werden in den folgenden Datensätzen als $\mathcal{A}_{korr}$ bezeichnet. Als $\mathcal{A}_{korr}$ versteht man

$$\mathcal{A}^{korr} = P \cdot (\mathcal{A}_{TRCOS\phi_e} + \mathcal{A}_{PV}) \quad (5.3)$$

In den drei folgenden Tabellen 5.3, 5.4, 5.5 werden die Daten der korrigierten Asymmetrie mit den zugehörigen Fehler zusammengefaßt.

5.4. NUMERISCHE RESULTATE DER GEMESSENEN ASYMMETRIE 47

Tabelle 5.3: Die Datensätze für die Runs 10965-11128 für die Sektoren 1,2,5,6 bei GVZ OUT, die während des Strahlzeit 29.05 bis 31.05.02 gemessen wurde.

Detektor	Winkelbereich ϕ_e	$\mathcal{A}_{korr}$ ppm	$\Delta\mathcal{A}_{korr}$ ppm
Sektor 1	{0, 45}	12.7	13.2
Sektor 2	{45, 90}	11.2	12.6
Sektor 5	{180, 225}	-18.1	13.6
Sektor 6	{225, 270}	7.1	13.0

Tabelle 5.4: Die Datensätze für die Runs 11550-11720 für die Sektoren 1,2,5,6,8 bei GVZ IN, die während des Strahlzeit 6.02.03 bis 10.02.03 gemessen wurde.

Detektor	Winkelbereich ϕ_e	$\mathcal{A}_{korr}$ ppm	$\Delta\mathcal{A}_{korr}$ ppm
Sektor 1	{0, 45}	-15.5	10.2
Sektor 2	{45, 90}	-29.9	9.8
Sektor 5	{180, 225}	22.5	10.5
Sektor 6	{225, 270}	17.4	9.8
Sektor 8	{323, 360}	-14.5	23.3

Für jeden Sektor wurde eine Summierung der Daten sowohl über den θ -Winkelbereich bezüglich der Ringe von 2 bis 6 als auch über der ϕ -Winkelbereich bezüglich der 18 Spalten oder 18 Rahmen aus denen jeder Sektor besteht [siehe Kapitel 4], durchgeführt. Zunächst muß man sich von den Konsistenz der Datensätze bei GVZ OUT und IN überzeugen [siehe Abb 5.3]. Um die Ergebnisse der Datensätze zu kombinieren können, benutzt man die folgenden Relationen:

$$\mathcal{A}(\phi)|_{GVZin} = -\mathcal{A}(\phi)|_{GVZout} \quad (5.4)$$

weiterhin gilt allgemein

$$\mathcal{A}(\phi) = -\mathcal{A}(\phi + \pi) \quad (5.5)$$

Nehmen wir als Beispiel die Werte der Asymmetrie des Sektors 1 und des

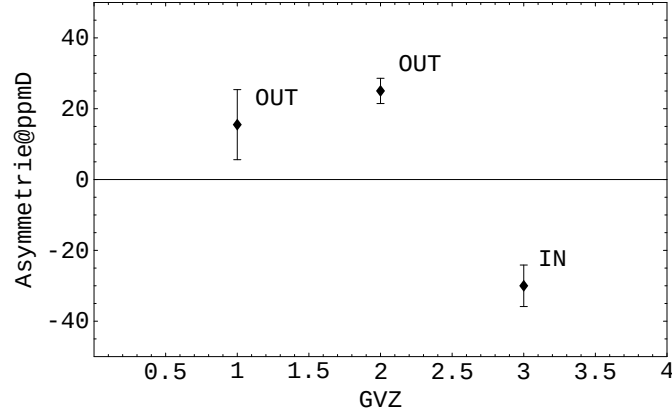


Abbildung 5.3: Verhalten von A_{transv} bei eingesetzten bzw. nicht eingesetzten GVZ

Sektors 5 des Datensatzes in Tabelle 5.5, um die Bedingung aus Gleichung 5.5 zu testen. Analog zur Gleichung 5.5, kann man die Bedingungen in Abb.5.4 für jede Einstellung IN oder OUT des GVZ in den Datensätzen anwenden und überprüfen. Dafür nimmt man den Wert des Sektors 1 für beide Fälle IN oder OUT. Im Folgenden werden diese Relationen für die Werte der Asymmetrien zusammengefaßt. Zur Überprüfung der Bedingung 5.5 für den Datensatz 5.5:

$$\text{Sektor 1} \quad \mathcal{A}(\phi) = 19.8ppm \pm 5.3ppm \quad (5.6)$$

$$\text{Sektor 5} \quad \mathcal{A}(\phi + \pi) = -27.5ppm \pm 5.7ppm \quad (5.7)$$

Zur Überprüfung der Bedingung 5.4:

$$\text{Datensatz 5.3} \quad \mathcal{A}(\phi)|_{GVZOUT} = 19.8 \pm 5.3 \quad (5.8)$$

$$\text{Datensatz 5.4} \quad \mathcal{A}(\phi)|_{GVZIN} = -15.5 \pm 10.2 \quad (5.9)$$

Man erkennt, daß innerhalb des Meßfehler die Asymmetrie ihr Vorzeichen ändert.

5.5 Kombination der Datensätze

Zu einer einfachen Behandlung der Daten wird nun im Folgende nur noch mit zwei Datensätze gearbeitet. Aus den Datensätzen 5.3 und 5.5, die bei

GVZ OUT gemessen wurden, wird durch eine statische Behandlung einziger Datensatz bei GVZ OUT-Einstellung erhalten. Als statistische Behandlung versteht man, dass aus den beiden Datensätzen 5.3 und 5.5 gewichtete Mittelwerte gebildet werden. Die gewichteten Mittelwerte M und der zugehörige Fehler σ_M von zwei Messungen m_1 und m_2 mit den zugehörigen Fehler ergeben sich aus den folgenden Formeln,

$$M = \frac{w_1 m_1 + w_2 m_2}{w_1 + w_2} \quad (5.10)$$

$$\sigma_M = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\sigma_{m1}^2} + \frac{1}{\sigma_{m2}^2}}} \quad (5.11)$$

$$w_2 = \frac{1}{\sigma_{m2}^2} \quad (5.12)$$

$$w_1 = \frac{1}{\sigma_{m1}^2} \quad (5.13)$$

Nach der Anwendung der Formeln 5.10 und 5.11 ergibt sich der Datensatz aus Tabelle 5.6 mit den zugehörigen gewichteten Mittelwerte der Messung und Fehler der Asymmetrie.

5.6 Die Ergebnisse der Analyse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Analyse der Datensätze aus Tabelle 5.6 bei Einstellung des GVZ OUT und aus Tabelle 5.4 bei Einstellung des GVZ IN diskutiert. Weitere Effekte, die berücksichtigt werden müssen, sind die longitudinalen Auswirkungen, die schon in Kapitel 3 eingeführt wurden. Deswegen werden die Datensätze aus den Tabelle 5.4 und 5.6 entsprechend korrigiert. Man erhält zwei Datensätze bei verschiedenen Einstellungen des Generalvorzeichen IN und OUT, aus denen ein gewichteter Mittelwert gemäß Gleichung 5.10 für die transversale Asymmetrie erhalten werden kann. Die Korrektur der Datensätze aus den Tabellen 5.4 und 5.6 auf die longitudinalen Polarisationskomponente wird durch die Anwendung der Gleichung 3.14 durchgeführt. Durch die Ersetzung des Wertes der paritätsverletzenden Asymmetrie $\mathcal{A}_{PV} = (-5.65 \pm 0.60)ppm$ und des Wertes des Winkels $\delta = (9.9 \pm 1)$ Grad wird ein Wert für die transversale Asymmetrie ermittelt. Die neuen Datensätze bei verschiedenen Einstellungen des GVZ IN und OUT

sind in Tabellen 5.7 und 5.8 angegeben. Ein weiterer Schritt zur Kombination beider Datensätze aus Tabelle 5.7 und aus Tabelle 5.8 wird durch die Ausnutzung der Bedingung aus Gleichung 5.5 durchgeführt. Die Geometrie des Detektors im ϕ -Winkelbereich ermöglicht jeden Sektor bei einem Winkel ϕ mit dem zugehörigen Sektor beim Winkel $\phi + \pi$ zu kombinieren. Das bedeutet, die Sektoren 1 und 5 sind zu kombinieren. Ebenso die Sektoren 2 und 6. Schließlich kann man die gewichtete Mittelwerte der transversalen Asymmetrie, noch mit dem Wert des zugehörigen Sektor 8 kombinieren, so dass ein endlicher Wert der transversale Asymmetrie bei der verschiedenen Einstellungen des Generalvorzeichens OUT und IN erhalten wird. In der folgenden Tabelle sind die gewichteten Messwerte für beide Stellungen des GVZ OUT und IN angegeben. Für die Runs 10965-12268 werden die gemittelte Asymmetrien, die aus der Kombination von Sektoren 1-5, 2-6 kommen, als $\mathcal{A}_{TR}^{26}$ und $\mathcal{A}_{TR}^{15}$ bei GVZ OUT dargestellt

$$\mathcal{A}_{TR}^{26} = 11.8 \cdot 10^{-6} \pm 7.85 \cdot 10^{-6} \quad (5.14)$$

$$\mathcal{A}_{TR}^{15} = 26.6 \cdot 10^{-6} \pm 3.86 \cdot 10^{-6} \quad (5.15)$$

$$\mathcal{A}_{TR}^{IN} = 23.9 \cdot 10^{-6} \pm 3.35 \cdot 10^{-6} \quad (5.16)$$

Für die Runs 11550-11720 werden die gemittelten Asymmetrien, die aus der Kombination von Sektoren 1-5, 2-6 kommen, als $\mathcal{A}_{TR}^{26}$ und $\mathcal{A}_{TR}^{15}$ bei GVZ IN dargestellt.

$$\mathcal{A}_{TR}^{26} = -67.9 \cdot 10^{-6} \pm 14.9 \cdot 10^{-6} \quad (5.17)$$

$$\mathcal{A}_{TR}^{15} = -22.6 \cdot 10^{-6} \pm 6.45 \cdot 10^{-6} \quad (5.18)$$

$$\mathcal{A}_{TR}^{IN} = -30.0 \cdot 10^{-6} \pm 5.86 \cdot 10^{-6} \quad (5.19)$$

Die transversalen Asymmetrien für die beiden Stellungen des GVZ-IN oder OUT- kombinieren sich, indem man das Vorzeichen für den Wert bei GVZ IN umdreht und beide Werte gewichtet addiert. Das Ergebnis für die transversale Asymmetrie, die aus der Kombination von Sektor 1-5, Sektor 2-6, Sektor 8 ermittelt werden, lautet

$$< \mathcal{A}_{TR} > = 25.310^{-6} \pm 2.910^{-6} \quad (5.20)$$

Der hier vorgestellte experimentelle Wert weicht von dem theoretische Wert, der in Kapitel 1 eingeführt wurde, etwa um 5σ ab. Das kommt aus der Voraussetzung, dass bei unserem Experiment nur der erste anregende Zwischenzustand, die Δ -Resonanz, angenommen wurde, während in der Theorie alle mögliche anregende Zwischenzustände berücksichtigt wurden.

5.7 Bestimmung von $\mathcal{A}_{TR}$ und $\sigma_{\mathcal{A}_{TR}}$ in Abhängigkeit von ϕ

Zur Bestimmung der Winkelabhängigkeit wurde der folgende Ausdruck 5.21 verwendet:

$$\langle \mathcal{A}_{TR} \rangle F = \frac{\mathcal{A}_{kor}}{\cos(\delta)} + \langle \mathcal{A}_{PV} \rangle \tan(\delta) \quad (5.21)$$

Im Vergleich mit der angewendeten Gleichung 3.14 zur Bestimmung der transversalen Asymmetrie hat man hierbei die ganze Winkelabhängigkeit, d.h sowohl θ_e als auch ϕ_e , angenommen. Auf diese Weise hat es den Faktor 3.13 mit der Werte der transversale Asymmetrie in den folgenden Tabellen zusammengesetzt.

Faßt man die Werte für GVZ OUT und IN unter Berücksichtigung des Vorzeichenwechsels bei GVZ IN zusammen, so erhält man die Werte in Tabelle 5.11. Um die ϕ_e -Winkelabhängigkeit der Asymmetrie zu zeigen, werden die Werte der Asymmetrie gegen dem Azimutal-Winkel ϕ_e aufgetragen. Für eine gute Beschreibung der Abbildung 5.4 wurde eine sinusoidale Funktion gefittet. Der Fitparameter, der die Amplitude der Kurve 5.4 beschreibt, bezeichnet eine gute Ergebnis im Vergleich mit der erhaltenden Asymmetrie in Tabelle 5.20

$$\mathcal{A}_{TR}^{fit} = 24.87 \cdot 10^{-6} \pm 2.53 \cdot 10^{-6} \quad (5.22)$$

Das aus der Mittelung der Sektoren gewonnene Ergebnis für $\mathcal{A}_{TR}$ von (25.9 ± 2.5) ppm überein stimmt in Rahmen des Fehlers sehr gut mit dem aus der ϕ -Abhängigkeit bestimmten Ergebnis im Ausdruck 5.22 von der transversale Asymmetrie $\langle \mathcal{A}_{TR}^{fit} \rangle = 24.9 \pm 2.5$ ppm und stellt damit die bisher genaueste Messung einer transversalen Asymmetrie dar.

Die hier benutzte Konvention bezüglich des Vorzeichens der Asymmetrie ist genau entgegengesetzt zu der von der Theorie benutzten Konvention. In der Theorie ist

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma^{n \cdot \mathcal{P}=1} - \sigma^{n \cdot \mathcal{P}=-1}}{\sigma^{n \cdot \mathcal{P}=1} + \sigma^{n \cdot \mathcal{P}=-1}} \quad (5.23)$$

mit

$$n = \frac{k \times k'}{|k \times k'|} \quad (5.24)$$

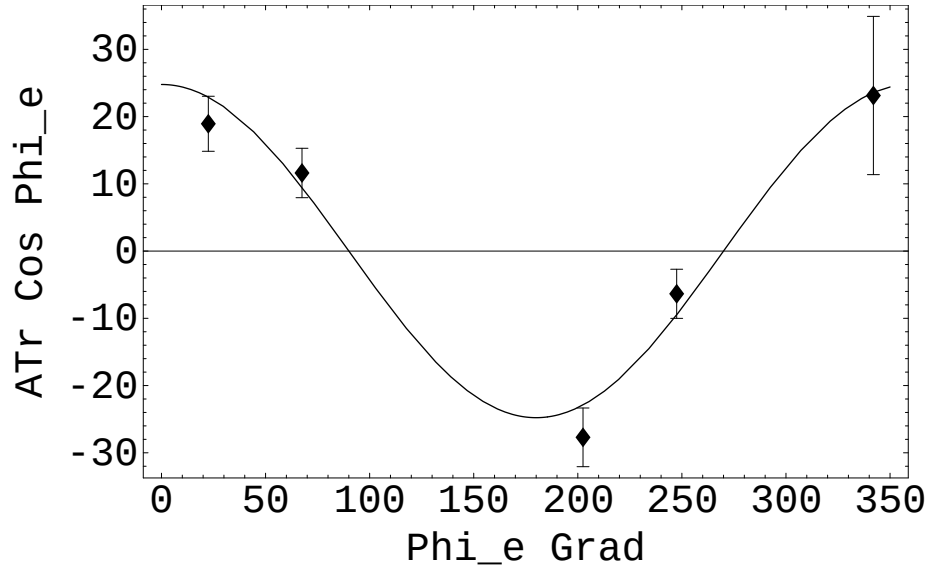


Abbildung 5.4: ϕ -Abhängigkeit der transversalen Asymmetrie. Die ersten beiden Punkte entsprechen den Daten aus Sektor 1 beziehungsweise 2. Die im Kapitel 2 vorgestellten Rechnungen erwarten in der hier verwendeten Darstellung eine negative Asymmetrie bei $\phi_e = 180$ Grad. Das Vorzeichen der gemessenen Asymmetrie ist bei $\phi_e = 180$ Grad ebenfalls negativ, weicht aber um 5 Standardabweichungen von dem theoretischen Wert ab.

und k beziehungsweise k' dem Impuls des einfallenden beziehungsweise ausfallenden Elektrons. Im verwendeten Aufbau zeigt die Polarisation in positive X-Richtung (siehe Anhang A.1 zum verwendeten Koordinatensystem). Wenn das gestreute Teilchen in Sektor 5 nachgewiesen (siehe Abb. 5.2) wird, ist der Streuwinkel $\phi_e = 180$ Grad. Wie aus Abb. 5.4 ersichtlich, ist die gemessene Asymmetrie für $\phi_e = 180$ Grad negativ und hat damit das gleiche Vorzeichen wie der theoretische Wert aus Kapitel 2 von -11.3 ppm.

Tabelle 5.5: Der Datensatz für die Runs 11725-12268 für die Sektoren 1,2,5,6,8 bei GVZ OUT, die während des Strahlszeit 6.02.03 bis 10.02.03 gemessen wurde.

Detektor	Winkelbereich ϕ_e	$\mathcal{A}_{korrr}$ ppm	$\Delta\mathcal{A}_{korrr}$ ppm
Sektor 1	{0, 45}	19.8	5.3
Sektor 2	{45, 90}	5.9	4.8
Sektor 5	{180, 225}	-27.5	5.7
Sektor 6	{225, 270}	-2.9	4.8
Sektor 8	{323, 360}	21.3	8.5

Tabelle 5.6: Die neuen Werte der Asymmetrie für Runs 10965-12268 sind für die Sektoren 1,2,5,6,8 bei GVZ OUT dargestellt.

Detektor	Winkelbereich ϕ_e	$\mathcal{A}_{gew}^{10965-12268}$ ppm	$\Delta\mathcal{A}_{gew}^{10965-12268}$ ppm
Sektor 1	{0, 45}	20.07	4.68
Sektor 2	{45, 90}	6.7	4.06
Sektor 5	{180, 225}	-27.8	5.02
Sektor 6	{225, 270}	-2.06	4.08
Sektor 8	{323, 360}	25.1	12.2

Tabelle 5.7: Tabelle der Werte für die transversale Asymmetrie $\mathcal{A}_{TR}$ von jedem Sektor bei GVZ IN

Detektor	Winkelbereich ϕ_e	$\mathcal{A}_{TR} \pm \Delta\mathcal{A}_{TR}$ ppm
Sektor 1	{0, 45}	-19.5 $\pm$ 8.9
Sektor 2	{45, 90}	-89.9 $\pm$ 21.5
Sektor 5	{180, 225}	-25.9 $\pm$ 9.3
Sektor 6	{225, 270}	-47.9 $\pm$ 20.6
Sektor 8	{323, 360}	-11.2 $\pm$ 40.5

Tabelle 5.8: Tabelle der Werte für die transversale Asymmetrie $\mathcal{A}_{TR}$ von jedem Sektor bei GVZ OUT

Detektor	Winkelbereich ϕ_e	$\mathcal{A}_{TR} \pm \Delta\mathcal{A}_{TR}$ ppm
Sektor 1	{0, 45}	21.5 ± 5.28
Sektor 2	{45, 90}	15.6 ± 11.08
Sektor 5	{180, 225}	32.5 ± 5.66
Sektor 6	{225, 270}	26.2 ± 11.1
Sektor 8	{323, 360}	26.28 ± 13.2

Tabelle 5.9: Für die Runs 11550-11720 für die Sektoren 1,2,5,6,8 bei GVZ IN

Detektor	Winkelbereich ϕ_e	$\mathcal{A}_{TR}F(\phi_e)$	$\Delta\mathcal{A}_{TR}F(\phi_e)$
Sektor 1	{0, 45}	-17.6	8.02
Sektor 2	{45, 90}	-33.3	8.02
Sektor 5	{180, 225}	23.3	8.42
Sektor 6	{225, 270}	17.8	7.71
Sektor 8	{323, 360}	-10.5	8.42

Tabelle 5.10: Für die Runs 10965-12268 für die Sektoren 1,2,5,6,8 bei GVZ OUT

Detektor	Winkelbereich ϕ_e	$\mathcal{A}_{TR}F(\phi_e)$	$\Delta\mathcal{A}_{TR}F(\phi_e)$
Sektor 1	{0, 45}	19.39	4.75
Sektor 2	{45, 90}	5.83	4.13
Sektor 5	{180, 225}	-29.28	5.10
Sektor 6	{225, 270}	-3.02	4.14
Sektor 8	{323, 360}	24.49	12.3

Tabelle 5.11: Faßt man die Werte für GVZ OUT und IN unter Berücksichtigung des Vorzeichenwechsels bei GVZ IN zusammen

Detektor	Winkelbereich ϕ_e	$\mathcal{A}_{TR}^F$	$\Delta\mathcal{A}_{TR}^F$
Sektor 1	$\{0, 45\}$	18.9	4.09
Sektor 2	$\{45, 90\}$	11.61	3.67
Sektor 5	$\{180, 225\}$	-27.7	4.36
Sektor 6	$\{225, 270\}$	-6.35	3.65
Sektor 8	$\{323, 360\}$	23.13	11.76

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Experiment durchgeführt, in dem transversal polarisierte Elektronen an unpolarisierten Protonen gestreut werden. Die Messung der Asymmetrie in der Streuung transversal polarisierten Elektronen liefert eine neue Technik um die hadronische Struktur des Nukleons zu untersuchen. Die transversale Asymmetrie hängt mit dem absorptiven Teil der zwei-Photonenaustauschamplitude zusammen und ergibt sich aus der Interferenz der Ein- und Zwei-Photonenaustauschamplitude. Bei der A4-Kinematik wurde ein Wert der transversalen Asymmetrie von -25.3 ± 2.9 ppm gemessen. Die von der Theorie verwendeten Konvention bezüglich des Vorzeichens der Asymmetrie wurde hier ebenfalls benutzt. Hierbei wurde die radialsymmetrische Geometrie des Detektors ausgenutzt. Die Neuartigkeit besteht in der Tatsache, daß in dem Zwischenzustand alle energetisch möglichen Anregungszustände beitragen, die bei niedrigen Energien gut bekannt sind und eine genaue Überprüfung der theoretischen Methode erlauben. Bei der Anwendung der Methode im perturbativen Bereich der QCD erlaubt sie eine Messung der verallgemeinerten Parton-Verteilungen in einen Bereich in dem beiden Photonen raumartig sind.

Die Experimentelle Methode bestand in der Bestimmung der Asymmetrie in Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung von entgegengesetzt transversal polarisierten Elektronen an einem unpolarisierten Wasserstofftarget. Der transversal polarisierte 856.3 MeV Elektronenstrahl trifft die unpolarisierten Protonen des Flüssig-Wasserstofftargets, die gestreuten Elektronen werden mit einem schnellen PbF_2 -Kalorimeter nachgewiesen.

Der experimentelle Wert von -25.3 ± 2.9 ppm stimmt im Vorzeichen mit dem aus Kapitel 2 überein, weicht aber von dem theoretischen Wert aus

Kapitel 2 von -11.13 ppm um 5 Standardabweichungen ab. Eine mögliche Ursache für diese signifikante Abweichung liegt in der Tatsache, dass bei unserem Experiment alle kinematische erlaubten Zwischenzustände beitragen, während in der Theorie nur die $\Delta(1232)$ -Resonanz als möglicher Zwischenzustand berücksichtigt wurde. Eine ausgedehntere Rechnung, in der alle angeregten Zwischenzustände berücksichtigt werden, ist im Gange. Eine weitere Messung bei einer Strahlenergie von 570 MeV und transversaler Polarisation ist in Vorbereitung. Bei diesem niedrigeren Impulsbetrag von $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}^2$ wird im Zwischenzustand fast ausschliesslich die $\Delta(1232)$ -Resonanz angeregt und lässt damit eine bessere Übereinstimmung mit der vorliegenden theoretischen Rechnung erwarten. Bei guter Übereinstimmung von Theorie und Experiment erlaubt ausschliesslich die Anwendung der hier vorgestellten Messmethode einen experimentellen Zugriff auf die verallgemeinerten Parton-Verteilungen in einem kinematischen Bereich, in den beide Photonen raumartig sind.

Anhang A

Kinematik

Die Kinematik der elastischen Elektron-Proton-Streuung wird durch den Impuls- und Energietransfer bestimmt. Ihre Berechnung läßt sich am einfachsten im Ruhessystem des Protons durchführen. Um die kinematischen Beziehungen im Laborsystem zu erhalten, müssen die gefundenen Ergebnisse mit Hilfe der Lorentztransformation übertragen werden. Im Laborsystem bewegen sich die Elektronen mit der MAMI-Energie von $E = 856.3 \text{ MeV}$ entlang der z-Achse, die in einen Polarwinkel θ und einen Azimutwinkel ϕ zur XZ-Ebene am Proton gestreut werden. Der Viererimpuls für das Elektron und das Proton für den Anfangszustand lauten

$$\mathbf{k}_e = \begin{pmatrix} E \\ 0 \\ 0 \\ p_e \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{k}_p = \begin{pmatrix} m_p \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Nach dem Stoß werden die Elektronen in einen Polarwinkel θ und einen Azimutwinkel ϕ zur XZ-Ebene am Proton gestreut.

$$\mathbf{k}'_e = \begin{pmatrix} E' \\ 0 \\ p'_e \sin(\theta_e) \\ p'_e \cos(\theta_e) \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{k}'_{\mathbf{p}} = (\mathbf{E}'_{\mathbf{p}}, \mathbf{p}'_{\mathbf{p}})$$

Wegen Erhaltung von Impuls und Energie erhalten wir für die Energie E' des gestreuten Elektronen in Abhängigkeit von Streuwinkel θ im Laborsystem,

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (\text{A.1})$$

Hierbei M ist die Ruhemasse des Elektrons.

Die Streuebene ist durch die zwei Vektoren $\mathbf{k}'_{\mathbf{e}}$ und $\mathbf{k}_{\mathbf{e}}$ definiert. Die Polarisation des Elektrons läßt sich folgendermaßen beschreiben:

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \mathcal{P}_X \\ 0 \\ \mathcal{P}_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin(\theta_p + \delta) \cos(\phi_p) \\ 0 \\ \cos(\theta_p + \delta) \end{pmatrix}$$

Der Polarisationsvektor vor der Streuung liegt in der XZ-Ebene.

Die Begründung dafür ist, dass das Magnetfeld $\mathbf{B}$ [siehe Kapitel 4] senkrecht zur Beschleunigerebene (X-Z) ist, und deswegen nach der Beschleunigung die einzigen möglichen Polarisationsrichtungen für den Spin des Elektron in der X-Z Ebene liegen [Modern Quantum Mechanics, J.J Sakurai]. Beide Komponenten setzen sich zusammen aus den transversalen und longitudinalen Anteilen des Polarisationsvektors, d.h. jede Komponente besitzt eine Polar- und Azimutalabhängigkeit. Darüber hinaus berücksichtigt man eine allgemeine Verschiebung δ im Polarwinkel θ_p .

Der Polarisationsvektor in Kugelkoordinaten beträgt

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \begin{pmatrix} \mathcal{P}_X \\ 0 \\ \mathcal{P}_Z \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \sin(\theta_p + \delta) \cos(\phi_p) \\ 0 \\ \cos(\theta_p + \delta) \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \sin(\frac{\pi}{2} + \delta) \cos(\phi_p) \\ 0 \\ \cos(\frac{\pi}{2} + \delta) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Eine Energie von 856,3 MeV ermöglicht eine transversale Polarisation [siehe Kapitel 4], die bei diesem Experiment bei $\phi_p = 0$ und $\theta_p = \frac{\pi}{2}$ liegt.

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \cos(\delta) \\ 0 \\ -\sin(\delta) \end{pmatrix}$$

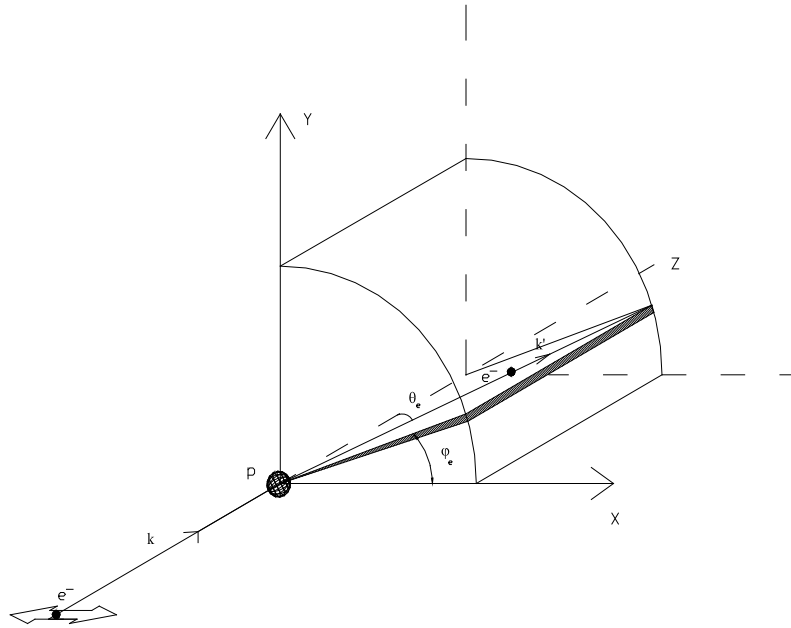


Abbildung A.1: Skizze der Kinematik in der e-p-streuung am Detektor. Die Polarisation zeigt in positive X-Richtung für Polarisationsbit $P=1$ und in negative X-Richtung $P=0$. Die negative Y-Achse kennzeichnet $\Phi_e = 0$ Grad, die negative X-Achse kennzeichnet $\Phi_e = 90$ Grad und die positive X-Achse kennzeichnet $\Phi_e = 180$ Grad. Die im Kapitel 2 von der Theorie verwendete Vorzeichenkonvention erwartet bei $\Phi_e = 180$ Grad eine negative Asymmetrie. Die experimentell beobachtete Asymmetrie stimmt im Vorzeichen aber nicht im Betrag mit der Theorie Überein.

A.1 Umrechnung des Winkels vom CM in Laborsystem

Die kinematischen Bedingungen wurden so angenommen, daß eine Umrechnung des Winkels von Schwerpunktsystem in das Laborsystem nötig ist. In diesem Abschnitt wird erklärt, wie die Umrechnung durchgeführt wurde sowie die kinematischen Bedingungen die dafür verwendet wurden.

Zuerst nimmt man an, die Umrechnung des Viererimpulses des Elektrons nach der Streuung von Schwerpunktsystem in Laborsystem. Mit Hilfe der Lorentz-Transformation setzt sich ein Zusammenhang zwischen dem Viererimpuls in Schwerpunktsystem und dem Viererimpuls im Laborsystem.

$$\begin{aligned}
 p_{e,Lab}^\mu &= \begin{pmatrix} E_{e,Lab} \\ 0 \\ |\mathbf{p}_{e,Lab}| \sin \theta_{Lab} \\ |\mathbf{p}_{e,Lab}| \cos \theta_{Lab} \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_e \\ 0 \\ E'_e \sin \delta_{CM} \\ E'_e \cos \delta_{CM} \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \gamma E'_e (1 - \beta \cos \delta_{CM}) \\ 0 \\ E'_e \sin \delta_{CM} \\ \gamma E'_e (\cos \delta_{CM} - \beta) \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

wobei $E_{e,Lab}$ die Energie des Elektrons, θ_{Lab} den Streuwinkel im Laborsystem darstellen während E'_e die Energie des Elektrons, δ_{CM} Streuwinkel in Schwerpunktsystem darstellen. Aus der Gleichung A.3 ergibt sich ein Ausdruck, der einen Zusammenhang zwischen dem Winkel im Laborsystem und dem Darstellung im Schwerpunktsystem oder C.M. liefert.

$$\tan \theta_{Lab} = \frac{p_{e,Lab}^y}{p_{e,Lab}^x} = \frac{\sin \delta_{CM}}{\gamma (\cos \delta_{CM} - \beta)} \tag{A.4}$$

Zur Berechnung des Winkels im Laborsystem, muss man die Parameter β und γ , die energieabhängig sind, kennen. Die Energie für zwei Teilchen, Elektron und Proton, die sich im Labor System befinden, ist

$$E_{CM} = [(E_p + E_e)^2 - (\mathbf{p}_p + \mathbf{p}_e)^2]^{1/2} \tag{A.5}$$

A.1. UMRECHNUNG DES WINKELS VOM CM IN LABORSYSTEM 63

$$= [m_p^2 + m_e^2 + 2E_p E_e (1 - \beta_p \beta_e \cos \theta_{Lab})]^{1/2}$$

wobei E_p und E_e die Energien von Proton und Elektron bezeichnen. Die zugehörigen Massen sind m_p , m_e und die Impulse $\mathbf{p}_p$, $\mathbf{p}_e$. Im Laborsystem, nimmt man das Proton in Ruhe an, deswegen ist E_p Null.

$$E_{CM} = (m_p^2 + m_e^2 + 2m_p E_{e,Lab})^{1/2} \quad (\text{A.6})$$

Außerdem ist die Elektronmasse im Vergleich mit der Protonmasse vernachlässigbar.

$$m_e \simeq 0 \quad (\text{A.7})$$

$$E_{CM} = (m_p^2 + 2m_p E_{e,Lab})^{1/2} \quad (\text{A.8})$$

Es ergeben sich die folgenden Ausdrücke im Schwerpunktsystem,

$$\beta_{CM} = \frac{|\mathbf{p}_{e,Lab}|}{E_{e,Lab} + m_p} \quad (\text{A.9})$$

$$(\text{A.10})$$

$$\gamma_{CM} = \frac{E_{e,Lab} + m_p}{E_{CM}} \quad (\text{A.11})$$

Wenn man jetzt die Werte der Energie und der Protonmasse einsetzt,

$$m_p = 938 \text{ MeV} \quad (\text{A.12})$$

$$E_{e,Lab} = 855 \text{ MeV} (570 \text{ MeV}) \quad (\text{A.13})$$

Erhält man für die beiden Fälle der Energie 855 MeV (570 MeV), die folgenden Werte für A.9:

$$\gamma_{CM}^{850} = 1.1376 \quad (\text{A.14})$$

$$\beta_{CM}^{850} = 0.47 \quad (\text{A.15})$$

$$\gamma_{CM}^{570} = 1.0801 \quad (\text{A.16})$$

$$\beta_{CM}^{570} = 0.1428 \quad (\text{A.17})$$

Mit diesen Werten und mit Gleichung A.4, ergibt sich ein Ausdruck für die Umrechnung des Winkels im Schwerpunktsystem in das Laborsystem.

A.2 PAELLA - DER EXPORTSCHLAGER

Historisches, Zubereitung, Grundtypen Tipps für eine gute Paella

* Kreative Küche in Ehren, bei der bei der Paella gibt es für Valencianer oft eine kulinarische Toleranzgrenze. Sie sind da etwas eigen, und wenn an der Paella elementare „Fehler“ begangen werden, reicht die Mimik von der höflich erhobenen Augenbraue bis zu blankem Hohn. Denn die als „Nationalgericht“ und touristischer Exportartikel gehandelte Paella hat zu Rezepten geführt, die mit dem Ursprungsgericht nun wirklich nicht mehr viel zu tun haben.

Das als Paella bekannte Gericht heißt eigentlich „arros en paella“. Die Grundvoraussetzung für eine Paella ist nämlich die Zubereitung in einer Paellapfanne. Paella ist das valencianische Wort für Pfanne, eine große Pfanne in diesem Fall die statt einem langen Stiel zwei Griffe hat, die das Gewicht besser halten und etwa 7-12 cm hohe Ränder hat, je nach Durchmesser. Es gibt kleine 2-Mann Paellas und riesige 50-Portionen Paellas.

Den Weltrekord und einen Eintrag ins Guinnessbuch erreichte 1992 eine Paella mit 60 Metern Durchmesser, die im ehemaligen Flussbett in Valencia aufgestellt wurde. Umgerührt wurde mit Hilfe von Kränen und mehrere Tausend Menschen wurden verköstigt. Auch Ereignisse wie Paellawettbewerbe auf offener Strasse oder simultanes Zubereiten von 100 Paellas sind gelegentliche kulinarische Feiern in Stadt und Region.

Obwohl die Paella normalerweise als eher einfaches Bauerngericht geschildert wird, ist sie doch auch immer mit sozialen Anlässen verbunden gewesen. Typisch dafür ist die Sitte, die Paella an Sonn- und Feiertagen gemeinsam mit Freunden oder Großfamilie im Freien zuzubereiten, möglichst auf offenem Feuer. Oder zumindest in ein Paellarestaurant mit Herd im Freien essen gehen. Gegessen wird dann mit Holzlöffeln direkt aus der Paella. Jeder isst von Rand hin zur Mitte, bis am Ende ein sternförmiges Muster übrigbleibt, die kleinen „Gebietsgrenzen“ werden zuletzt gegessen.

ALT ABER NICHT URALTES GERICHT

Als der Aragonesische König Jaume I im 13. Jh. Valencia eroberte fand er den Reisanbau schon vor. Die islamische Bevölkerung rund um den Binnensee Albufera lebte davon. Der Reisanbau war um die Jahrtausendwende von den

Arabern eingeführt worden, die ihn möglicherweise aus Indien mitbrachten. Die christlichen Siedler übernahmen den Reisanbau. Im Mittelalter glaubten die Behörden allerdings, dass die Reisfelder Ursache für Plagen und Seuchen seien, so dass der Anbau immer wieder verboten wurde. Diese Verbote fanden wenig Resonanz bei den Reisbauern, die ihn trotzdem weiter anbauten. Wahrscheinlich wurde der Reis lange Zeit eher gemahlen und als Weizenersatz benutzt als gekocht. Erst im 18. Jh. setzte sich der Reis als tägliches Nahrungsmittel der Valencianer durch.

Heute ist es das Grundnahrungsmittel und der Hauptbestandteil der populären Tagesmenüs in kleinen Restaurants. Es gibt mehrere Dutzend etablierter fester Reisgerichte auf den Speisekarten. Unter ihnen rangiert die Paella unbezweifelt an erster Stelle, für die es erste Hinweise aus dem 18. Jh. gibt. Und daran hat sich wenig geändert: Wieso sonst sollte eine Fast-Food-Kette Erfolg haben, die nur Paella liefert, in kleinen Paellapfannen natürlich?

ZUBEREITUNG

Über die Zubereitung und darüber, was eine „authentische“ Paella nun letztendlich ist, ist schon viel und oft „gestritten“ worden. Die Stadt-Valencianos sind eher „Puristen“, wobei hier als eigentliche Paella die Fleischpaella angesehen wird. Es gibt auch die eher ländliche Auffassung, dass in die Paella als ehemaliges Resteessen einfach alles reinkommt, was an Gemüse bzw. an Fisch zur Hand ist, was sicherlich bei einer Hauspaella zutrifft, aber nicht bei den Paellaessen mit etwas sozialerem oder feierlichem Charakter.

Einige Dinge sind allerdings unbestritten: Es handelt sich nur um Paella, wenn es in einer Paella zubereitet wird. Es dürfen auch nicht einfach alle Reste verwendet werden, so haben Schwein- oder Rindfleisch, Speck, Saucen oder gar Oliven in der Paella nichts zu suchen.

Es gibt Unterschiede zwischen den regionalen Paellas, selbst zwischen Dörfern und der Paella in Valencia Stadt. Doch gehen diese Unterschiede oft nicht weit, sondern drehen sich um die Frage, ob nun mit oder ohne Schnecken, Artischocken oder Erbsen, sind somit eine Frage von 10-20 Km Entfernung, wobei die Grundzutaten ähnlich sind. Obwohl schon mal Valencianischen Landtag, das hin und wieder folkloristischen Anwendungen hat, debattiert wurde, ob „Paprikaschoten“ nun in die Paella Valenciana hineindürfen oder nicht.

ZWEI GRUNDVARIANTEN

Die „paella valenciana“ mit Huhn, Kaninchen, Garrofó (eine lokale Art von weißen Bohnen, die es außerhalb der Region nicht gibt), Tomaten, grüne flache Bohnen (tabella, rojet oder ferraura, lokale Bohnensorten), süßes Paprikapulver, Olivenöl, Safran und Reis. Das Paprikapulver besteht aus gemahlenem roten Paprika, das mit Öl gemischt und getrocknet wird.

TIPPS

Obwohl Paella ein recht einfaches Gericht ist, ist es nicht ganz so einfach, eine wirklich gute Paella zu bekommen. Das Geheimnis liegt im guten Händchen für die Kleinigkeiten, allen voran das gute Dosieren der Hitze. Hier einige Tipps für eine gelungene Paella.

Richtiger Umgang mit dem Olivenöl.

Nicht jeder mag den Geschmack des Olivenöls bei gekochtem Essen. Er hinterlässt aber am gebratenen Fleisch einen unverwechselbaren Geschmack. Die Kunst liegt darin, nicht zuviel Öl zu verwenden, da auch der Reis bei viel Öl weniger bekömmlich ist. Es genügt, den Paellaboden zu „befeuchten“.

Reis.

Zu einer guten Paella gehört dazu, dass der Reis unten eine leichte angebrannte Kruste hat, den „socarrat“, der besonders gerne mitgegessen wird. Nicht zuviel Fleisch verwenden, sonst passt der Reis nicht mehr rein.

Die richtigen Mengen. Wenn das Wasser oder der Sud dazukommen, soll die Flüssigkeit bis an die Schraubenköpfe der Seitengriffe reichen, also kurz unter dem Rand.

Wenn dann der Reis dazukommt schüttet man ihn entlang am imaginären Durchmesser der Paella und so hoch, bis er leicht über das Wasser reicht. Wenn man sich an diese simplen Vorgaben hält, wird man bei jeder Paellagröße richtig liegen und spart sich umständliches Wiegen und Rechnen.

Hitze.

Je größer die Flamme, desto schneller verdunstet die Flüssigkeit: Wenn also der Reis zu fest zu werden droht, lieber die Flamme etwas kleiner machen, und wenn zuviel Flüssigkeit ist, sollte man noch mehr Reis zugeben oder einfach abschöpfen. Wenn der Reis dann doch etwas zu hart ausfällt, hilft es, die Paella mit Alufolie zuzudecken und ruhen lassen, (was man ohnehin tun muss).

Gewürze.

Das Paprikapulver soll nicht scharf sein. Es entspricht nicht exakt dem z. B. in Deutschland erhältlichem Paprikapulver, ist aber ähnlich. Es darf nicht zu heiss werden, da es sonst bitter schmeckt und den Geschmack verändert.

Am schönsten ist es, wenn die gelbe Farbe von echtem Safran verliehen wird, was aber bei 99 % der Paellas nicht der Fall ist, weil es ein sehr teures Gewürz ist. Wenn sich die Gelegenheit bietet kommt eine kaum wahrnehmbare Geschmacksnuance dazu. Der verwendete Reis ist wie Milchreis eher rundkörnig und quillt gut. Auf keinen Fall Langkornreis oder gar Vollkornreis nehmen, dann wäre es keine echte Paella mehr, bei der der Reis richtig pappt und trotzdem aus trockenen ganzen Körnern besteht.

Die weißen Bohnen sollten in der Nacht zuvor in Wasser eingeweicht werden. Falls man das vergessen hat, vor der Paella 20 Minuten kochen. Sie sehen dann nur nicht so gut aus.

PAELLA VALENCIANA : DIE ECHTE (AUTHORISIERT)

* Zutaten pro Person: Je nachdem, für wieviele Personen die Paella zubereitet wird, entsprechend mehr Zutaten nehmen:

Huhn (100 gr)

Kaninchen (100 gr)

Reis (100-200 gr)

Gemahlene rote süße Paprika

Safran, auch Safranfarbstoff

$\frac{1}{4}$ geriebene Tomate

Grüne Flachbohnen (60 gr)

Garrofó (flache weiße Bohne) 30 gr

Wasser, ca. 3,5 Liter für den gesamten Prozess

4 Esslöffel Olivenöl

Salz

Zubereitung: Die Hühnchen im Gelenk halbieren, dann die Oberschenkel nochmals halbieren. Vom Kaninchen teilt man den Vorderlauf ab, den Hinterlauf zerlegt man im Gelenk in 2 Teile und den Rücken in 3 Teile. Je nach Anzahl der Gäste mehr oder weniger Teile nehmen. Die Paella auf das Feuer setzen und 4 Esslöffel Öl nacheinander zugeben Salz zugeben und gut mit dem Öl mischen Das Fleisch zugeben und mit dem Holzlöffeln in der Paella

verteilen, damit es gut angebraten wird und den Geschmack des salzigen Öls annimmt. Während dessen das Gemüse waschen und die Bohnen brechen, die Tomate reiben. Salzen. Wenn das Huhn goldgelb ist, an die Seiten der Paella schieben und das Gemüse braten. Das Öl fließt in die Mitte und kann man dort das Gemüse anbraten, ohne dass das Fleisch verbrennt. Dann die grünen Bohnen und das „garrofó“, die großen weißen Bohnen, dazugeben und 4-5 Minuten braten, hin und wieder umrühren. Das Paprikapulver zugeben und rühren. Nach 20-30 Sekunden Braten die geriebene Tomate hinzufügen. Nicht zu lang und zu heiß, denn sonst brennt das Pulver an und wird bitter. Die Flüssigkeit der Tomate kühlt das Öl ab, um das aufkochen zu verhindern. Nach einer Minute umrühren, das Feuer wieder stärker drehen und alles mischen. Dann Wasser dazugeben und etwa 20 Minuten kochen. Falls notwendig, das Wasser wieder bis zu die Griffknöpfe auffüllen, salzen und kochen lassen. Jetzt den Safran und Reis zugeben, in der altbewährten Art (längsschütten). Die Pfanne leicht schwenken damit sich der Reis verteilt, kochen lassen, 10 Minuten bei starker Flamme kochen, etwas kleiner drehen und dann 10 Minuten köcheln lassen. Während der Reis kocht und das meiste Wasser verdunstet ist, kann man ein paar Zweige frischen Rosmarin während der letzten 5 Minuten auf den Reis legen. Dann noch mal ein paar Minuten ruhen lassen, damit der Reis richtig quillt.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Übergangsamplituden $\mathcal{T}_{\downarrow}(-k, -k')$ und $\mathcal{T}_{\downarrow}(k, k')$ in Verbindung, nämlich durch eine Phasenverschiebung von π unterscheiden	14
2.2	Die Streuamplitude des gesamten Streuprozesses kann als die Summe der Streuamplitude $\mathcal{T}_{fi}^{1\gamma}$ und $\mathcal{T}_{fi}^{2\gamma}$ bzw. bei Ein-Photon-Austausch und bei Zwei-Photonen-Austausch beschrieben werden.	16
2.3	Eine diagrammatische Entwicklung der zwei-photonen Austausch Amplitude enthält Zwischenzustände Resonanzen und die Erzeugung in den Zwischenzustände virtueller Mesonen. .	17
2.4	Die transversale Strahlasymmetrie ist dargestellt als Funktion des Laborstreuwinkels bei einer strahlenergie von 855 MeV. . .	18
2.5	Die transversale Strahlasymmetrie ist dargestellt als Funktion des Laborstreuwinkels bei einer Strahlenergie von 570 MeV. .	18
4.1	A4-Prinzip	28
4.2	A4-Prinzip	30
4.3	Experiment Spinswinkel	33
4.4	PbF_2 -Kalorimeter	37
4.5	Datenaufnahmesystem Medusa	39
5.1	Elastisches Spektrum	42
5.2	Der in 8 Sektoren unterteilte Detektor. Der Elektronenstrahl kommt aus Blattebene. Die für die Analyse verwendete Konvention bezüglich ϕ_e weicht von der in den Rechnungen von Kapitel 2 benutzten Konvention ab (siehe auch Anhang A.1).	46
5.3	A_{transv} gegen GVZ	48

- 5.4 ϕ -Abhängigkeit der transversalen Asymmetrie. Die ersten beiden Punkte entsprechen den Daten aus Sektor 1 beziehungsweise 2. Die im Kapitel 2 vorgestellten Rechnungen erwarten in der hier verwendeten Darstellung eine negative Asymmetrie bei $\phi_e = 180$ Grad. Das Vorzeichen der gemessenen Asymmetrie ist bei $\phi_e = 180$ Grad ebenfalls negativ, weicht aber um 5 Standardabweichungen von dem theoretischen Wert ab. 52
- A.1 Skizze der Kinematik in der e-p-streuung am Detektor. Die Polarisation zeigt in positive X-Richtung für Polarisationsbit $P=1$ und in negative X-Richtung $P=0$. Die negative Y-Achse kennzeichnet $\Phi_e = 0$ Grad, die negative X-Achse kennzeichnet $\Phi_e = 90$ Grad und die positive X-Achse kennzeichnet $\Phi_e = 180$ Grad. Die im Kapitel 2 von der Theorie verwendete Vorzeichenkonvention erwartet bei $\Phi_e = 180$ Grad eine negative Asymmetrie. Die experimentell beobachtete Asymmetrie stimmt im Vorzeichen aber nicht im Betrag mit der Theorie Überein. 61

Tabellenverzeichnis

5.1	Mit χ_i werden die Asymmetrien der helizitätskorrelierten Meßgrößen bezeichnet, die die Eigenschaften des Elektronenstrahls am ℓH_2 -Target beschreiben und zu einer systematischen Veränderung der gemessenen Asymmetrie führen	44
5.2	Die Tabelle gibt einen Überblick über die benutzten Sektoren mit den zugehörigen Winkelbereichen in ϕ	45
5.3	Die Datensätze für die Runs 10965-11128 für die Sektoren 1,2,5,6 bei GVZ OUT, die während des Strahlzeit 29.05 bis 31.05.02 gemessen wurde.	47
5.4	Die Datensätze für die Runs 11550-11720 für die Sektoren 1,2,5,6,8 bei GVZ IN, die während des Strahlzeit 6.02.03 bis 10.02.03 gemessen wurde.	47
5.5	Der Datensatz für die Runs 11725-12268 für die Sektoren 1,2,5,6,8 bei GVZ OUT, die während des Strahlzeit 6.02.03 bis 10.02.03 gemessen wurde.	53
5.6	Die neuen Werte der Asymmetrie für Runs 10965-12268 sind für die Sektoren 1,2,5,6,8 bei GVZ OUT dargestellt.	53
5.7	Tabelle der Werte für die transversale Asymmetrie $\mathcal{A}_{TR}$ von jedem Sektor bei GVZ IN	53
5.8	Tabelle der Werte für die transversale Asymmetrie $\mathcal{A}_{TR}$ von jedem Sektor bei GVZ OUT	54
5.9	Für die Runs 11550-11720 für die Sektoren 1,2,5,6,8 bei GVZ IN	54
5.10	Für die Runs 10965-12268 für die Sektoren 1,2,5,6,8 bei GVZ OUT	54
5.11	Faßt man die Werte für GVZ OUT und IN unter Berücksichtigung des Vorzeichenwechsels bei GVZ IN zusammen	55

Literaturverzeichnis

- [1] A. O. Barut, *Scattering theory*, 1969
- [2] S. Baunack, *Echtzeitkalibration des elektromagnetischen A4-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Mainz, 1999
- [3] A. De Rújula, J. M. Kaplan, E. de Rafael, Nucl. Phys., B35-365, 1971
- [4] Goldberger, Watson, *Collision theory*, 1964
- [5] K. Grimm, *Aufbau eines Lichtauslesesystems für ein Bleifluorid-Kalorimeter zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*, Doktorarbeit, Mainz, 2002
- [6] P. A. M. Guichon, M. Vanderhaeghen, Prog. Part. Nucl. Phys., 41-125, 1998
- [7] T. Hammel, *Entwicklung eines Luminositätsmonitors für ein Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung*, Diplomarbeit, Mainz, 1996
- [8] Kollaboration A4, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Jahresbericht 2000-2001
- [9] R. Kothe, *Aufbau eines Prüfstandes zur Qualitätskontrolle der A4-Experimentelelektronik und Charakterisierung eines Analog-Digital-Wandlers*, Diplomarbeit, Mainz, 1999
- [10] A. Messiah, *Quantum mechanics*, II, 1964
- [11] B. Pasquini, D. Drechsel, M. Gorchtein, A. Metz, M. Vanderhaeghen, hep-ph/0007144

- [12] V. Tioukine, K. Aulenbacher, H. Euteneuer, K. H. Kaiser, S. Ratschow, *Spin manipulation at MAMI*
- [13] C. Weinrich, *Entwicklung eines Transmissions-Compton-Polarimeters für das A4-Experiment*, Diplomarbeit, Mainz, 2000
- [14] P. Wells *et al.*, Phys. Rev., C63-064001, 2001
- [15] M. N. Rosenbluth: Phys. Rev 79, S. 615, 1950
- [16] K. Aulenbacher u. a. 1994, The MAMI source of polarized electrons, Nucl. Instrum. Methods Phys. Research, A391 (1997), S. 498–506.
- [17] Patrick Bugner, *Untersuchungen zur Echtzeit-Ortsrekonstruktion in homogenen EM-Kalorimetern*, Diplomarbeit, Mainz, 1998
- [18] Simon Köbis, *Entwicklung eines Triggersystems zur Selektion elastischer Elektronenstreuereignisse in einem schnellen Kalorimeter*, Doktorarbeit, Mainz, 1998
- [19] Marcus Seidl, *Untersuchungen zur Strahldynamik am Mainzer Mikrotron*, Doktorarbeit, Mainz, 2003
- [20] Kollaboration B1, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Jahresbericht 2000-2001.
- [21] Kollaboration B1, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Jahresbericht 2000-2001.
- [22] Patrick Achenbach, *Aufbau eines Bleifluorid-Kalorimeters zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung* Doktorarbeit, Mainz, 2001.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mich während des vergangenen Jahres unterstützen sowohl am Institut für Kernphysik als auch in Mainz.

Prof.Dr.D.v.Harrach möchte ich für die Aufgabenstellung danken und dafür, daß er mir die Mitarbeit an diesem spannenden und ambitionerten Experiment ermöglichte.

Bei Frank Maas möchte ich mich bedanken für das stete Interesse am Fortgang der Arbeit, für die vielen guten Ratschläge, die Unterstützung das ganze lange Jahr hinweg. Insbesondere für seine „unendliche“ Geduld.

Ich danke der ganzen Arbeitsgruppe von Prof. Dr. D. von Harrach für das gute Arbeitsklima.

Die Herren, Yoshio und Defi für ihre stete Hilfsbereitschaft, nicht nur Berüflich sondern auch sprachlich.

Die Kinder, Sebastian, Thorsten, Luigi und Fernando, dem schönen Rainer, Jeonghan , Lord Fussel für so manch deutsches Wort, “tyrannische Corbi”. Ich bedanke mich für ihre Freundschaft, ihre Geduld, ihre guten Ratschläge, ihre stete Bemühung und ihre Unterstützung. Ay AY Ay !!!!

Besonderen Dank Mark Vanderhaegen und Mikhail Gorchstein für ihre theoretische Unterstützung während meiner ganzen Diplomarbeit.

Besonderen Dank Kurt Aulenbacher für ihre Informationen über MAMI und die transvesale Polarisation.

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die nicht nur einen Teil zu dieser Diplomarbeit sondern auch zu meinem Leben beigetragen haben.

Besondere Dank auch meinen anderen Kollegen am Institut für Kernphysik, Marisol, Roberto, Carlitos, Javi el Maestro, Michael Seimetz, Lopez und Jordi Llongo, gracias por las interminables horas que me habeis tenido que aguantar.

A todos aquellos que me han ayudado y con los que he compartido tantas y tantas cosas tanto tristes como felices, gracias por vuestra AMISTAD. Gracias a los habitantes de „La Casa“ :

Silvia, por su bonita sonrisa, y por dejarme cortarle el pelo sin rechistar.

La mama Gema, por hacer de Mama.

Bruno-i, por escucharme de vez en cuando cuando estaba pocha y por dejarse cortar el pelo a lo Mohicano.

Joanet, por su dulzura.

El Fernando Ortega, gracias por su amistad, su cabezoneria, y por hacerme reir.

Gracias a Nuria B, por su amistad y por compartir conmigo tantas sesiones del Hotel Glamour.

Gracias a la Colombiana Doña Olga, por su alegría y su sonrisa. A la otra Colombiana Carolina, por las hormigas culonas.

A Jose Marques, por su seriedad, y por quejarse tanto en mi casa.

A Roberto Scattolini, por su amistad, y por su pañuelo.

Besonderer Dank an meine liebe Mitbewohnerin und Freundin Fatma Bal, con la que he compartido muchas sesiones de Sense and Sensibility.

A Dante: Lasciate ogne speranza, voi ch'intrate.

A Kini, por la vida de la Farandula, y por ser mi amigo.

A Cristineta, por sus visitas a Mainz, y por su amistad.

En especial quiero agradecer a mi Familia, a mis Padres, que tanto me han querido y me han animado durante estos largos años. Gracias por vuestro amor.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Mainz, den 24. Juni 2003

Alicia Sanchez-Lorente

