

Vorstudien zum Bau
eines Polarisationsmonitors
für ein paritätsverletzendes Experiment

Diplomarbeit
von
Amilcar Lopes Ginja
geb. am 11.7.1971 in Mainz

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
3. Dezember 1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das A4-Experiment	4
2.1	Wissenschaftliches Programm des A4-Experiments	4
2.2	Experimentelles Konzept	7
3	Die Comptonstreuung	10
3.1	Einleitung	10
3.2	Kinematik	11
3.3	Wirkungsquerschnitte	17
3.3.1	Die Klein-Nishina-Formel	17
3.3.2	Streuung an polarisierten Elektronen	18
3.3.3	Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts	21
3.4	Asymmetrie	26
4	Meßprinzip	28
4.1	Schematischer Aufbau	28
4.2	Bestimmung der Polarisation	29
4.3	Statistischer Gütefaktor	35
4.4	Luminosität	41
4.4.1	Endliche Länge der Wechselwirkungszone	44
4.4.2	Verstimmung der Rayleighlängen	44
4.4.3	Einfluß des Kreuzungswinkels α_c	46
4.5	Meßzeit bei verschiedenen Parametern	49
5	Testaufbau und Messungen	51
5.1	Testaufbau	51
5.1.1	Magnetische Schikane	51
5.1.2	Das BaF_2 -Kalorimeter	53
5.1.3	Optischer Aufbau	55
5.2	Messung des Strahluntergrundes	60
5.2.1	Messung seitlich der Strahlführung	60
5.2.2	Messung in Verlängerung der Strahlachse	62
5.2.3	Erster Test mit Laserlicht	65
6	Zusammenfassung und Ausblick	69
A	Bremsstrahlung	71
B	Einfluß des Untergrunds	72

1 Einleitung

Im Rahmen der 1991 gegründeten Kollaboration A4 ist am Elektronenbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) derzeit ein Experiment im Aufbau, das die paritätsverletzende Asymmetrie in der Elektronenstreuung am Proton messen will, um die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons zu bestimmen.

Im Quark-Parton-Modell tragen Gluonen und Seequarks wesentlich zur Struktur des Nukleons bei. Dabei werden die Beiträge der Quarkflavours zu den Nukleonenformfaktoren als räumliche Verteilungen interpretiert. Zwar trägt das Proton netto keine Strangeness ($S = 0$), aber im „See“ können virtuelle $s\bar{s}$ -Paare vorhanden sein. Räumlich verschiedene s - und $\bar{s}$ -Verteilungen der Seequarks hätten dann nicht verschwindende Beiträge zu den Formfaktoren zur Folge.

Die Situation ist vergleichbar mit dem elektrischen Formfaktor des Neutrons. Dieses hat zwar keine Nettoladung ($Z = 0$), jedoch weist es einen elektrischen Ladungsradius und ein magnetisches Moment auf, hervorgerufen durch räumlich verschiedene Verteilungen von positiven und negativen Ladungen.

Die experimentelle Methode besteht in der Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der Zählrate der elastischen Streuung von rechts- und linkshändig polarisierten Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Vorstudien zum Bau eines Polarisationsmonitors betrieben.

Das zweite Kapitel beschreibt das experimentelle Konzept des A4-Experiments und es wird dargelegt, wie die Strangenessformfaktoren $F_{1,2}^s$ bestimmt werden sollen. Das dritte Kapitel führt in die Thematik Comptonstreuung ein und es sollen die verschiedenen Aspekte der Comptonstreuung, wie Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie vorgestellt werden. Im vierten Kapitel wird auf das Meßverfahren eingegangen und die für die Messung bestimmenden Größen Luminosität und Meßdauer werden diskutiert. Das fünfte Kapitel führt in den verwendeten experimentellen Aufbau der Untersuchungen des Strahluntergrundes und die erste Testmessung mit einem Laserstrahl ein. Außerdem werden die Ergebnisse der durchgeführten Testmessungen präsentiert. Das sechste Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

2 Das A4-Experiment

2.1 Wissenschaftliches Programm des A4-Experiments

Im A4-Experiment sollen die Beiträge der Strange-Quarks zu den Vektorformfaktoren des Nukleons mittels paritätsverletzender Elektronenstreuung vermessen werden.

In der elastischen Streuung $p(\vec{e}, e')p$ kann ein Elektron nicht nur elektromagnetisch durch γ -Austausch mit dem Proton wechselwirken, sondern stets auch schwach durch den Austausch eines Z^0 -Bosons. Der Wirkungsquerschnitt für den Ein-Boson-Austausch (= „tree level“) läßt sich symbolhaft durch das Amplitudenquadrat der in Abbildung 1 dargestellten Feynman-Graphen ausdrücken.

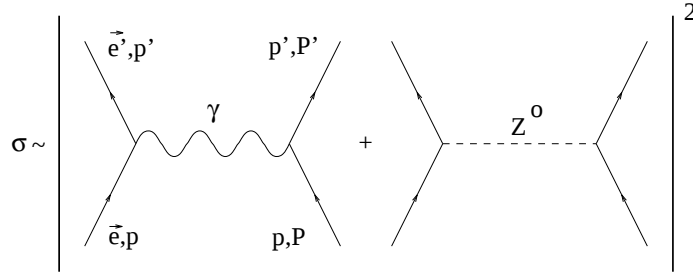


Abbildung 1: *Feynman-Graphen zum γ - und Z^0 -Austausch*

Dominiert wird der Wirkungsquerschnitt durch den paritätserhaltenden γ -Austausch. Weiterhin tritt ein Term durch den Z^0 -Austausch auf. Die große Masse des Z^0 -Bosons von 91 GeV bewirkt jedoch eine Unterdrückung der Austauschwahrscheinlichkeit relativ zum γ -Austausch, die Effekte durch diesen Term sind in einer Messung des Wirkungsquerschnittes somit nicht meßbar. Im Wirkungsquerschnitt allerdings tritt ein Interferenzterm zwischen dem γ - und Z^0 -Austausch auf, der den führenden Term des Z^0 -Bosons zur Streuamplitude darstellt. Beim Z^0 beträgt die Vektorkopplung an den leptonischen Strom $(1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \sim 0.07$ und ist somit unterdrückt. Die Axialvektorkopplung hingegen verletzt die Parität und liegt um Größenordnungen über der Vektorkopplung. Paritätsverletzung bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt von der Händigkeit der Elektronen abhängt. Deshalb stammt der größte paritätsverletzende Anteil von dem Interferenzterm mit einer Axialkopplung an den leptonischen Strom und einer Vektorkopplung an den hadronischen Strom. Somit besteht die Möglichkeit, den Vektorstrom am hadronischen Vertex, speziell die Beiträge der Strangeness zu den Formfaktoren genauer zu untersuchen. Dieser Interferenzterm ist bei Energien, die wesentlich kleiner als die Ruhemasse m_Z des Z^0 -Bosons sind, von der Größenordnung Q^2/m_Z^2 und führt zu einer paritätsverletzenden Asymmetrie im Streuquerschnitt.

Der Impuls eines Elektrons ist ein polarer Vektor, der unter Anwendung des Paritätsoperators sein Vorzeichen ändert. Dagegen ist der Spin des Elektrons ein axialer Vektor, der sein Vorzeichen unter Anwendung des Paritätsoperators wegen der Drehinvarianz nicht ändert. Um das Experiment und sein Spiegelbild durchzuführen, muß nur der longitudinale Spin des Elektrons umgeklappt werden. Mit $\sigma_{tot}^{\pm} = \sigma_0 + d\sigma^{\pm}$ setzt sich der Wirkungsquerschnitt aus einen helizitäts-unabhängigen Anteil σ_0 und einem paritätsverletzenden Anteil $d\sigma^{\pm}$ zusammen. Dabei bedeutet der Index + den Fall, daß Spin und Impuls des Elektrons parallel liegen, der Index – den antiparallelen Fall. Die Asymmetrie dieser Wirkungsquerschnitte ist die Meßgröße des Experiments. Man definiert die Asymmetrie A:

$$A = \frac{\sigma_{tot}^+ - \sigma_{tot}^-}{\sigma_{tot}^+ + \sigma_{tot}^-} = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{2\sigma_0 + d\sigma^+ + d\sigma^-} \quad (1)$$

Im Falle verschwindender Beiträge der „Strangeness“ kann diese Asymmetrie im Rahmen des Standardmodells berechnet werden (A_0). Die Kenntnis der elektromagnetischen Formfaktoren der Nukleonen (G_E und G_M) und des axialen Formfaktors (G_A) aus dem Betazerfall des Neutrons ist dabei Voraussetzung. Ebenfalls wird exakte Isospinsymmetrie zwischen Neutron und Proton angenommen. Der Einfluß der „Strange“-Quarks kann durch die „Strangeness“-Formfaktoren des Protons $F_{1,2}^s$ und G_A^s als Korrektur zu A_0 ausgedrückt werden [Mus94]:

$$A = A_0 \left(1 - \frac{(\epsilon + \tau\mu_p) F_1^s + \tau(\mu_p - \epsilon) F_2^s + \delta\mu_p G_A^s}{4K} \right) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} A_0 &= -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_E^p}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} K \\ Q^2 &= 4EE' \sin^2 \Theta / 2 \\ \tau &= Q^2 / (4M_N^2) \quad \text{dimensionsloser Impulsübertrag} \\ K &= \frac{1}{4}\epsilon \left((1 - 4\sin^2 \Theta_W) G_E^p - G_E^n \right) \\ &\quad + \frac{1}{4}\tau\mu_p \left((1 - 4\sin^2 \Theta_W) G_M^p - G_M^n \right) + \frac{1}{2}\delta\mu_p G_A^3 \\ \delta &= \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2 \Theta_W) \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{(1 + \tau)\tau} \\ \epsilon &= \left(1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2} \right)^{-1} \quad \text{Polarisation des virtuellen Photons} \\ G_A^3 &: \text{ axialer Formfaktor, } G_A^3 \text{ bei } Q^2=0 \text{ bekannt aus dem Neutron } \beta\text{-Zerfall} \\ G_F &= 1.16639(2) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2 : \text{ Fermikopplungskonstante} \\ \mu_p &: \text{ magnetisches Moment des Protons} \\ \alpha &: \text{ Feinstrukturkonstante} \end{aligned}$$

Mit E und E' wird die Energie des Elektrons vor und nach der Streuung bezeichnet, M_N ist die Nukleonenmasse und Θ der Streuwinkel. Der Weinbergwinkel $\sin^2 \Theta_W$ ist bei Niederenergieexperimenten auf dem „tree level“ 0.212 [Nov93]. Durch Messungen bei verschiedenen Streuwinkeln Θ , aber konstantem Q^2 ist im Prinzip eine Bestimmung der verschiedenen Formfaktoren durch eine Rosenbluth-separation möglich. Unter Vorwärtswinkeln und bei kleinen Impulsüberträgen ist wegen $\tau \ll \epsilon$ der Formfaktor F_1^s dominierend. Dagegen ist man bei Rückwärtsstreu winkeln sensitiv auf den Formfaktor F_2^s . Vorhersagen über die Strangeness-Formfaktoren $F_{1,2}^s$ des Nukleons wurden im Rahmen verschiedener Modelle gemacht. Eine Übersicht von Modellvorhersagen für die bisher experimentell nicht bekannten Strangeness-Beiträge zu den Formfaktoren $F_{1,2}^s$ zeigt Abbildung 2 [Hei95]. Für einige Modelle ist nur die Steigung von F_1^s bei einem Impulsübertrag $Q^2=0$ vorhergesagt.

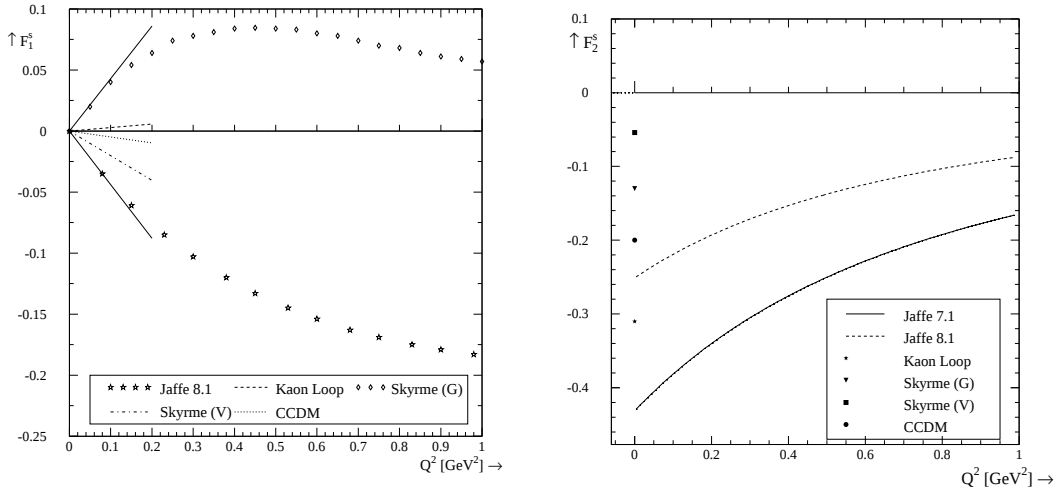


Abbildung 2: $F_{1,2}^s$ im Rahmen verschiedener Modelle [Hei95]. Für das neue Mainzer Paritätsexperiment ist bei dem optimalen Q^2 von 0.227 GeV^2 eine Empfindlichkeit von $\delta(F_1^s + 0.13 \cdot F_2^s) = 0.02$ zu erwarten.

Die Formfaktoren $F_{1,2}^s$ sind bisher noch nicht experimentell bestimmt worden, aber es sind neben dem A4-Experiment in Mainz eine Reihe von anderen Experimenten in Aufbau oder Planung, die unterschiedliche Aspekte der Strangeness im Proton untersuchen wollen (SAMPLE an MIT-Bates [Bei96], sowie zwei Experimente an CEBAF mit den Bezeichnungen PR-91-017 (G_0) [Bec91] und PR-91-010 [Sou93]).

2.2 Experimentelles Konzept

Die experimentelle Methode des A4-Experiments besteht in der Bestimmung der Asymmetrie von elastisch an unpolarisierten Protonen gestreuten links- und rechtshändig polarisierten Elektronen unter einem Vorwärtstreuwinkel von $\theta = (35 \pm 5)^\circ$.

$$A_{exp} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (3)$$

Im Rahmen einer Doktorarbeit [Hei95] wurde die optimale Kinematik und Detektorgeometrie für das geplante A4-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) bestimmt. Es wurden verschiedene Grundkonzepte zum Nachweis der elastisch gestreuten Elektronen auf Durchführbarkeit und Effizienz untersucht.

Bei der ausgewählten Kinematik liegt der Impulsübertrag bei $Q^2 = 0.227 \text{ GeV}^2$. Die erwartete Asymmetrie ohne Strangeness-Beiträge beträgt $8 \cdot 10^{-6}$. Es wird eine Genauigkeit von 5% ($4 \cdot 10^{-7}$) mit 3% statistischem Fehler und 4% systematischer Unsicherheit angestrebt. Dies soll durch den Nachweis von etwa 10^{14} elastisch gestreuten Elektronen erreicht werden. Bei der hohen angestrebten Luminosität von $5 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erwartet man eine Rate der elastisch gestreuten Elektronen von $\sim 10 \text{ MHz}$ und eine zehnmal höhere Untergrundrate von $\sim 100 \text{ MHz}$, bezogen auf das ganze Kalorimeter.

Zum Nachweis der elastischen Streueignisse soll ein segmentiertes, homogenes Kalorimeter mit 0.7 sr Raumwinkel verwendet werden. Eine Schemazeichnung des geplanten Kalorimeters ist in Abbildung 3 gezeigt. Bei einem Elektronenstrom von $20 \mu\text{A}$ und einer longitudinalen Polarisation der Elektronen von 80 % wird die angestrebte statistische Genauigkeit von 3 % mit einem 10 cm langen Flüssigwasserstoff-Target nach etwa 700 h erreicht.

Eine Bestimmung der Formfaktoren ist dann aufgrund der kinematischen Faktoren von $F_{1,2}^s$ und G_A^s mit einer Genauigkeit von $\delta(F_1^s + 0.13 \cdot F_2^s) = 0.02$ möglich.

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, Strahlage, Targetdichte und Polarisation während der gesamten Meßzeit gleichzeitig zum laufenden Experiment überwacht werden.

Im Rahmen der B1-Kollaboration wurde eine Methode entwickelt, die erlaubt, mittels Mikrowellenresonatoren die Strahlenergie mit einer Empfindlichkeit von

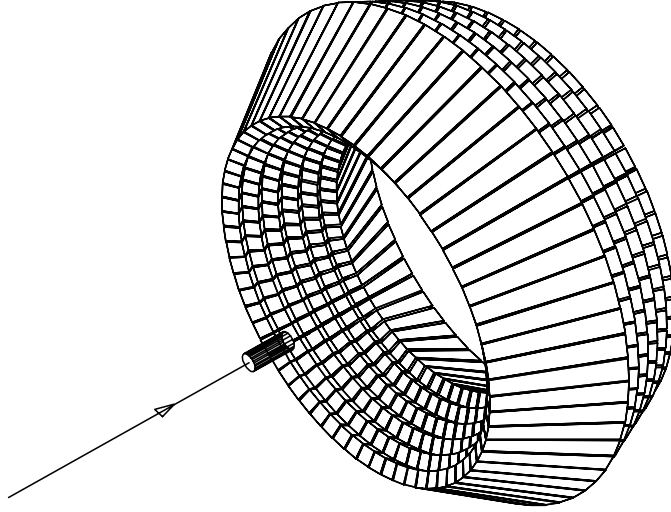


Abbildung 3: *Schematische Darstellung des geplanten Kalorimeters für das Paritätsexperiment. Der Detektor ist symmetrisch bezüglich der Strahlachse und überstreicht einen Raumwinkel von 0.7 sr.*

10^{-5} bei 855 MeV kontinuierlich parallel zum Experiment zu überwachen. Außerdem wurde ein Verfahren entwickelt, das ermöglicht, mit Hilfe eines Ferritkerns und Lock-In-Techniken den Strahlstrom in den verschiedenen Helizitätsphasen integriert über mehrere Sekunden zu vergleichen. Die Messung der Strahllage erfolgt an MAMI routinemäßig mit Mikrowellenresonatoren. Hierbei wird eine Genauigkeit in der Strahlposition von $10\,\mu\text{m}$ erreicht. Das Produkt aus Strahlstrom und Targetdichte ist die Luminosität eines Experiments. Die gemessene Zählrate der elastischen Ereignisse muß auf die Luminosität normiert werden, um die systematischen Veränderungen der gemessenen Asymmetrie zu minimieren. Der Aufbau eines Prototypen eines Luminositätsmonitors geschah in einer Diplomarbeit [Ham96]. Es wird eine relative Genauigkeit der Luminositätsmessung von $1 \cdot 10^{-4}$ in 1 ms angestrebt. Derzeit erreicht sind $1 \cdot 10^{-3}$ in 1 ms.

Die Polarisation des Elektronenstrahls muß gemessen werden, da die zu messende experimentelle Asymmetrie das Produkt aus Strahlpolarisation und theoretischer Asymmetrie ist und somit der Meßfehler in der Polarisation unmittelbar in den Meßfehler der Asymmetrie eingeht. Im A4-Experiment wird eine Genauigkeit bei der Messung der Polarisation nach 1000 h von etwa 1% angestrebt. Innerhalb der Dauer eines sog. „Miniruns“ von 15 min soll eine Genauigkeit von 3% erreicht werden, um auch den zeitlichen Verlauf der Polarisation zu überwachen.

Es existieren mehrere Methoden zur Bestimmung des Polarisationsgrades eines 1 GeV-Elektronenstrahls. Ein mögliches Verfahren stellt die Messung der Elektro-

nenpolarisation mittels Møllerstreuung dar. Hierbei wird eine ferromagnetische magnetisierte Targetfolie in den Elektronenstrahl eingebracht und die polarisierten Strahlelektronen an den polarisierten Elektronen in der Folie gestreut. Diese Methode ist an MAMI bereits realisiert [Wag86]. Der Nachteil ist, daß diese Methode destruktiv arbeitet, eine kontinuierliche Messung während des laufenden Experiments ist mit ihr nicht möglich. Da sich die Elektronenpolarisation korreliert mit der verbleibenden Lebensdauer der *GaAs*-Kathoden an der Quelle ändert, müßte die Häufigkeit der Messung der Polarisation mindestens der Lebensdauer der Kristalle (ca. 20 h bei $20\,\mu\text{A}$ Strahlstrom am Target) entsprechen. Ein weiterer Nachteil ist, daß die Genauigkeit der Messung der Elektronenpolarisation durch die Genauigkeit der Kenntnis der Polarisation der Møllerfolie begrenzt ist. Diese kann derzeit auf 2.4% genau gemessen werden [Sto96].

Eine andere Methode der Bestimmung der Elektronenpolarisation ist die Messung des Spintransfers von den longitudinal polarisierten Elektronen auf das rückgestreute Proton [Eyl94]. Die transversale Komponente der resultierenden Polarisation des Protons wird in einer zweiten Streuung an einem Analysatormaterial, beispielsweise ^{12}C , gemessen und erlaubt den Rückschluß auf den Polarisationsgrad der Elektronen. Die Messung wird dabei parallel zum Experiment durchgeführt. Allerdings ist auch dieses Verfahren in seiner Empfindlichkeit durch systematische Unsicherheiten limitiert, da die Analysierstärke des Analysatormaterials nicht exakt bekannt ist. Im Falle des Kohlenstoffs ist die Analysierstärke für den im A4-Experiment vorgesehenen Impulsübertrag von $Q^2 = 0.227\,\text{GeV}^2$ auf ca. 3% genau bekannt [Apr83].

Ein weiteres Verfahren ist die Comptonrückstreuung von zirkularpolarisierten Photonen an den longitudinal polarisierten Strahlelektronen. Die Strahlelektronen werden hierzu frontal von einem zirkularpolarisierten Laserstrahl beleuchtet. Dieses Verfahren kann, ebenso wie das Protonrückstreupolarimeter, parallel zum eigentlichen Experiment angewandt werden und ermöglicht so die gewünschte kontinuierliche Überwachung der Elektronenpolarisation. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, daß seine Analysierstärke exakt bekannt ist, da es sich hier um einen Zwei-Körper-Prozeß handelt. Damit ist dieses Verfahren prinzipiell in der Lage, die gewünschte relative Genauigkeit in der Bestimmung der absoluten Elektronenpolarisation zu liefern.

3 Die Comptonstreuung

3.1 Einleitung

Bei der Comptonstreuung wird ein Photon an einem freien geladenen Fermion, beispielsweise ein Elektron, gestreut. Das Photon überträgt dabei einen Teil seiner Energie auf das Fermion und ändert seine Richtung. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Photon eine Richtungsänderung um den Winkel θ erfährt, hängt vom Streuwinkel θ , der Anfangsenergie k_i des Photons und von der Polarisierung des Photons und des Streuteilchens ab.

Deshalb kann man die Comptonstreuung zur Messung der Polarisierung eines Elektronenstrahls verwenden. Da der Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung berechenbar ist, unterliegt die erreichbare Genauigkeit bei der Messung lediglich der Beschränkung durch systematische Fehler der Apparatur.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ ist dem Quadrat der Streumatrix $|S_{fi}|^2$ proportional. Die S -Matrix berechnet sich aus den in Abbildung 4 dargestellten Feynman-Diagrammen. Sie stellen die Comptonstreuung in niedrigster Ordnung dar. Terme höherer Ordnung können im weiteren vernachlässigt werden [Pre73].

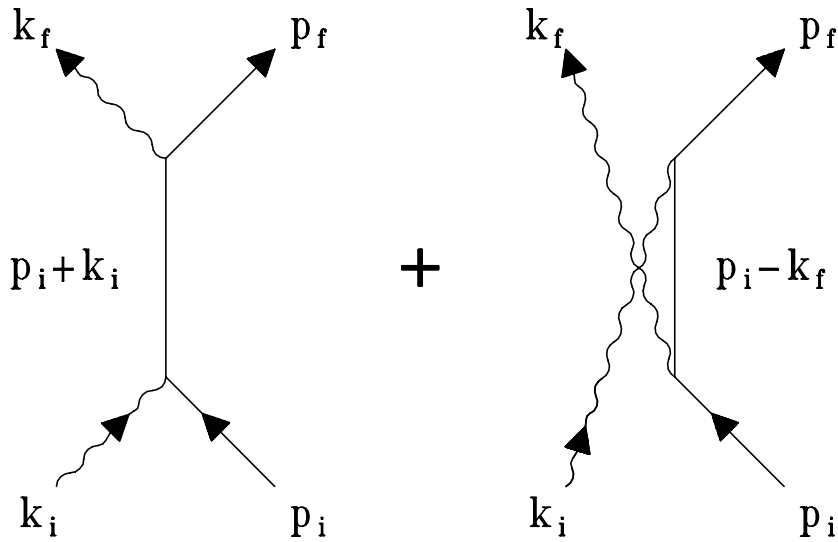


Abbildung 4: *Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung der Comptonstreuung*

Ein einlaufendes Elektron mit Viererimpuls p_i absorbiert an einem Vertex ein reelles Photon k_i . Es propagiert mit dem Impuls $p_i + k_i$ zu einem zweiten Vertex, wo es ein reelles Photon mit dem Impuls k_f emittiert. Nach der Streuung hat das Elektron den Impuls $p_f = p_i + k_i - k_f$.

Es sei hierbei unterstrichen, daß es sich bei den an dieser Stelle verwendeten Größen um Viererimpulse handelt, im Gegensatz zu den in der übrigen Arbeit vorkommenden Größen, wo k_i & k_f beispielsweise Photonenenergien bezeichnen, also gerade die erste Komponente des Vierervektors.

Es existiert noch ein zweiter Prozeß, der dem ersten äquivalent ist. Bei diesem äquivalenten Prozeß emittiert das Elektron zuerst das ausgehende Photon, erst danach absorbiert es das ankommende. Zwischen den Vertices propagiert das Elektron mit dem Impuls $p_i - k_f$. Da beide Prozesse im Endzustand nicht unterscheidbar sind, müssen sie bei der Bestimmung der S -Matrix berücksichtigt werden. Beide Prozesse tragen mit demselben Vorzeichen bei, weil sie sich nur durch Vertauschen der Photonlinien voneinander unterscheiden. Photonen gehorchen der Bose-Einstein-Statistik.

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man die sog. Klein-Nishina-Formel (10). O. Klein und Y. Nishina berechneten 1928 das Strahlungsfeld, das bei Bestrahlung eines freien, ruhenden Elektrons mit ebenen Lichtwellen entsteht [KNi29] (s. Kap. 3.3).

In dem folgenden Kapitel sollen die Beziehungen zwischen den relevanten Größen der Teilchen sowohl im Ruhesystem des Elektrons als auch im Laborsystem diskutiert werden. Die Klein-Nishina-Formel wird in Kap. 3.3 im einzelnen vorgestellt, außerdem wird dort der Wirkungsquerschnitt auf das Laborsystem umgerechnet sowie die Abhängigkeit von der Polarisierung berücksichtigt.

3.2 Kinematik

Die Berechnung der Kinematik der Comptonstreuung läßt sich am einfachsten im Ruhesystem des Elektrons durchführen. Um die kinematischen Beziehungen im Laborsystem zu erhalten, müssen wir die gefundenen Ergebnisse mit Hilfe der Lorentztransformation übertragen. Im folgenden sind Größen im Ruhesystem mit einem (') versehen, im Laborsystem sind die Größen ungestrichen.

Betrachten wir ein anfangs im Ursprung ruhendes Elektron (s. Abb. 5). Ein entgegen der z' -Richtung laufendes Photon mit Energie k_i' wird in einen Winkel θ' zur z' -Achse gestreut. Dieser Winkel ist entgegen der üblichen Konvention, nach der der Streuwinkel die Richtungsänderung des Teilchens bezeichnet, definiert.

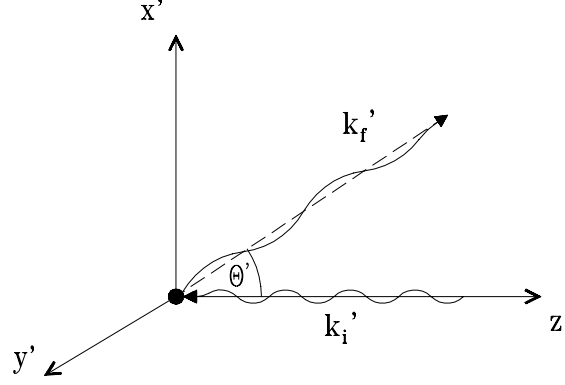


Abbildung 5: *Comptonstreuung im Ruhesystem des Elektrons*

Hier gilt $\theta' = 0$, wenn das Photon seine Richtung um 180° ändert.

Wegen der Erhaltung von Impuls und Energie erhalten wir für die Energie des gestreuten Photons in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ' die Compton-Streuformel

$$k_f' = \frac{k_i'}{1 + \frac{k_i'}{m}(1 + \cos \theta')} \quad . \quad (4)$$

Hierbei ist m die Ruhemasse des Elektrons.

Im Laborsystem bewegen sich die Elektronen mit der *MAMI*-Endenergie von $E = \gamma m = 855 \text{ MeV}$ entlang der z -Achse (vgl. Abb. 6). Ihnen laufen Photonen entgegen mit einer Anfangsenergie k_i und einem beliebigen Kreuzungswinkel ϕ .

Nach der Lorentztransformation in das Ruhesystem stellt sich die Situation folgendermaßen dar:

$$k_i' = \gamma (1 + \beta \cos \phi) k_i \quad (5)$$

$$\cos \phi' = \frac{\gamma (\cos \phi + \beta)}{\sqrt{\sin^2 \phi + \gamma^2 (\cos \phi + \beta)^2}} \quad (6)$$

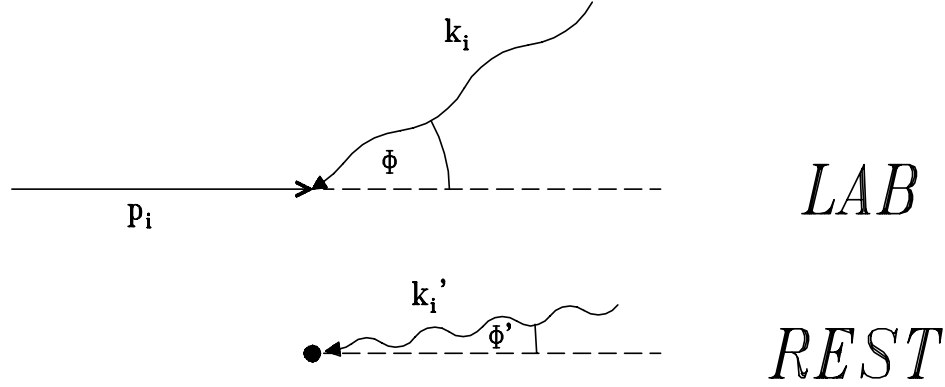


Abbildung 6: *Bewegung der Teilchen im Laborsystem (oben) und im Ruhesystem (unten) vor dem Stoß*

mit

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad ; \quad \beta = \frac{v}{c} \quad .$$

Hierbei ist v die Relativgeschwindigkeit des Ruhesystems in Bezug auf das Laborsystem, d.h. v ist die Geschwindigkeit des Elektrons im Laborsystem. Da wir im folgenden nur hochrelativistische Elektronen betrachten wollen, gilt $\beta \approx 1$.

Im Ruhesystem des Elektrons besitzt das Photon eine um den Faktor γ vergrößerte Energie. Dies bedeutet, daß beispielsweise ein sichtbares Photon von 514 nm ($\cong 2.4$ eV) dem Elektron in seinem Ruhesystem als Röntgenquant von bis zu 8 keV erscheint. Ein weiterer Effekt des Boosts ist, daß der Kreuzungswinkel zwischen Elektronen und Photonen in einen sehr kleinen Winkel transformiert wird. Selbst ein Winkel von $\pi/2$ im Laborsystem (senkrechter Einschub) erscheint im Ruhesystem der Elektronen als ein Winkel von $\phi' = 0.6$ mrad. Da wir aber im Experiment einen Strahlkreuzungswinkel von max. 40 mrad verwirklichen wollen, können wir diesen im folgenden vernachlässigen.

Ebenso kann die Divergenz von Elektronen- und Photonenstrahl bei der Berechnung der Kinematik vernachlässigt werden. Bei der gegebenen Emittanz des *MAMI*-Elektronenstrahls von $\mathcal{E}_e = 8\pi \cdot 10^{-9}$ m rad ergibt sich eine Divergenz von bis zu $\delta\varphi_e \approx 0.16$ mrad. Die Emittanz des Laserstrahls ist typischerweise eine Größenordnung schlechter. Ist der Laser auf den Elektronenstrahl abgestimmt (Abschn. 4.4), so ergibt sich für ihn eine Divergenz von $\delta\varphi_L \approx 0.5$ mrad. Die quadratisch summierte Divergenz beträgt somit $\delta\varphi_e \oplus \delta\varphi_L = 0.53$ mrad. Nach

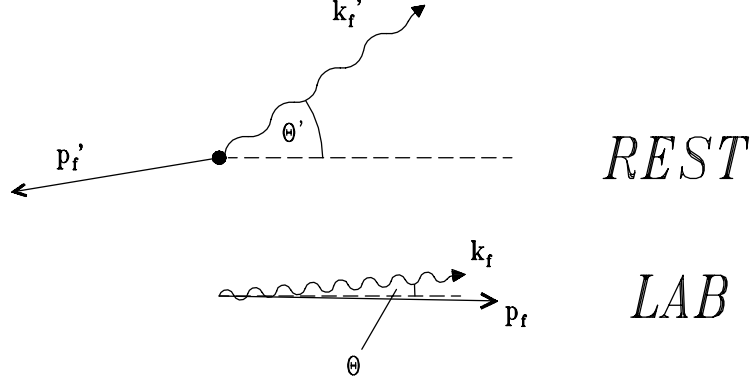


Abbildung 7: *Bewegung der Teilchen im Ruhesystem (oben) und im Laborsystem (unten) nach dem Stoß*

Transformation ins Ruhesystem erhalten wir eine Divergenz der beiden Strahlen von lediglich $\delta\varphi' = 1.6 \cdot 10^{-7} \text{ rad}$.

Nach dem Stoß (Abb. 7) wurde das Photon in einen Winkel θ' relativ zur z' -Achse gestreut. Ein Teil seiner Energie wurde auf das anfänglich ruhende Elektron übertragen, das jetzt mit dem Rückstoßimpuls p_f' erscheint. Das Photon besitzt nach dem Stoß die Endenergie k_f' . Der maximale Energieübertrag findet statt für $\theta' = 0$, also dann, wenn das Photon rückwärts gestreut wird (Gl. (4)).

Nach Anwenden der Lorentztransformation gilt für die Energie des Photons im Laborsystem:

$$k_f = \frac{\gamma^2(1 + \beta \cos \theta')(1 + \beta)k_i}{1 + \frac{\gamma(1+\beta)k_i}{m}(1 + \cos \theta')} \quad (7)$$

sowie für den Streuwinkel

$$\cos \theta' = \frac{\gamma(\cos \theta - \beta)}{\sqrt{\sin^2 \theta + \gamma^2(\cos \theta - \beta)^2}} \quad (8)$$

Die Energie des gestreuten Photons ist proportional zu γ^2 wegen der beschriebenen zweimaligen Ausführung von Lorentztransformationen. Bei jedem Schritt gewinnt das Photon einen Faktor γ hinzu. Die maximale Energie tritt auf bei

Photonen mit Streuwinkel $\theta = 0$, weil diese in Richtung der zweiten Lorentztransformation gestreut worden sind. Ihre Energie beträgt dann:

$$k_{f,max} = \frac{\gamma^2(1+\beta)^2}{1 + \frac{2\gamma(1+\beta)}{m}k_i} k_i \quad (9)$$

Beispielsweise hat ein Photon von 2.4 eV (514 nm, grünes Licht) nach Streuung an 855 MeV-Elektronen unter $\theta = 0$ eine Energie von 26.2 MeV.

Die Winkelverteilung der gestreuten Photonen wird bei der Rücktransformation zu einem schmalen Kegel in Vorwärtsrichtung – bzgl. der Elektronen – komprimiert. Die Beziehung zwischen den Winkeln θ und θ' ist dabei unabhängig von der Energie der einfallenden Photonen. Photonen, die im Ruhesystem unter 90°

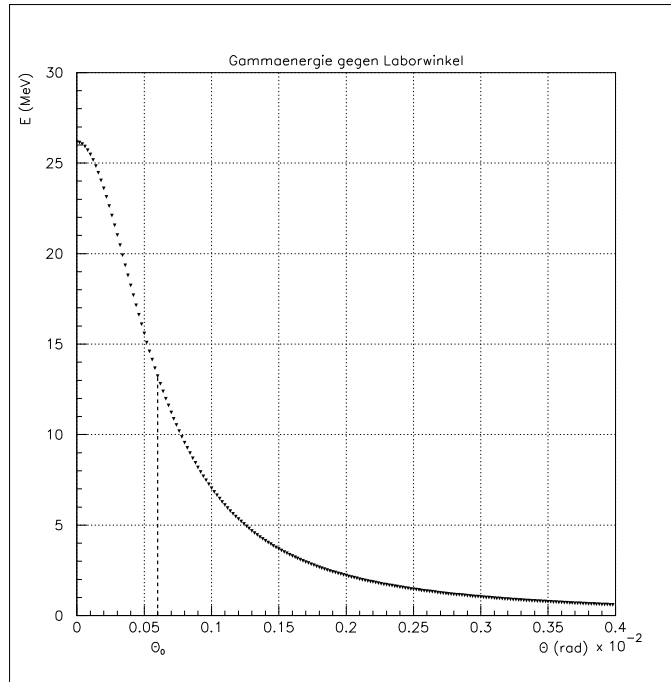


Abbildung 8: *Energie der gestreuten Photonen für eine Elektronenenergie von 855 MeV und eine Photonenenergie von 2.4 eV. Aufgetragen ist die Energie k_f der Photonen nach Streuung in MeV gegen den Laborstreuwinkel θ im Bereich von 0 bis 4 mrad. Die Energie ist maximal für einen Streuwinkel von $\theta = 0$ und fällt bei dem Winkel $\theta_0 = 1/\gamma = 0.6$ mrad auf ca. die Hälfte ab.*

gestreut wurden ($\theta_0' = \pi/2$), erscheinen im Laborsystem wegen

$$\cos \theta_0 = \beta \quad , \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \approx 1$$

unter einem Winkel von $\theta_0 = 1/\gamma$. Für 855 MeV-Elektronen beträgt dieser Winkel 0.6 mrad.

Die Abbildungen 8 & 9 zeigen die Energieverteilung der Photonen als Funktion des Laborstreuwinkels sowie den Zusammenhang zwischen den Streuwinkeln im Ruhesystem und im Laborsystem. Die Kurven sind für eine Elektronenenergie von 855 MeV und eine Photonenenergie von 2.4 eV $\hat{=}$ 514.5 nm aufgetragen. Die gestrichelte Linie markiert den Laborstreuwinkel θ_0 , der dem 90°-Streuwinkel im Ruhesystem des Elektrons entspricht.

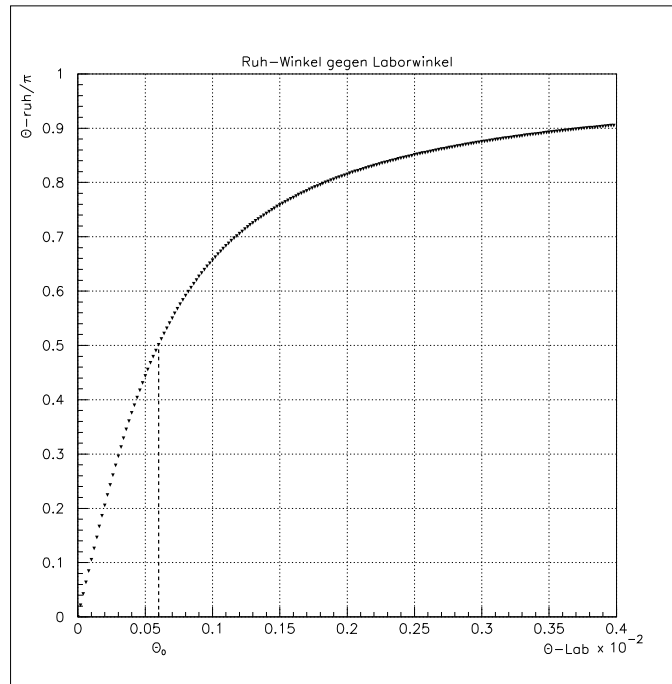


Abbildung 9: Streuwinkel im Ruhesystem (in Einheiten von π) gegen Laborstreuwinkel für die Elektronenenergie von 855 MeV. Der Laborstreuwinkel ist wieder im Bereich von 0 bis 4 mrad aufgetragen. Ein Winkel von $\theta_0 = 1/\gamma = 0.6$ mrad im Laborsystem entspricht im Ruhesystem genau dem Winkel von $\theta_0' = \pi/2$.

3.3 Wirkungsquerschnitte

3.3.1 Die Klein-Nishina-Formel

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines linearen Photons an einem freien, ruhenden, unpolarisierten Elektron beträgt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{4} \left(\frac{k_f'}{k_i'} \right)^2 \left\{ \frac{k_f'}{k_i'} + \frac{k_i'}{k_f'} - 2 + 4 (\epsilon_i \cdot \epsilon_f)^2 \right\} \quad (10)$$

Hierbei sind

- $r_0 = \alpha/m = 2.8179 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$: klass. Elektronenradius,
- k_i', k_f' : Energie des ankommenden/gestreuten Photons,
- ϵ_i, ϵ_f : Polarisationsvektoren der entsprechenden Photonen.

Bei dieser Gleichung handelt es sich um die in Kap. 3.1 bereits erwähnte Klein-Nishina-Formel. Im Grenzfall kleiner Photonenenergien $k_i' \rightarrow 0$ kann man den Rückstoß auf das Elektron vernachlässigen. Es gilt dann $k_f' = k_i'$ und die Klein-Nishina-Formel geht über in ihre klassische Näherung, die Thomsonsche Formel:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{k_i' \rightarrow 0} = r_0^2 (\epsilon_i \cdot \epsilon_f)^2 \quad (11)$$

Diese ergibt, integriert über alle Winkel, für unpolarisiertes Licht den bekannten Thomson-Streuquerschnitt

$$\sigma_{k_i' \rightarrow 0} = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \quad (12)$$

Die Klein-Nishina-Formel gibt den Wirkungsquerschnitt für die Streuung von linear polarisiertem Licht an unpolarisierten Elektronen an. Bei ihrer Herleitung wird über den Elektronenspin gemittelt und über alle Endzustände summiert. In unserem Paritätsexperiment werden aber longitudinal polarisierte Elektronen an einem Wasserstofftarget gestreut. Um die Polarisation der Elektronen bei der Streuung von Photonen zu berücksichtigen, müssen wir eine modifizierte Form

der Klein-Nishina-Formel betrachten, bei der diese Mittelung über alle Polarisationszustände nicht durchgeführt wurde.

3.3.2 Streuung an polarisierten Elektronen

Wir betrachten zunächst die Streuung von zirkular polarisiertem Licht an ruhenden Elektronen (s. Abb. 10).

Mit z' bezeichnen wir die Richtung, in der sich die Elektronen im Laborsystem ausbreiten. Die Polarisation der Elektronen liege in der $x'z'$ -Ebene mit einer Komponente $P_e \cos \psi$ entlang der z' -Achse. Aus der positiven z' -Richtung kommen polarisierte Photonen mit einem Polarisationsgrad P_γ . Die Photonen werden in einen Polarwinkel θ' und einen Azimutwinkel φ' gestreut (vgl. Kap. 3.2). Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von zirkular polarisiertem Licht an ruhenden Elektronen ist [Bjo66]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} & \mp \cos \psi P_e P_\gamma \frac{d\sigma_p}{d\Omega} \\ & \mp \sin \psi P_e P_\gamma \cos \varphi' \frac{d\sigma_a}{d\Omega} \end{aligned} \quad (13)$$

Die einzelnen Terme lauten:

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k_f'}{k_i'} \right)^2 \left\{ \frac{(k_i' - k_f')^2}{k_i' k_f'} + 1 + \cos^2 \theta' \right\} \quad (14)$$

$$\frac{d\sigma_p}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k_f'}{k_i'} \right)^2 \left(\frac{k_f'}{k_i'} - \frac{k_i'}{k_f'} \right) \cos \theta' \quad (15)$$

$$\frac{d\sigma_a}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k_f'}{k_i'} \right)^2 \left(1 - \frac{k_f'}{k_i'} \right) \sin \theta' \quad (16)$$

Der Compton-Wirkungsquerschnitt spaltet in einen polarisationsunabhängigen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_0/d\Omega$ und in einen Anteil, der von der Polarisation von Elektronen und Photonen abhängt ($d\sigma_p/d\Omega$, $d\sigma_a/d\Omega$), auf. Während der erste dieser beiden Terme ($d\sigma_0/d\Omega$) nur die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Polarwinkel θ' enthält, führt der zweite Term $d\sigma_a/d\Omega$ zu einer φ' -Asymmetrie

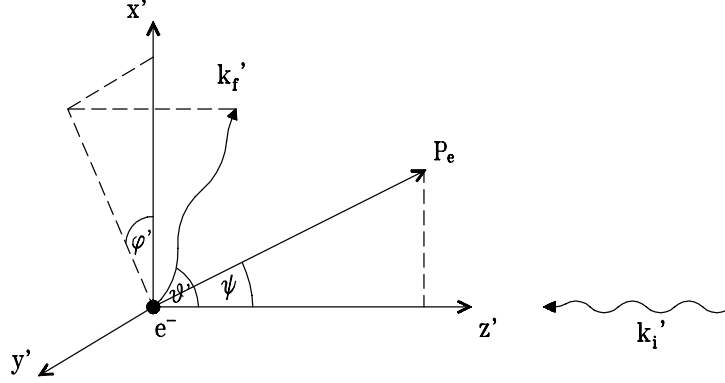


Abbildung 10: *Kinematik der Comptonstreuung im Ruhesystem des Elektrons mit eingezeichnetem Polarisationsvektor. Der Polarisationsvektor liegt in der $x'z'$ -Ebene, das Photon wird aus dieser Ebene heraus gestreut.*

in der Streuung, falls die Elektronenpolarisation eine x -Komponente hat ($P_e \sin \psi \neq 0$).

Der Wirkungsquerschnitt ist am größten, wenn die Spins der Photonen und Elektronen parallel liegen. Da wir die Polarisation P_e der Elektronen so definiert haben, daß sie positiv ist, wenn der Polarisationsvektor in z' -Richtung zeigt (rechtshändige Elektronen), gilt das $' + '$ -Zeichen für linkszirkulare Photonen, für rechtszirkulare Photonen gilt das $' - '$ -Zeichen.

Der letzte dieser Terme, der Azimutalterm, verschwindet im Falle longitudinal polarisierter Elektronen, da dann ja die Projektion der Polarisation auf die x -Achse zu Null wird. Er verschwindet aber auch, wenn beim Nachweis der gestreuten Photonen über alle Azimutwinkel φ integriert wird, die Messung also symmetrisch in φ ist. Bei dem geplanten Polarisationsmonitor-Experiment sollen beide Bedingungen erfüllt werden (s. Abschn. 4.1), so daß wir diesen Term im weiteren außer acht lassen können.

Damit wird die Polarisationsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts einzig gegeben durch den mittleren Term $d\sigma_p/d\Omega$. Für einen Streuwinkel von $\theta_0' = \pi/2$ (senkrechte Streuung) ist dann der Wirkungsquerschnitt von der Polarisation unabhängig.

Abb. 11 stellt den ins Laborsystem transformierten polarisationsunabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Winkels θ dar. Der Wirkungsquerschnitt ist aufgetragen für die *MAMI*-Energie von 855 MeV und eine Photonenenergie von $k_i = 2.4$ eV. Abb. 13 zeigt den polarisationsabhängigen An-

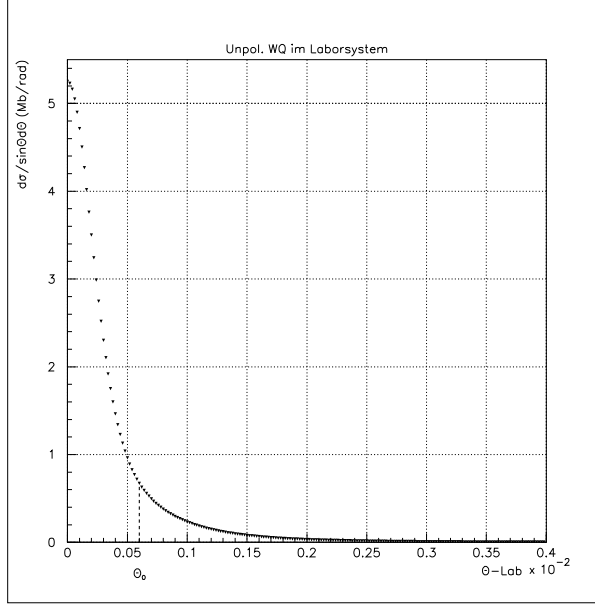


Abbildung 11: *Unpolarisierter differentieller Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung im Laborsystem für 855 MeV-Elektronen und 2.4 eV-Photonen. Aufgetragen ist der Wirkungsquerschnitt in Mb/rad nach Integration über alle φ gegen den Laborstreuwinkel θ im Bereich von 0 bis 4 mrad. Der Wirkungsquerschnitt ist maximal für $\theta = 0$ und fällt bis $\theta_0 = 0.6$ mrad um knapp eine Größenordnung ab.*

teil des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit des Laborwinkels. Für die Polarisationen der beiden Strahlen wurde ein Wert von $P_e P_\gamma = 0.8$ angenommen.

Der differentieller Wirkungsquerschnitt zeigt ein scharfes Maximum um $\theta = 0$. Der Grund für die starke Vorwärtscharakteristik der Streuung liegt in der Lorentztransformation. Wir erinnern uns, im Ruhesystem unter 90° gestreute Photonen erscheinen im Laborsystem unter einem Winkel von $\theta_0 = 1/\gamma$ ($= 0.6$ mrad bei 855 MeV-Elektronen). Dies bedeutet aber auch, daß alle Photonen, die im Ruhesystem in die Vorwärtshalbkugel bzgl. der Ausbreitungsrichtung der Elektronen gestreut worden sind, im Laborsystem innerhalb dieses Winkels erscheinen. Damit ist der Winkel $1/\gamma$ ein gutes Maß für die Breite der Verteilung der gestreuten Photonen.

Verdeutlicht wird dies in Abbildung 12. Sie zeigt den innerhalb eines Kegels von halbem Öffnungswinkel θ befindlichen Teil des totalen Wirkungsquerschnitts. Der über den vollen Raumwinkel integrierte Wirkungsquerschnitt beträgt bei Elektronen von 855 MeV und Photonen von 2.4 eV $\sigma_0 = 0.65$ b. Man erkennt, daß

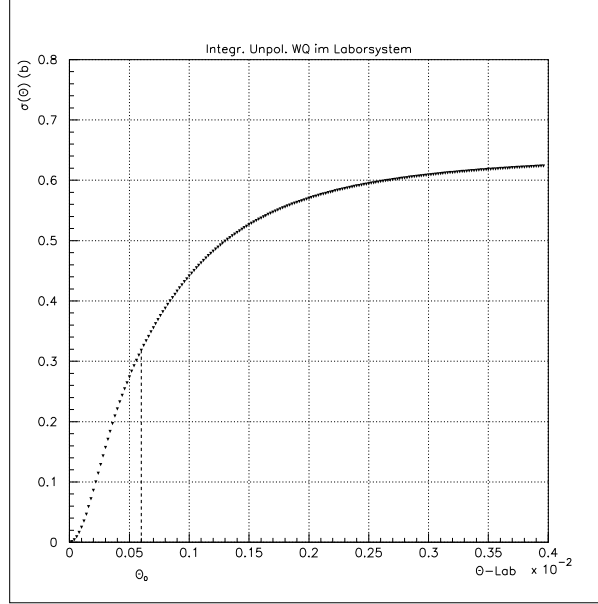


Abbildung 12: *Totaler polarisationsunabhängiger Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(\theta)$ innerhalb eines Laborstreuwinkels θ für 855 MeV-Elektronen und 2.4 eV-Photonen. Der totale, über den gesamten Raumwinkel integrierte Wirkungsquerschnitt σ_0 beträgt 0.65 b. Die gestrichelte Linie markiert den Winkel $\theta_0 = 1/\gamma$.*

innerhalb von θ_0 die Hälfte des gesamten Wirkungsquerschnitts liegt, innerhalb von 2.5 mrad liegen bereits 90% des gesamten Wirkungsquerschnitts.

3.3.3 Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

Wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, ist die Breite der Verteilung der rückgestreuten Photonen ca. $1/\gamma$. Für die *MAMI*-Energie von 855 MeV beträgt $\gamma \approx 1670$, somit erhalten wir einen typischen Öffnungswinkel von $1/\gamma = 0.6$ mrad. Dies erlaubt es uns, den wesentlichen Teil des Spektrums der rückgestreuten Photonen mit einem kompakten Detektor zu messen.

Da es sich bei der Comptonstreuung um einen Zwei-Körper-Prozeß handelt, ist der Streuwinkel eindeutig mit der Energie verknüpft. Es genügt daher, die Energie des gestreuten Photons zu messen.

Um den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie der gestreuten Photonen auszudrücken, wollen wir zunächst einen vereinfachten Ausdruck für die Abhängigkeit der Energie vom Streuwinkel (Gl. (7)) berechnen. Betrach-

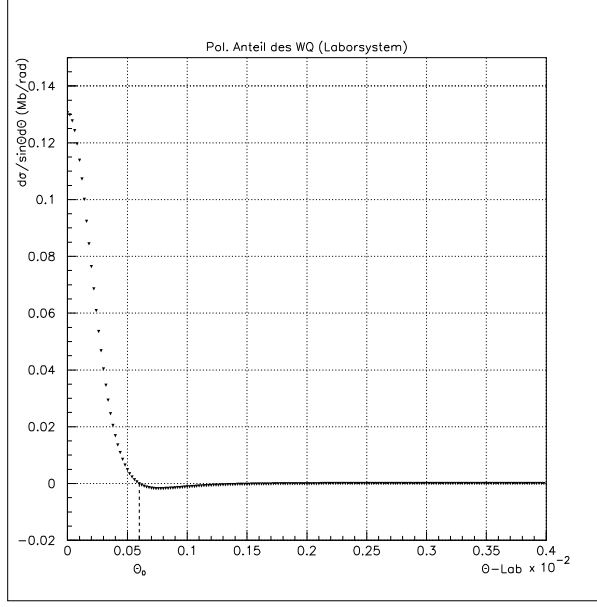


Abbildung 13: *Polarisationsabhängiger Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Laborsystem für 855 MeV-Elektronen und 2.4 eV-Photonen mit Polarisationen, die $P_e P_\gamma = 0.8$ erfüllen. Der φ -integrierte polarisationsabhängige Wirkungsquerschnitt ist in Einheiten von Mb/rad gegen den Laborstreuwinkel θ im Bereich von 0 bis 4 mrad aufgetragen. Der Nulldurchgang der Kurve liegt bei $\theta_0 = 1/\gamma$, dem Winkel, der einer 90° -Streuung im Elektronruhesystem entspricht.*

ten wir nur kleine Streuwinkel $\theta \ll 1$, so gilt für die Transformation vom Ruhe- ins Laborsystem mit $\beta \approx 1$:

$$\cos \theta' = \frac{1 - \gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^2 \theta^2} \quad (17)$$

Für die Energie der Photonen erhält man dann die Beziehung:

$$k_f = \frac{4\gamma^2 k_i}{1 + \frac{4\gamma k_i}{m} + \gamma^2 \theta^2} \quad (18)$$

Zur weiteren Vereinfachung führen wir die reduzierte Energie ρ ein, die das

Verhältnis zwischen der Energie eines gestreuten Photons k_f und der maximalen Streuenergie $k_{f,max} = k_f(\theta = 0)$ angibt:

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{k_f}{k_{f,max}} = \frac{1 + \frac{4\gamma k_i}{m}}{1 + \frac{4\gamma k_i}{m} + \gamma^2 \theta^2} \\ &= \frac{1}{1 + a \gamma^2 \theta^2}\end{aligned}\tag{19}$$

Der dimensionslose Parameter a hängt nur von der Elektronen- und Photonenenergie ab:

$$a = \frac{1}{1 + \frac{4\gamma k_i}{m}}$$

Für $\theta = 0$ ist die reduzierte Energie $\rho = 1$. Der Parameter a hängt nur schwach von der Anfangsenergie der Elektronen und Photonen ab. Für $k_i \rightarrow 0$ oder $E \rightarrow 0$ wird $a = 1$. Selbst bei einer Elektronenenergie von 855 MeV und Photonenenergie von 2.4 eV weicht a nur wenig von 1 ab, es ist dann nämlich:

$$E = 855 \text{ MeV} ; k_i = 2.4 \text{ eV}$$

$$\implies a = 0.97$$

Nachdem wir über alle Winkel φ integriert haben, erhalten wir für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Laborsystem in Abhängigkeit vom Parameter ρ , d.h. der gestreuten Photonenenergie [Pre73]:

$$\frac{d\sigma}{d\rho} = \frac{d\sigma}{d\rho}(E_e, k_i, \theta) = \frac{d\sigma_0}{d\rho} \mp P_e P_\gamma \cos \psi \frac{d\sigma_p}{d\rho}\tag{20}$$

mit

$$\frac{d\sigma_0}{d\rho} = 2\pi r_0^2 a \left\{ \frac{\rho^2(1-a)^2}{1-\rho(1-a)} + 1 + \left(\frac{1-\rho(1+a)}{1-\rho(1-a)} \right)^2 \right\}\tag{21}$$

$$\frac{d\sigma_p}{d\rho} = 2\pi r_0^2 a \left\{ (1-\rho(1+a)) \left(1 - \frac{1}{(1-\rho(1-a))^2} \right) \right\}\tag{22}$$

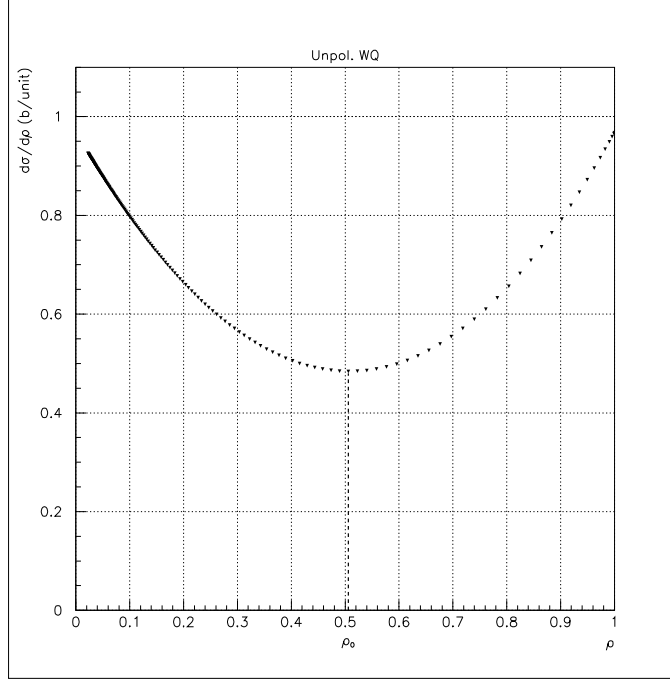


Abbildung 14: *Polarisationsunabhängiger differentieller Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung im Laborsystem für 855 MeV-Elektronen und 2.4 eV-Photonen. Aufgetragen ist der Wirkungsquerschnitt in barn/Einheit der reduzierten Energie gegen die reduzierte Energie ρ von 0 bis 1 bzw. gegen die Photonenenergie von 0 bis $k_{f,max}$.*

Die Abbildungen 14 & 15 zeigen den polarisationsunabhängigen und den -abhängigen Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Funktion von ρ . Die Kurven sind aufgetragen für die *MAMI*-Energie 855 MeV und Photonenenergie 2.4 eV. Für die Polarisationen wurde $P_e P_\gamma = 0.8$ angesetzt.

Man erkennt einen annähernd parabelförmigen Verlauf des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts. Das Minimum der Kurve liegt in erster Näherung bei $\rho_0 = 1/(1 + a)$ (gestrichelte Linie). Je höher das Produkt aus Elektronenenergie und Photonenenergie (je mehr a von der Eins abweicht), desto stärker weicht die Kurve von der Parabelform ab, das Minimum verschiebt sich immer mehr zu höheren Werten von ρ .

Der polarisationsabhängige Wirkungsquerschnitt ist am größten für $\rho = 1$ (Abb. 15). Dies entspricht dem Streuwinkel $\theta = 0$. Der Nulldurchgang der Kurve be-

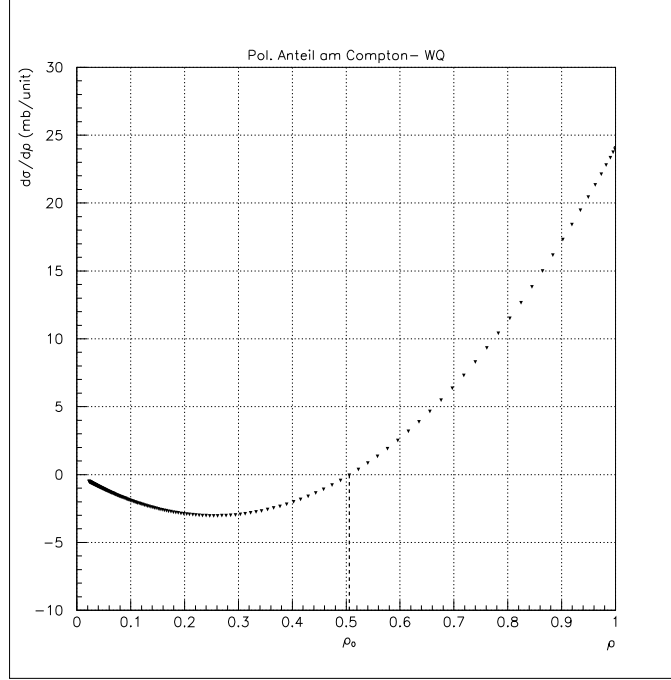


Abbildung 15: *Polarisationsabhängiger Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Laborsystem für 855 MeV-Elektronen und 2.4 eV-Photonen bei $P_e P_\gamma = 0.8$. Der Wirkungsquerschnitt ist aufgetragen in mb/Einheit von ρ . Das Maximum der Kurve befindet sich bei $\rho = 1$, der Nulldurchgang der Kurve liegt bei $\rho_0 = 1/(1 + a)$, entsprechend dem Laborwinkel $\theta_0 = 1/\gamma$ bzw. einer 90° -Streuung im Elektronruhesystem.*

findet sich bei $\rho_0 = 1/(1 + a)$. Dies entspricht einem Winkel von $\theta_0 = 1/\gamma$, dem Winkel, bei dem der differentielle Wirkungsquerschnitt unabhängig von der Polarisation ist.

3.4 Asymmetrie

Die Asymmetrie in der Comptonstreuung A_c erhält man, wenn man die Differenz der Raten für parallele ($\uparrow\uparrow$) und antiparallele ($\uparrow\downarrow$) Polarisationen von Elektronen- und Photonenstrahl durch ihre Summe teilt:

$$A_c = \frac{N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow}}{N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow}}$$

Nach Einsetzen von Gl. (13) erhält man:

$$A_c = P_e P_\gamma \frac{d\sigma_p/d\rho}{d\sigma_0/d\rho} \quad (23)$$

Das Verhältnis

$$A_0(\rho) = \frac{d\sigma_p/d\rho}{d\sigma_0/d\rho}$$

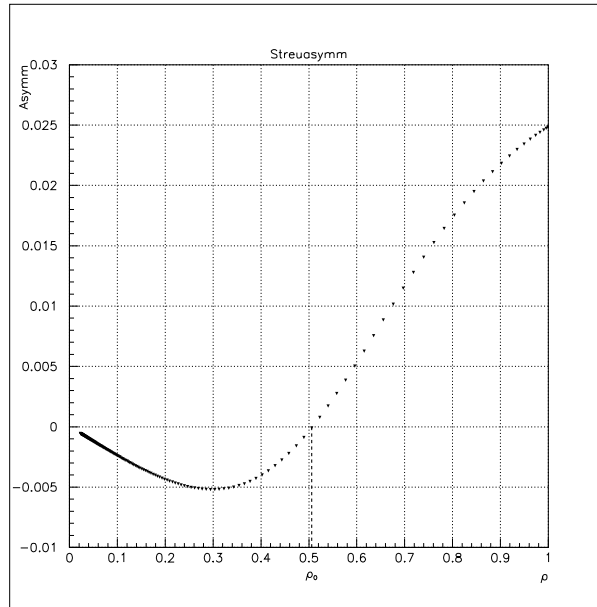


Abbildung 16: Erwartete Compton-Asymmetrie A_c für 855 MeV-Elektronen und 2.4 eV-Photonen bei $P_e P_\gamma = 0.8$ als Funktion der reduzierten Energie ρ . Die Asymmetrie ist maximal bei $\rho = 1$, dort beträgt sie ca. 2.5%. Für Werte $\rho < \rho_0 = 1/(1 + a)$ wird sie negativ.

stellt die Analysierstärke der Comptonstreuung dar. Die Compton-Asymmetrie ist proportional zum Produkt der Polarisierungen der beiden Strahlen und zur Analysierstärke $A_0(\rho)$. Sind sowohl $A_0(\rho)$ als auch der Polarisationsgrad der Photonen P_γ bekannt, so kann man die Polarisation der Elektronen P_e berechnen.

Abb. 16 zeigt den Verlauf der Asymmetrie als Funktion der reduzierten Energie ρ . Die Asymmetrie ist maximal bei $\rho = 1$, also $\theta = 0$ (180°-Rückstreuung der Photonen). Für 855 MeV-Elektronen und 2.4 eV-Photonen und einem Produkt der Polarisierungen von $P_e P_\gamma = 0.8$ beträgt sie $A_c(\rho = 1) = 2.49\%$. Für $\rho_0 = 1/(1 + a) = 0.508$ wird die Asymmetrie Null, weil der Comptonwirkungsquerschnitt für diese Energie unabhängig von der Polarisation ist. Bei Werten $\rho < \rho_0$ kehrt sie ihr Vorzeichen sogar um.

Abb. 17 stellt den Verlauf der Asymmetrie in Abhängigkeit vom Laborstreuwinkel θ dar. Man erkennt das Maximum bei $\theta = 0$ und den Nulldurchgang beim Winkel $\theta_0 = 1/\gamma = 0.6 \text{ mrad}$.

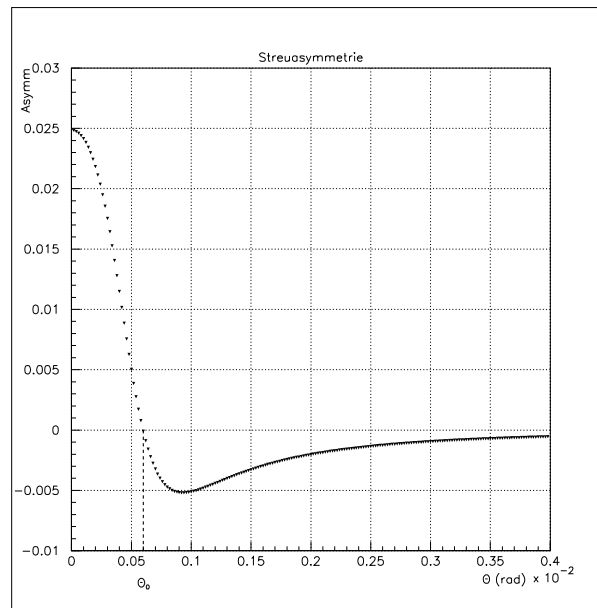


Abbildung 17: Erwartete Compton-Asymmetrie A_c für 855 MeV-Elektronen und 2.4 eV-Photonen bei $P_e P_\gamma = 0.8$. Die Asymmetrie ist aufgetragen gegen den Laborstreuwinkel θ im Bereich von 0 bis 4 mrad. Die Asymmetrie ist maximal bei $\theta = 0$, für $\theta_0 = 1/\gamma$ ist sie Null.

4 Meßprinzip

4.1 Schematischer Aufbau

Die Messung der Polarisation eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls erfolgt durch Ausnutzen der Polarisationsabhängigkeit des Comptonwirkungsquerschnitts. Zirkular polarisiertes Licht wird dem Elektronenstrahl entgegen geschickt. Bei Wechsel der Polarisationsrichtung des Laserstrahls mißt man energieaufgelöst die Asymmetrie A_c in der Anzahl der rückgestreuten Photonen (s. Abschn. 3.4), aus der man die Polarisation der Elektronen bestimmt.

Abb. 18 stellt den schematischen Aufbau des geplanten Polarimeters dar.

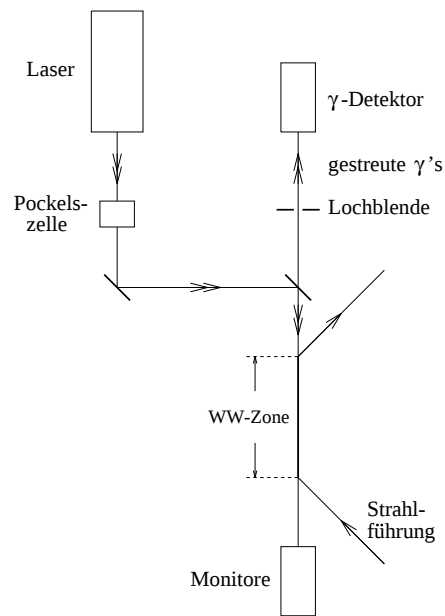


Abbildung 18: *Schematischer Aufbau des Comptonpolarimeters*

Das Comptonrückstreupolarimeter besteht aus einem optischen System, das den Lichtstrahl aus einem Laser in die Wechselwirkungszone lenkt. In der Wechselwirkungszone überlappen sich beide Strahlen, hier kommt es zur Streuung. Der Kreuzungswinkel zwischen Elektronen- und Laserstrahl sollte so klein wie möglich gehalten werden, um die Luminosität zu maximieren.

Der Detektor für die gestreuten Photonen wird strahlabwärts der Wechselwirkungszone positioniert. Für jedes gestreute Photon wird dessen Energie bestimmt. Daher ist der Detektor ein totalabsorbierender Schauerzähler mit kurzer Szintil-

lationszeit. Da die Energie der Photonen bei der *MAMI*-Energie von 855 MeV und sichtbarem Laserlicht einen Wert von ca. 30 MeV nicht übersteigt, sind Kalorimetermaterialien zu bevorzugen, die eine hohe Lichtausbeute bieten, um eine genügend hohe Energieauflösung zu erreichen. Außerdem müssen sie genügend strahlenfest sein, da sie aufgrund ihrer Positionierung einem hohen Strahlungsuntergrund, vor allem aus Bremsstrahlung, ausgesetzt sind.

Mögliche Kandidaten für den Photondetektor sind CeF_3 , ℓXe und $Gd:PbF_2$. Zwischen der Wechselwirkungszone und dem Detektor befindet sich ein schmaler Kollimator mit einer Öffnung von wenigen Zentimetern Durchmesser, um die Bereiche des Rückstreupektrums abzuschneiden, die zur Polarisationsbestimmung nicht benötigt werden. Darüber hinaus wird durch den Kollimator die Strahlenbelastung des Detektors erheblich vermindert.

Die Zirkularpolarisation des Laserlichtes wird mittels einer Pockelszelle kontrolliert, die an einer Stelle angebracht wird, wo sie keiner Strahlenbelastung ausgesetzt ist. Durch Umkehr der Polung der Hochspannung in der Pockelszelle kann man die Polarisation des Lichts von rechtshändig auf linkshändig umschalten.

Jenseits der Wechselwirkungszone sind Intensitäts- und Positionsmonitore für den Laserstrahl installiert, die dessen Intensität und Polarisation sowie den Überlapp mit dem Elektronenstrahl kontinuierlich überwachen.

4.2 Bestimmung der Polarisation

Mit dem obigen Aufbau erreichen den Detektor rückgestreute Photonen mit Energien ρ von knapp über 0 (je nach Durchmesser des Kollimators) bis $\rho = 1$. Alle rückgestreuten Photonen, deren Energie einen bestimmten Mindestwert ρ_{min} übersteigt, werden gezählt. Wir erhalten so für jede Stellung der Polarisation eine Rate, mit der wir die Asymmetrie bestimmen können.

Zur Bestimmung der Asymmetrie muß die *relative* Stellung der Polarisationen der beiden Strahlen zueinander gewechselt werden. Man kann eine Asymmetrie bilden durch Umschalten der Elektronenpolarisation bei konstanter Photonenpolarisation oder umgekehrt. Der polarisationsabhängige Wirkungsquerschnitt ist dem Produkt $P_e P_\gamma$ beider Polarisationen proportional, es existiert keine paritätsverletzende Asymmetrie beim gleichzeitigen Umschalten beider Polarisationen (s. Abschn. 3.3).

Der Polarisationsmonitor hat nicht nur die Aufgabe, kontinuierlich den Polarisationsgrad P_e des Elektronenstrahls zu messen, sondern er soll insbesondere überwachen, inwieweit sich die Polarisationsgrade für die beiden Spinstellungen der

Elektronen unterscheiden, um falsche Asymmetrien in der Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung zu minimieren. Daher muß die Messung der Polarisation für beide Einstellungen des Elektronenspins getrennt durchgeführt werden, es muß also die Asymmetrie durch Umschalten der Laserpolarisation gebildet werden.

Betrachten wir eine Messung, bei der die Elektronenpolarisation P_e konstant gehalten und die Laserpolarisation zwischen $+P_\gamma$ und $-P_\gamma$ umgeschaltet wird. $+P_\gamma$ sei die Polarisation des Lichts bei parallelen Polarisationen. Wir nehmen hierbei an, daß sich der Polarisationsgrad (d.h. der Betrag der Polarisation) des Laserstrahls beim Umschalten nicht ändert. Dies können wir tun, weil die Polarisation des Lichts auf einfache Weise kontrolliert werden kann.

Wir erhalten dann folgende Raten für die beiden Polarisationseinstellungen des Lasers:

$$N^{\uparrow\uparrow} = L^{\uparrow\uparrow}(\sigma_0 + P_e P_\gamma \sigma_p) \quad (24)$$

$$N^{\uparrow\downarrow} = L^{\uparrow\downarrow}(\sigma_0 - P_e P_\gamma \sigma_p) \quad (25)$$

Hierbei stehen die $\sigma_{0,p}$ für die von ρ_{min} bis 1 integrierten differentiellen Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma_{0,p} = \int_{\rho_{min}}^1 \frac{d\sigma_{0,p}}{d\rho} d\rho \quad (26)$$

Mit $L^{\uparrow\uparrow}$, $L^{\uparrow\downarrow}$ werden die Luminositäten bei parallelen/antiparallelen Polarisationen bezeichnet. Die Luminosität gibt an, welche Streurrate bei gegebenem Wirkungsquerschnitt erwartet werden kann. Sie ist dem ankommenden Elektronenstrom und der Laserleistung proportional, außerdem hängt sie vom räumlichen Profil der beiden Strahlen im Wechselwirkungsbereich ab. Falls die Laserleistung oder die Lage des Strahls mit der Laserpolarisation korreliert schwankt, ergeben sich für beide Polarisationseinstellungen unterschiedliche Luminositäten.

Würde man mit den so gemessenen Raten die Compton-Asymmetrie $A_c = (N^{\uparrow\uparrow} - N^{\uparrow\downarrow})/(N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow})$ berechnen, so wäre diese nicht mehr allein dem Produkt der beiden Polarisationen $P_e P_\gamma$ proportional. Die mit den Spinstellungen korreliert schwankende Luminosität führt zu einer falschen Comptonasymmetrie. Es gibt aber einen Weg, die Raten für jede Spinstellung getrennt auf die jeweilige Luminosität zu normieren. Dafür betrachten wir den Verlauf der Asymmetrie in Abhängigkeit von der Energie (Abb. 16).

Die Asymmetrie ist für die höchste Energie maximal und verringert sich, geht man zu kleineren Energien. Bei einer Energie $\rho_0 = 1/(1+a)$ ist die Comptonasymmetrie $A_c = 0$ und kehrt für $\rho < \rho_0$ ihr Vorzeichen um. Bei der Streuung von 2.4 eV-Photonen an 855 MeV-Elektronen ist die Asymmetrie Null für $\rho_0 = 0.508$ bzw. $k_f = 13.3$ MeV. Zählt man die rückgestreuten Photonen, deren Energie in einem Bereich $\rho_0 - \delta_1, \dots, \rho_0 + \delta_2$ liegt, so daß für den polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_p(\rho_0) = \int_{\rho_0 - \delta_1}^{\rho_0 + \delta_2} \frac{d\sigma_p}{d\rho} d\rho = 0 \quad (27)$$

gilt, so ist ihre Zahl unabhängig von der Polarisation. Die Raten betragen dann:

$$\hat{N}^{\uparrow\uparrow} = L^{\uparrow\uparrow} \sigma_0(\rho_0)$$

$$\hat{N}^{\uparrow\downarrow} = L^{\uparrow\downarrow} \sigma_0(\rho_0)$$

$\sigma_0(\rho_0)$ ist der über den Bereich integrierte differentielle unpolarisierte Wirkungsquerschnitt. Aus den Verhältnissen

$$\frac{N^{\uparrow\uparrow}}{\hat{N}^{\uparrow\uparrow}} = \frac{\sigma_0 + P_e P_\gamma \sigma_p}{\sigma_0(\rho_0)} = Q^+ \quad (28)$$

$$\frac{N^{\uparrow\downarrow}}{\hat{N}^{\uparrow\downarrow}} = \frac{\sigma_0 - P_e P_\gamma \sigma_p}{\sigma_0(\rho_0)} = Q^- \quad (29)$$

kann man die folgende experimentelle Compton-Asymmetrie A_{exp}^c bilden, die nicht mehr von der Luminosität, insbesondere nicht von systematischen Änderungen beim Umschalten der Polarisation abhängig ist:

$$A_{exp}^c = \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+ + Q^-} \quad (30)$$

$$= P_e P_\gamma \frac{\sigma_p}{\sigma_0} \quad (31)$$

Die Polarisation des Elektronenstrahls ergibt sich somit nach:

$$P_e = \frac{A_{exp}^c \cdot \sigma_0}{P_\gamma \cdot \sigma_p} \quad (32)$$

Die Größen σ_0 , σ_p sind die über den oberen Teil des Photonenspektrums integrierten Wirkungsquerschnitte (Gl. (26)). Der Quotient beider Größen gibt an, wie hoch die über diesen Bereich gemittelte Asymmetrie ist, wenn beide Strahlen vollständig polarisiert wären.

Der Fehler in der Bestimmung der Elektronenpolarisation setzt sich aus den Einzelfehlern der vier eingehenden Größen zusammen:

$$\left(\frac{\delta P_e}{P_e}\right)^2 = \left(\frac{\delta A_{exp}^c}{A_{exp}^c}\right)^2 + \left(\frac{\delta P_\gamma}{P_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\delta \sigma_0}{\sigma_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta \sigma_p}{\sigma_p}\right)^2 \quad (33)$$

Der Beitrag $(\delta P_\gamma / P_\gamma)$ kommt aus der Genauigkeit der Kenntnis des Polarisationsgrades des Laserlichtes. Der Polarisationsgrad des Lichtes kann mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-3} gemessen werden.

Der Beitrag $(\delta \sigma_0 / \sigma_0)$ kommt aus der Genauigkeit in der Berechnung des integrierten unpolarisierten Wirkungsquerschnittes. Dieser Fehlerbeitrag hängt nur von der Genauigkeit der Energiekalibration ab. Es gilt dann:

$$\delta \sigma_0 = \frac{d\sigma_0}{d\rho_{min}} \delta \rho_{min}$$

Das gleiche gilt für die Genauigkeit in der Integration des polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnittes $(\delta \sigma_p / \sigma_p)$. Für den Beitrag der Ungenauigkeit der Kalibration zum Gesamtfehler der Elektronenpolarisation erhalten wir somit:

$$\left(\frac{\delta \sigma_0}{\sigma_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta \sigma_p}{\sigma_p}\right)^2 = \left\{ \left(\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma_0}{d\rho_{min}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sigma_p} \frac{d\sigma_p}{d\rho_{min}}\right)^2 \right\} \delta \rho_{min}^2$$

Der Wert der geschweiften Klammer hängt von der Wahl der Energieschwelle ρ_{min} ab. Je größer ρ_{min} ist, je schmaler also der Bereich, über den die Wirkungsquerschnitte integriert werden, desto größer ist der Wert der Klammer. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, daß für die Energieschwelle ein Wert von $\rho_{min} = 0.67$ für die Bestimmung der Elektronenpolarisation am günstigsten ist. Für diesen Wert beträgt der Wert der Klammer 2.6. Geht man über zu $\rho_{min} = 0.6$, so hat die Klammer den Wert 2.0, für $\rho_{min} = 0.7$ den Wert 3.0.

Der Polarisationsmonitor soll eine relative Genauigkeit von 1% innerhalb von 1000 h erreichen (s. Abschn. 2.2). Damit die Meßgenauigkeit der Elektronenpolarisation nicht zu sehr vom Fehler der Energieeichung beeinträchtigt wird, verlangt man, daß der hieraus resultierende Beitrag einen Wert von $(0.5\%)^2$ nicht übersteigt, so daß er eine Größenordnung unter dem statistischen Fehler bleibt. Daraus ergibt sich eine absolute Genauigkeit, mit der die Energieschwelle bekannt sein muß, von etwa $\delta\rho_{min} = 2 \cdot 10^{-3}$ bzw. 0.05 MeV bei 855 MeV-Elektronen und 2.4 eV-Photonen.

In dem Beitrag $\left(\delta A_{exp}^c / A_{exp}^c\right)$ zum Fehler in der Bestimmung von P_e ist die statistische Fluktuation der Zahl der rückgestreuten Photonen enthalten. Für diesen Beitrag gilt:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta A_{exp}^c}{A_{exp}^c}\right)^2 &= \left(\frac{2Q^+Q^-}{(Q^+ - Q^-)^2}\right)^2 \left\{ \left(\frac{\delta Q^+}{Q^+}\right)^2 + \left(\frac{\delta Q^-}{Q^-}\right)^2 \right\} \\ &= \frac{1}{4} \left(\frac{1 - A_{exp}^c}{A_{exp}^c}\right)^2 \left\{ \frac{1}{N^{\uparrow\uparrow}} + \frac{1}{N^{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{\hat{N}^{\uparrow\uparrow}} + \frac{1}{\hat{N}^{\uparrow\downarrow}} \right\} \quad (34) \end{aligned}$$

Um die zeitlichen Änderungen der Elektronenpolarisation überwachen zu können, soll der Polarisationsmonitor innerhalb von 15 min eine Genauigkeit von 3% erreichen. Unter der Voraussetzung, daß die übrigen Beiträge zum Fehler der Polarisationsmessung klein sind gegen den statistischen Fehler der Comptonasymmetrie, ergibt sich eine zum Erreichen dieser Genauigkeit erforderliche Gesamtzahl von nachgewiesenen Comptonphotonen aus dem oberen Energiebereich von ρ_{min} bis $\rho = 1$ (entsprechend 17.5 MeV bis 26.2 MeV bei 855 MeV-Elektronen und 2.4 eV-Photonen) von $N^{\uparrow\uparrow} + N^{\uparrow\downarrow} \geq 2 \cdot 10^3 A^{-2} \approx 5 \cdot 10^6$. Die hohe Zahl von Ereignissen innerhalb einer akzeptablen Meßzeit von 15 min zu erreichen, stellt hohe Anforderungen an die Rate und damit an die Luminosität.

Hierbei ist noch nicht berücksichtigt, daß die Messung der Comptonrückgestreuten Photonen nicht untergrundfrei ist. Aufgrund der Positionierung des Detektors in Verlängerung der Elektronenstrahlachse wird dieser immer auch von Brems-

strahlungsquanten getroffen. Durch die Berücksichtigung eines unpolarisierten Untergrundes wird die erforderliche Anzahl der nachzuweisenden Comptonphotonen um einen Faktor von (Anh. B)

$$N_{ges}^U = N_{ges} \left(1 + \frac{2}{R} \right)$$

erhöht. Hierbei gibt R das Signal-Untergrund-Verhältnis an, d.h. das Verhältnis der Rate an Comptonphotonen zur Rate an Bremsstrahlungsphotonen. Ein Signal-Untergrund-Verhältnis von 1:1 erhöht die erforderliche Gesamtzahl von Comptonphotonen auf das dreifache, ein Signal-Untergrund-Verhältnis von 1:3 würde bereits die siebenfache Anzahl nachgewiesener Comptonphotonen erfordern.

4.3 Statistischer Gütefaktor

Im letzten Abschnitt haben wir gesehen, daß die Elektronenpolarisation P_e aus der gemessenen Comptonasymmetrie A_{exp} bestimmt wird. Die gemittelte Asymmetrie A_0^c war hierbei:

$$A_0^c = \frac{\int_{\rho_{min}}^1 \frac{d\sigma_p}{d\rho} d\rho}{\int_{\rho_{min}}^1 \frac{d\sigma_0}{d\rho} d\rho} \quad (35)$$

Da die theoretische Asymmetrie $A(\rho) = (d\sigma_p/d\rho)/(d\sigma_0/d\rho)$ zu kleineren Energien hin abfällt, wird die gemittelte Asymmetrie A_0^c kleiner, je breiter man den Energiebereich wählt, in welchem man die gestreuten Photonen aufsummiert. Andererseits wird dabei die Anzahl nachgewiesener Photonen größer. Es gilt nun, den Energiebereich, über den integriert werden soll, zu optimieren, um die Messung der Polarisation in der kürzest möglichen Zeit durchführen zu können. Dazu wird in diesem Abschnitt der statistische Fehler in der Comptonasymmetrie in Abhängigkeit von den relevanten Parametern berechnet. Dies erlaubt die Angabe eines statistischen Gütefaktors, der ein Maximum bei den Parametern hat, die die kürzeste Meßzeit zur Erlangung der statistischen Genauigkeit in der Messung der Elektronenpolarisation erlauben.

Zur Berechnung des statistischen Fehlers können wir folgende Näherungen einführen:

$$N^{\uparrow\uparrow} \approx N^{\uparrow\downarrow} = N = LT \int_{\rho_{min}}^1 \frac{d\sigma_0}{d\rho} d\rho$$

$$\hat{N}^{\uparrow\uparrow} = \hat{N}^{\uparrow\downarrow} = \hat{N} = LT \int_{\rho_0-\delta}^{\rho_0+\delta} \frac{d\sigma_0}{d\rho} d\rho$$

N und $\hat{N}$ sind hierbei keine Raten, sondern die Gesamtzahl von Ereignissen für eine Polarisationsrichtung, die während der Meßzeit T bei einer Luminosität L aufgenommen werden. Wir erhalten dann für den statistischen Fehler der experimentellen Asymmetrie :

$$\left(\frac{\delta A_{exp}}{A_{exp}} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{A_{exp}^2(\lambda, \rho_{min})} \left\{ \frac{1}{N(\lambda, \rho_{min})} + \frac{1}{\hat{N}(\lambda, \delta)} \right\} \quad (36)$$

$$= \frac{1}{2LT} \left\{ \frac{1}{FOM} + \frac{1}{C} \right\} \quad (37)$$

wobei $(1 - A_{exp}^2)^2 \approx 1$ benutzt wurde.

Die in Gl.(37) eingeführte neue Funktion ist der statistische Gütefaktor (englisch: *Figure Of Merit*, FOM). Er gibt an, mit welchen Parametern eine Messung am schnellsten zu einer bestimmten statistischen Genauigkeit führt. In unserem Falle hängt der Gütefaktor von der Laserwellenlänge λ und der Energieschwelle ρ_{min} ab:

$$FOM(\lambda, \rho_{min}) = \frac{\left[\int_{\rho_{min}}^1 \frac{d\sigma_p}{d\rho} d\rho \right]^2}{\int_{\rho_{min}}^1 \frac{d\sigma_0}{d\rho} d\rho} (P_e P_\gamma)^2 \quad (38)$$

Der statistische Gütefaktor hat die Dimension des Wirkungsquerschnitts. Man erkennt, daß sowohl die Elektronenpolarisation als auch die Polarisation der Photonen quadratisch in die Meßzeit eingehen. Während im Experiment eine Elektronenpolarisation von $P_e = 80\%$ angestrebt wird, kann eine Polarisation der Photonen von $P_\gamma \approx 100\%$ erreicht werden.

In Abb. 19 ist die *FOM* gegen die Wellenlänge und die Energieschwelle für $P_e P_\gamma = 0.8$ aufgetragen. Abb. 20 zeigt einen Schnitt durch die *FOM*-Fläche

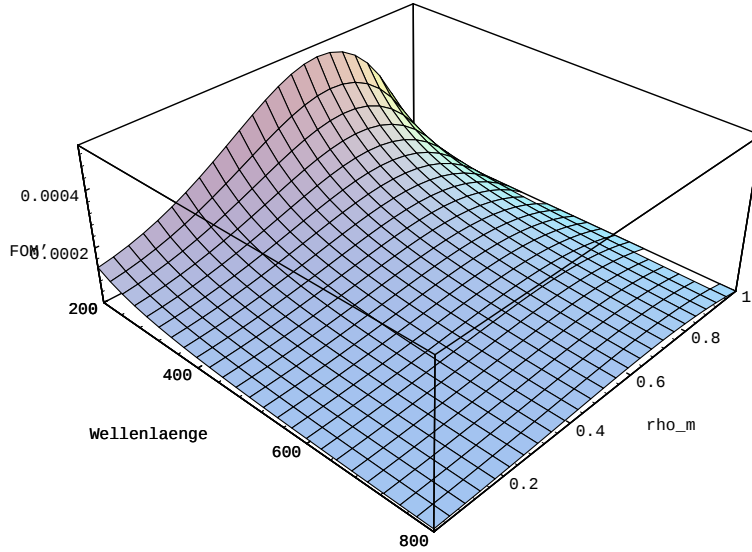


Abbildung 19: Statistischer Gütefaktor FOM in Abhängigkeit von λ und ρ_{min} für $P_e P_\gamma = 0.8$. Die Wellenlänge ist von links nach vorne im Bereich von 200 nm bis 800 nm aufgetragen, am rechten Rand ist die Energieschwelle von 0 bis 1 aufgetragen. Die FOM ist dargestellt im Bereich von 0 bis 0.55 mb.

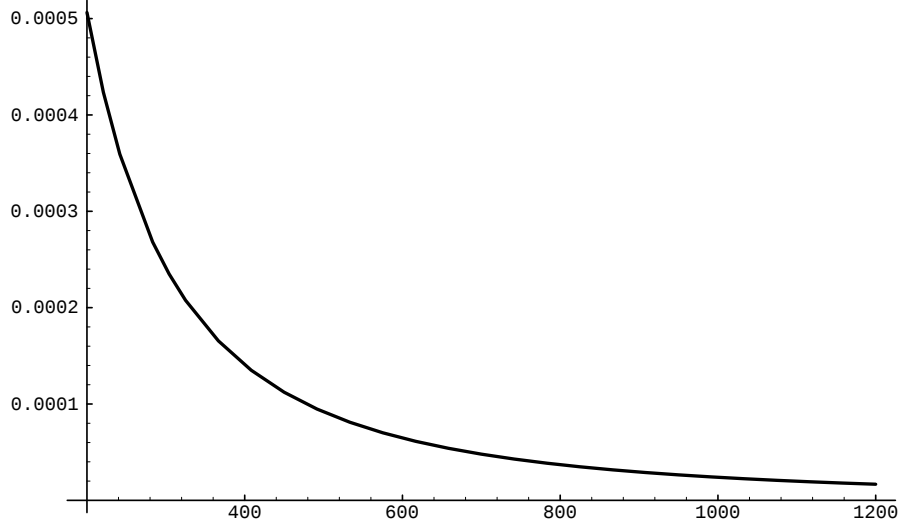


Abbildung 20: Schnitt durch die (λ, ρ_{min}) -Ebene für $\rho_{min} = 0.67$. Nach rechts ist die Laserwellenlänge λ im Bereich von 200 nm bis 1200 nm aufgetragen, nach oben die FOM in barn. Die FOM wächst mit kleinerer Wellenlänge immer stärker an.

bei $\rho=0.67$. Man erkennt, daß die statistische Güte der Messung zu kleineren Wellenlängen hin stetig zunimmt. Der Grund hierfür liegt darin, daß die Asymmetrie mit kleiner werdender Wellenlänge λ stärker ansteigt, als der Wirkungsquerschnitt abfällt. Dagegen hat die *FOM* für alle Wellenlängen ein Maximum bei einer optimalen Energieschwelle.

Abb. 21 zeigt einen Schnitt durch die Ebene für die Wellenlänge $\lambda = 514 \text{ nm}$ (Ar^+ -Laser). Das Maximum der Gütefunktion liegt bei $\rho_{min} = 0.67$. Die Lage des Maximums verschiebt sich über den betrachteten Wellenlängenbereich von 200 nm, ..., 1200 nm um weniger als 1% in ρ_{min} .

Der in Gleichung (37) definierte statistische Gütefaktor vergleicht die relevanten Versuchsparameter unter der Bedingung, daß der Fluß ankommender Photonen konstant ist, also die Laserleistung mit kleiner werdender Wellenlänge zunimmt. Um eine Antwort auf die Frage zu erhalten, welche Wellenlänge bei gleicher Laserleistung günstiger ist, muß die statistische Güte der Versuchsparameter bei konstanter Laserleistung verglichen werden. Hierzu kann man einen modifizier-

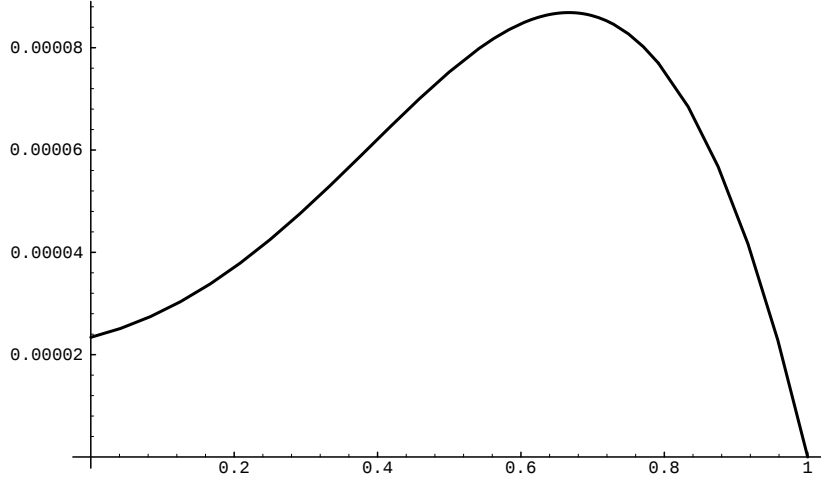


Abbildung 21: Schnitt durch (λ, ρ_{min}) -Ebene für $\lambda = 514.5 \text{ nm}$. Nach rechts ist die Energieschwelle ρ_{min} aufgetragen, nach oben die FOM. Das Maximum liegt bei $\rho_{min} = 0.67$. Die statistische Güte beträgt dort $FOM = 8.7 \cdot 10^{-5} b$.

ten statistischen Gütefaktor definieren, der den Rückgang der Photonenzahl bei zunehmender Laserenergie berücksichtigt:

$$FOM' = FOM(\lambda, \rho_{min}) \Big|_{P_L = \text{const}} = \lambda \cdot FOM(\lambda, \rho_{min}) \quad (39)$$

Abb. 22 zeigt den modifizierten statistischen Gütefaktor FOM' aufgetragen gegen die Laserwellenlänge und die Energieschwelle für $P_e P_\gamma = 0.8$. In der Abb. 23 ist ein Schnitt durch die (λ, ρ_{min}) -Ebene für die optimale Energieschwelle von $\rho_{min} = 0.67$ dargestellt. Man erkennt, daß der Verlauf der modifizierten Gütefunktion FOM' zwar deutlich flacher ist, als derjenige der FOM . Trotzdem nimmt auch bei konstanter Laserleistung die statistische Güte mit zunehmender Laserwellenlänge ab.

Mit dem statistischen Gütefaktor läßt sich die kürzeste Zeit berechnen, die man benötigt, um eine gewisse statistische Genauigkeit zu erhalten. Wir betrachten hierzu wieder den unmodifizierten Gütefaktor FOM .

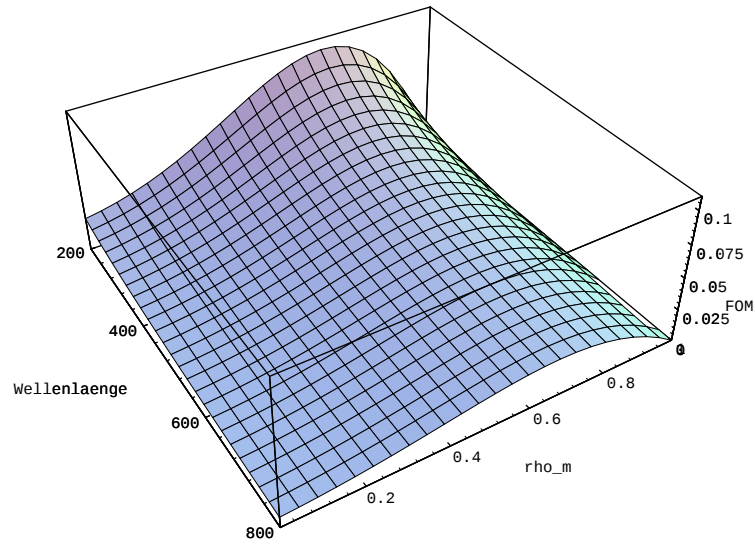


Abbildung 22: Modifizierter statistischer Gütefaktor FOM' in Abhängigkeit von λ und ρ_{min} für $P_e P_\gamma = 0.8$. Die Wellenlänge ist von links nach vorne im Bereich von 200 nm bis 800 nm aufgetragen, am unteren Rand ist die Energieschwelle von 0 bis 1 aufgetragen. Die FOM' ist dargestellt im Bereich von 0 bis $0.1 \text{ b} \cdot \text{nm}$.

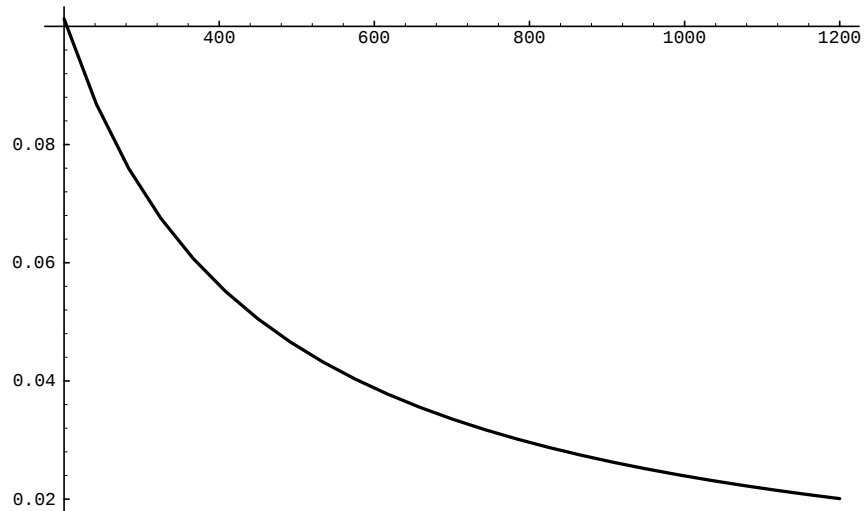


Abbildung 23: Schnitt durch die (λ, ρ_{min}) -Ebene für $\rho_{min} = 0.67$. Nach rechts ist die Laserwellenlänge λ im Bereich von 200 nm bis 1200 nm aufgetragen, nach oben die FOM' in $\text{b} \cdot \text{nm}$. Der Verlauf des modifizierten Gütefaktors FOM' ist deutlich flacher als der Verlauf der FOM .

Für die benötigte gesamte Meßzeit $T_{tot} = 2 \cdot T$ in Abhängigkeit vom Gütefaktor erhalten wir damit:

$$\begin{aligned} T_{tot} &= \frac{1}{L \left(\frac{\delta A_{exp}}{A_{exp}} \right)^2} \left\{ \frac{1}{FOM} + \frac{1}{C} \right\} \\ &\approx \frac{2}{L \left(\frac{\delta A_{exp}}{A_{exp}} \right)^2 FOM} \end{aligned} \quad (40)$$

In der Größe C sind die Ereignisse aus dem polarisationsunabhängigen Energiefenster um ρ_0 enthalten, die zur Überwachung der Luminosität der Comptonstreuung dienen. Die Breite dieses Energiebereichs ist frei wählbar, solange man darauf achtet, daß der über diesen Bereich integrierte polarisationsabhängige Wirkungsquerschnitt $\sigma_p(\rho_0) = 0$ ist (Gl.(27)); somit kann aber C unabhängig von ρ_{min} angepaßt werden. Am günstigsten ist es, die Breite dieses Energiefensters so zu wählen, daß die Ereignisrate in beiden Energiefenstern gleich groß ist. In diesem Falle gilt dann $FOM = C$ und die statistische Ungenauigkeit ist von beiden Raten gleichermaßen bestimmt. Hierzu müssen die rückgestreuten Photonen mit Energien von etwa $\rho = 0.2$ bis $\rho = 0.7$, d.h. 5 MeV bis 18 MeV gezählt werden.

Die entsprechende Gesamtzahl Ereignisse N_{tot} beträgt:

$$N_{tot} = 2 \cdot \frac{1}{\left(\frac{\delta A_{exp}}{A_{exp}} \right)^2 \cdot A_0^2 (P_e P_\gamma)^2} \quad (41)$$

Die erforderliche Meßzeit wächst quadratisch mit der geforderten statistischen Genauigkeit. Sie hängt im wesentlichen ab von:

- dem unpolarisierten diff. Wirkungsquerschnitt $d\sigma_0/d\rho$;
- der Energieschwelle der rückgestreuten Photonen ρ_{min} ;
- der integrierten Asymmetrie A_0 ;
- dem Produkt der Polarisationen der beiden Strahlen $P_e P_\gamma$. Diese vier Größen sind im Gütefaktor berücksichtigt;
- der Luminosität L .

Um eine Abschätzung für die erforderliche Meßzeit geben zu können, muß nun untersucht werden, wie die Luminosität bei der Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Laserstrahl von den gewählten Parametern, wie z.B. Strahlstrom oder Kreuzungswinkel zwischen beiden Strahlen, abhängt.

4.4 Luminosität

Die Luminosität L eines Experiments ist ein Maß für die Meßdauer, die man zur Untersuchung einer Streureaktion benötigt, da sie die Verbindung zwischen der gemessenen Reaktionsrate R und dem Wirkungsquerschnitt σ herstellt:

$$R = L \cdot \sigma \quad (42)$$

In einem einfachen Modell können wir annehmen, daß sich sowohl Elektronen als auch Photonen auf parallelen Bahnen innerhalb eines Querschnitts A bewegen und sich gegenseitig durchdringen. Für die Luminosität der Streuung der Photonen an den Elektronen ergibt sich aus diesem Modell:

$$L = \frac{N_{e^-} N_L l}{A c} \quad (43)$$

N_{e^-} , N_L sind die Elektronen- bzw. Photonenrate, l ist die Länge des Bereichs, in dem sich die Strahlen durchdringen. Die ankommenden Raten betragen:

$$N_{e^-} = \frac{I_{e^-}}{e} \quad (44)$$

$$N_L = \frac{P_L \lambda}{2\pi \hbar c} \quad (45)$$

Hierbei sind I_{e^-} ist der DC -Strom des Beschleunigers, e die Elementarladung, P_L die Leistung des Lasers und λ die Wellenlänge des Lichts.

Die Emittanz $\mathcal{E}$ eines Strahls ist definiert als Produkt seines Radius σ und seiner Winkeldivergenz ϵ :

$$\mathcal{E} = \sigma \cdot \epsilon \quad (46)$$

In unserem Modell wäre die Emittanz für beide Strahlen Null, da wir die Bahnen der Teilchen als parallel angenommen haben, also $\epsilon = 0$. In der Realität aber haben alle Teilchenstrahlen eine endliche Emittanz, weil sie ein bestimmtes, von Null verschiedenes Phasenraumvolumen einnehmen. Somit hat jeder Strahl eine

gewisse Divergenz, die nur durch Vergrößern des Radius verringert werden kann. Andererseits kann durch Vergrößern der Divergenz der Strahldurchmesser verringert werden.

Ein reeller Strahl wie der Mainzer Elektronenstrahl besitzt ein gaußförmiges Profil: Trägt man die Flußdichte gegen den Abstand von der Strahlachse auf, erhält man eine Gaußkurve. Daraus folgt, daß der Radius nicht eindeutig gegeben ist. Wir definieren den Radius σ als den Abstand von der Achse, an dem die Dichte auf $1/e$ des Maximums abgefallen ist. Verbindet man die Punkte, für die dies gilt, erhält man die Einhüllende des Strahls.

Wird der Strahl fokussiert, so zeigen die Einhüllenden einen hyperbelförmigen Verlauf. Für den Radius $\sigma(z)$ eines in z -Richtung verlaufenden Strahls gilt:

$$\sigma^2(z) = \sigma_0^2 \cdot \left(1 + \frac{z^2}{Z^2}\right) \quad (47)$$

An der Stelle $z = 0$ befindet sich die engste Stelle im Strahlquerschnitt, der sog. „Waist“ (oder Strahltaille) mit Radius σ_0 . Der Waist unterscheidet sich vom Fokus dadurch, daß letzterer einen ideellen Punkt auf der Strahlachse darstellt, während der Waist die physikalisch vorhandene engste Stelle im Querschnitt des Strahls ist. Die Position des Waists eines Strahls kann sich leicht von der des Fokus unterscheiden.

Die Rayleighlänge Z gibt den Abstand vom Waist an, bei dem die Querschnittsfläche auf das Doppelte angewachsen ist. Je kleiner Z ist, desto schneller wächst der Querschnitt nach dem Waist wieder an. Desto größer ist demnach die Winkeldivergenz ϵ . Diese erhält man, wenn man sich das Verhalten des Radius σ für große Abstände vom Waist anschaut. Für $z \rightarrow \infty$ wächst der Radius nämlich linear mit z . Die Divergenz ϵ ist definiert als der Winkel zwischen der Einhüllenden und der Strahlachse bei großen Abständen:

$$\tan \epsilon = \sigma(z)/z = \sigma_0/Z \quad (48)$$

In die Berechnung der Emittanz eines Gaußschen Strahls geht der Radius des Waists σ_0 ein. Es gilt somit:

$$\mathcal{E}_{Gauß} = \sigma_0 \cdot \epsilon \quad (49)$$

Die Emittanz des an *MAMI* produzierten Elektronenstrahls beträgt [Fin95]:

$$\begin{array}{ll} \text{horizontal: } \mathcal{E}_e^{hor} &= 8 \pi \cdot 10^{-9} \text{ m rad} \\ \text{vertikal: } \mathcal{E}_e^{ver} &= 0.5 \pi \cdot 10^{-9} \text{ m rad} \end{array}$$

Die Emittanz eines Lasers ist durch Beugungseffekte nach unten hin begrenzt auf einen Wert von:

$$\mathcal{E}_L = \lambda/4\pi$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge des Lasers. Für einen Ar^+ -Laser ($\lambda = 514.5 \text{ nm}$) ergibt sich damit eine minimale Emittanz von $\mathcal{E}_L = 13 \pi \cdot 10^{-9} \text{ m rad}$. Bei diesem Wert handelt es sich jedoch um eine untere Grenze. In der Praxis haben Laserstrahlen eine um den Faktor ≈ 2 schlechtere Emittanz.

Betrachten wir den Idealfall, daß sich Elektronen- und Laserstrahl so überlappen, daß ihre Strahlachsen übereinander liegen und der longitudinale Verlauf beider Strahlen gleich ist, d.h. die Waists beider Strahlen an derselben Stelle liegen und ihre Rayleighlänge gleich ist ($Z_e = Z_L$). Dann erhalten wir die maximal mögliche Luminosität L_∞ [Ceb95]:

$$L_\infty = \frac{N_e - N_L}{c} \frac{1}{\mathcal{E}_e + \mathcal{E}_L} \quad (50)$$

Bei einem Strahlstrom von $I_e = 20 \mu\text{A}$, einer Laserwellenlänge von $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ und einer Laserleistung von $P_L = 10 \text{ W}$ ergibt sich mit den Emittanzen $\mathcal{E}_e^{hor} = 8 \pi \cdot 10^{-9} \text{ m rad}$, $\mathcal{E}_L = \lambda/4\pi$ eine maximale Luminosität $L_\infty = 16.33 \text{ kHz/b}$.

Der Index ∞ soll andeuten, daß diese Luminosität für einen unendlich langen Überlappbereich berechnet ist. Im Experiment können diese Bedingungen nicht realisiert werden. Die tatsächlich erreichbare Luminosität wird durch mehrere Faktoren vermindert:

- der Bereich, in dem sich die Strahlen überlappen, ist durch die örtlichen Gegebenheiten eingeschränkt;
- die Strahlen sind nicht optimal aufeinander abgestimmt, d.h. ihre Rayleighlängen sind nicht gleich;

- beide Strahlen laufen nicht exakt parallel, sondern weisen einen Kreuzungswinkel α_c auf.

Wir wollen nun den Einfluß dieser Effekte auf die erreichbare Luminosität untersuchen.

4.4.1 Endliche Länge der Wechselwirkungszone

Eine Einschränkung für die experimentelle Luminosität L_{exp} ergibt sich aus dem zur Verfügung stehenden Raum, in dem die Strahlen überlappen können. Sei l die Länge des Überlappbereichs. Wir betrachten den Fall, daß die Strahlen aufeinander abgestimmt sind ($Z_e = Z_L$) und keinen Kreuzungswinkel haben ($\alpha_c = 0$). Der Waist der beiden Strahlen befinde sich in der Mitte der Überlappzone.

Für die experimentelle Luminosität gilt in diesem Fall:

$$L_{exp} = L_{\infty} \cdot \frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{l}{2Z_R} \right) \quad (51)$$

Abb. 24 stellt den Zusammenhang graphisch dar. Aufgetragen ist der Anteil der innerhalb einer gewissen Länge l tatsächlich enthaltenen Luminosität L_{exp} . Die Wechselwirkungslänge l ist dabei normiert auf das Doppelte einer Rayleighlänge Z_R . Man erkennt den starken Anstieg der Luminosität bei kleinen Längen, bei größeren Werten wächst die Luminosität nur noch langsam. Für $l = 6Z_R$ sind bereits 80% der maximalen Luminosität erzielt, durch weiteres Vergrößern der Wechselwirkungszone läßt sich die Luminosität nur noch wenig steigern. Das Diagramm zeigt weiterhin, daß 50% der maximalen Luminosität innerhalb einer Rayleighlänge um den Waist beider Strahlen konzentriert sind.

Im allgemeinen wird die zur Verfügung stehende Länge für den Überlapp von Elektronen- und Photonenstrahl durch den experimentellen Aufbau vorgegeben sein. Da in die Berechnung der Luminosität die Länge immer im Verhältnis zur Rayleighlänge eingeht, kann man die Luminosität dadurch erhöhen, daß man die Rayleighlängen verkleinert, also die Strahlen stärker fokussiert.

4.4.2 Verstimmung der Rayleighlängen

Die Luminosität ist dann maximal, wenn die Strahlen aufeinander abgestimmt sind, d.h. wenn beide dieselbe Rayleighlänge haben. Dann haben sie denselben longitudinalen Verlauf, die Querschnitte beider Strahlen wachsen gleichermaßen.

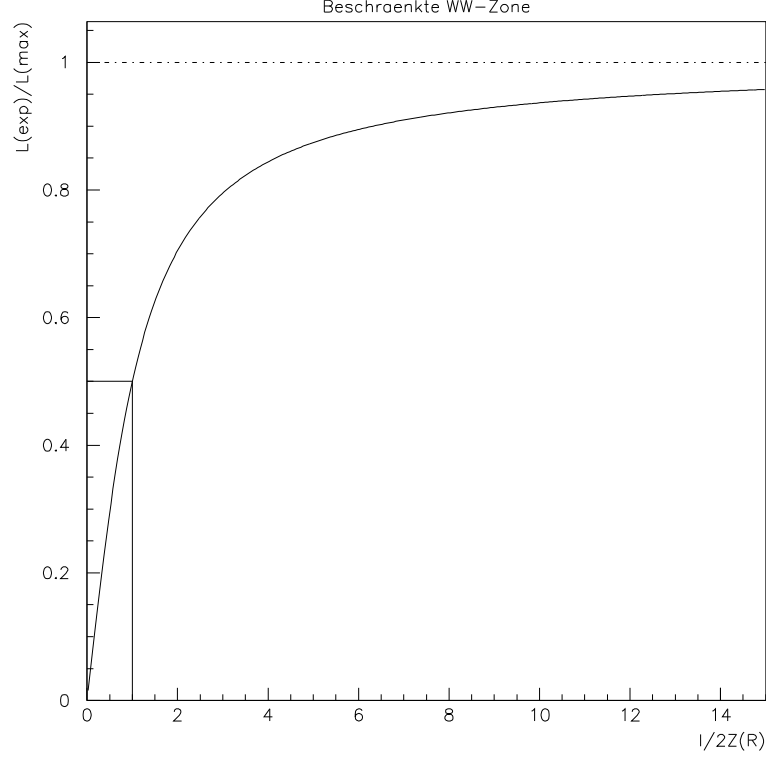


Abbildung 24: *Reduktion der Luminosität durch endliche Länge des Wechselwirkungsbereichs. Aufgetragen ist das Verhältnis L_{exp}/L_{∞} gegen die normierte Länge $l/2Z_R$ des WW-Bereichs. Für $l = 2Z_R$ werden 50% der maximalen Luminosität L_{∞} erreicht.*

Sind die Rayleighlängen der beiden Strahlen unterschiedlich, dann wächst der Querschnitt des einen Strahls gegenüber dem des anderen zu schnell an, die Fluß-dichte des einen Strahls sinkt schneller ab, als es bei abgestimmten Strahlen der Fall wäre. Die Folge ist ein Verlust an Luminosität.

Wir setzen im folgenden voraus, daß die Waists beider Strahlen am selben Ort liegen und der Kreuzungswinkel Null beträgt. Dann gilt für unendlich langen Überlapp:

$$L_{\infty}\left(\frac{Z_e}{Z_L}\right) = \frac{N_e - N_L}{c} \frac{1}{\sqrt{\mathcal{E}_e^2 + \mathcal{E}_L^2 + \left(\frac{Z_e}{Z_L} + \frac{Z_L}{Z_e}\right) \mathcal{E}_e \mathcal{E}_L}}$$

$$L_{\infty}(R) = L_{\infty} \frac{\mathcal{E}_e + \mathcal{E}_L}{\sqrt{(\mathcal{E}_e + \mathcal{E}_L)^2 + \frac{(R-1)^2}{R} \mathcal{E}_e \mathcal{E}_L}} \quad \left| \quad R = \frac{Z_e}{Z_L} \right.$$

$$L_{\infty}(R) = L_{\infty} \frac{\frac{\mathcal{E}_L}{\mathcal{E}_e} + 1}{\sqrt{\left(\frac{\mathcal{E}_L}{\mathcal{E}_e} + 1\right)^2 + \frac{(R-1)^2}{R} \frac{\mathcal{E}_L}{\mathcal{E}_e}}} \quad (52)$$

Ein realistischer Wert für das Verhältnis der Emittanzen ist $\mathcal{E}_L/\mathcal{E}_e \approx 4$. Damit wird klar, daß die Luminosität für nicht zu große Verstimmungen nur schwach von R abhängt. Für ein Verhältnis der Emittanzen von $R = 3$ erhält man beispielsweise eine Reduktion der Luminosität von 10%.

Für den Fall kleiner Verstimmungen $R \approx 1$ läßt sich die obige Beziehung approximieren zu:

$$\frac{L_{\infty}(R)}{L_{\infty}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{(R-1)^2}{R} \frac{\mathcal{E}_e \mathcal{E}_L}{(\mathcal{E}_e + \mathcal{E}_L)^2} + \mathcal{O} \left(\left(\frac{(R-1)^2}{R} \right)^2 \right)$$

Die Abnahme der Luminosität hängt für $R \approx 1$ quadratisch von der Verstimmung $R - 1$ ab.

Betrachten wir nun wieder den Fall, daß für die Wechselwirkungszone eine endliche Länge zur Verfügung steht. Wir erhalten dann für die Luminosität die folgende Beziehung:

$$L_{exp}(R) = L_{\infty}(R) \cdot \frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{l}{2Z_R} \sqrt{\frac{1 + \frac{\mathcal{E}_L}{\mathcal{E}_e} R}{1 + \frac{\mathcal{E}_L}{\mathcal{E}_e} / R}} \right) \quad (53)$$

Man erkennt, daß Gl. (51) durch einen Term modifiziert ist, der von dem Verhältnis der Emittanzen und dem Verhältnis der Rayleighlängen der beiden Strahlen abhängt. Es zeigt sich, daß für ein Verhältnis der Emittanzen von $\mathcal{E}_L/\mathcal{E}_e > 1$ der Verlust an Luminosität nicht so stark ausfällt, wenn man auch $R = Z_e/Z_L > 1$ wählt. Falls nicht sichergestellt werden kann, daß die Strahlen gut aufeinander abgestimmt sind, so ist es günstiger, den Strahl mit der schlechteren Emittanz stärker zu fokussieren.

4.4.3 Einfluß des Kreuzungswinkels α_c

Es ist anschaulich klar, daß die Luminosität abnehmen muß, wenn Elektronen- und Laserstrahl nicht parallel laufen, sondern sich an ihrem Waist mit dem Winkel

α_c kreuzend durchstoßen. Für den Fall, daß die Divergenzen der beiden Strahlen klein gegen den Kreuzungswinkel α_c sind, gilt für die Luminosität:

$$L(\alpha_c) = L_\infty (\mathcal{E}_e + \mathcal{E}_L) \frac{1}{\sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_L^2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1 + \cos \alpha_c}{\sin \alpha_c} \quad (54)$$

Die Abhängigkeit der Luminosität von α_c ist in Abb. 25 für zwei verschiedene Waistdurchmesser dargestellt. Das Verhältnis zwischen tatsächlich erhaltener und maximal möglicher Luminosität $L(\alpha_c)/L_\infty$ ist gegen den Kreuzungswinkel α_c aufgetragen. Als Beispiel wurden folgende Werte für die Waistdurchmesser gesetzt:

- a) $\sigma_e = 0.16 \text{ mm}$, $\sigma_L = 0.31 \text{ mm}$
- b) $\sigma_e = 0.08 \text{ mm}$, $\sigma_L = 0.16 \text{ mm}$

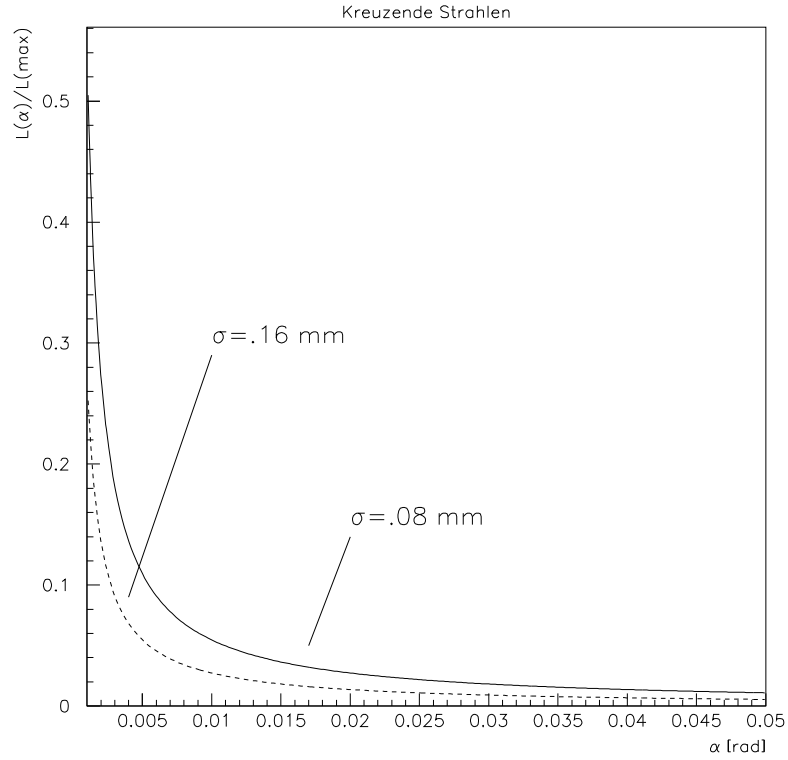


Abbildung 25: Abhängigkeit der Luminosität vom Kreuzungswinkel α_c . Aufgetragen ist das Verhältnis L_{exp}/L_∞ gegen α_c im Bereich von 1 bis 50 mrad für zwei verschiedene Waistdurchmesser. Je kleiner der Waistdurchmesser desto kleiner der Verlust an Luminosität.

Den Kurven liegt die Emittanz des *MAMI*-Elektronenstrahls $\mathcal{E}_e = 8 \pi \cdot 10^{-9}$ m rad und eine Laserstrahlemittanz von $\mathcal{E}_L = 30 \pi \cdot 10^{-9}$ m rad zugrunde. In dem Diagramm erkennt man, daß die Luminosität sehr sensitiv auf den Winkel ist. Bereits bei einem Kreuzungswinkel von 5 mrad ist die Luminosität auf nur noch 5 – 10% des maximalen Wertes L_∞ abgefallen. Die Luminosität ist dabei den Strahldurchmessern entgegengesetzt proportional.

4.5 Meßzeit bei verschiedenen Parametern

In den folgenden Tabellen sind verschiedene Parameter angegeben, mit denen man in einer angestrebten Meßzeit von 15 min die in der Tabelle aufgeführten Genauigkeiten erreichen kann. Die Meßzeit von 15 min entspricht der Dauer eines sogenannten „Miniruns“ im A4-Experiment.

Unter der Annahme, daß die Elektronenpolarisation während des Experiments stabil bleibt, ergibt eine Messung der Polarisation in 15 min auf 10% über die gesamte Experimentierdauer des A4-Experiments von ca. 1000 h eine Genauigkeit von 0.16%. Da aber bekannt ist, daß sich die Polarisation des Elektronenstrahls aufgrund von Alterungseffekten der Kathodenkristalle in der Strahlquelle zeitlich ändert, wird eine höhere Genauigkeit der Polarisationsmessung innerhalb der Meßdauer eines Miniruns von 15 min angestrebt.

Tabelle 1 gibt die Parameter für den idealen Fall an, daß der Detektor keinem Strahlungsuntergrund ausgesetzt ist, Tabelle 2 gibt die Parameter für den rea-

T_{mess}	$\delta P_e/P_e$	λ [nm]	L [kHz/b]	P_L [W]	N_c [kHz]	$S : N$
15 min	10%	1064.2	10.50	11.2	2.52	1:0
15 min	10%	514.5	2.56	5.7	0.61	1:0
15 min	10%	363.8	1.33	4.2	0.31	1:0
15 min	5%	1064.2	40.20	45.0	10.10	1:0
15 min	5%	514.5	10.25	22.7	2.42	1:0
15 min	5%	363.8	5.31	16.6	1.24	1:0
15 min	3%	1064.2	116.7	125	28.1	1:0
15 min	3%	514.5	28.48	63.1	6.73	1:0
15 min	3%	363.8	14.75	46.2	3.44	1:0
15 min	1%	1064.2	1050.2	1124	252.5	1:0
15 min	1%	514.5	256.3	567	60.6	1:0
15 min	1%	363.8	132.7	415	30.9	1:0

Tabelle 1: *Erforderliche Parameter zum Erreichen verschiedener Genauigkeiten bei Annahme einer untergrundfreien Messung. In der vorletzten Spalte ist die erforderliche Rate N_c an Comptonrückgestreuten Photonen im Energiebereich von $\rho_{min} = 0.67$ bis 1 angegeben, um die angestrebte Genauigkeit innerhalb von 15 min zu erhalten. Die hierzu erforderliche Luminosität L des Comptonpolarimeters und die notwendige Laserleistung P_L sind in der vierten und fünften Spalte angegeben.*

listischen Fall einer Untergrundrate im Comptonenergiebereich von 5 MeV bis 27 MeV von 12.0 kHz, entsprechend einer gesamten Untergrundrate von 40.5 kHz an (s. Abschnitt 5.2.2).

Den Tabellen sind folgende Werte zugrunde gelegt:

Elektronenenergie:	$E_e = 855 \text{ MeV}$
Strahlstrom:	$I_e = 20 \mu\text{A}$
Elektronenpolarisation:	$P_e = 80\%$
Laserpolarisation:	$P_\gamma = 100\%$
Emittanz Elektronenstrahl:	$\mathcal{E}_e = 8 \pi \cdot 10^{-9} \text{ m rad}$
Emittanz Laserstrahl:	$\mathcal{E}_L = 30 \pi \cdot 10^{-9} \text{ m rad}$
Rayleighlänge:	$Z_e = Z_L = 1 \text{ m}$
Länge Wechselwirkungszone:	$l = 2 \text{ m}$

T_{mess}	$\delta P_e/P_e$	$\lambda [\text{nm}]$	$L [\text{kHz/b}]$	$P_L [\text{W}]$	$N_c [\text{kHz}]$	$S : N$
15 min	10%	1064.2	28.76	30.7	6.90	1.15
15 min	10%	514.5	12.71	28.3	3.03	0.50
15 min	10%	363.8	8.97	28.3	2.09	0.35
15 min	5%	1064.2	68.30	76.5	17.16	2.86
15 min	5%	514.5	28.52	63.2	6.73	1.12
15 min	5%	363.8	19.39	60.6	4.53	0.75
15 min	3%	1064.2	154.4	165	37.2	6.2
15 min	3%	514.5	54.85	122	12.96	2.16
15 min	3%	363.8	35.89	112	8.37	1.40
15 min	1%	1064.2	1080.0	1175	264.0	44
15 min	1%	514.5	299.7	663	70.9	12
15 min	1%	363.8	172.4	539	40.1	6.7

Tabelle 2: Erforderliche Parameter zum Erreichen verschiedener Genauigkeiten unter Berücksichtigung des auf $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom extrapolierten Strahlungsuntergrundes von 12 kHz im Energiebereich von $\rho = 0.2$ bis $\rho = 1$ ($\hat{=}$ 5 MeV bis 27 MeV bei $\lambda = 514.5 \text{ nm}$). In der vorletzten Spalte ist die erforderliche Rate N_c an Comptonrückgestreuten Photonen im Energiebereich von $\rho_{min} = 0.67$ bis 1 angegeben, um die angestrebte Genauigkeit innerhalb von 15 min zu erhalten. Die hierzu erforderliche Luminosität L des Comptonpolarimeters und die notwendige Laserleistung P_L sind in der vierten und fünften Spalte angegeben. In der letzten Spalte ist das Signal-Untergrund-Verhältnis $S : N$ angegeben, wobei die Untergrundrate mit der Comptonrate im Energiebereich von $\rho = 0.2$ bis 1 ins Verhältnis gesetzt wird.

5 Testaufbau und Messungen

Im Rahmen der Diplomarbeit wurden Vorstudien zum Konzept einer Messung der Elektronenstrahlpolarisation an *MAMI* durch Comptonstreuung von zirkular polarisierten Photonen an den Elektronen des Strahls durchgeführt. Hierzu wurde in der Experimentierhalle der A3-Kollaboration ein Testaufbau errichtet.

Ein Hauptaugenmerk lag dabei auf der Frage nach dem Strahlungsuntergrund am Ort des Detektors. Der Strahlungsuntergrund beeinträchtigt die Effektivität der Polarisationsmessung, weil ein verschlechtertes Signal-Rausch-Verhältnis die Meßdauer verlängert (Anhang B). Der Untergrund besteht in erster Linie aus Bremsstrahlung aus der Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Restgas in der Strahlführung, Synchrotronstrahlung spielt bei der *MAMI*-Energie und den in der Strahlführung verwendeten Magnetfeldern nur eine untergeordnete Rolle. Eine weiterer Bestandteil des Untergrunds sind geladene Teilchen.

In einem ersten Experiment wurde versucht, von einem am Institut vorhandenen Argonionenlaser stammende Photonen am Elektronenstrahl streuen zu lassen.

5.1 Testaufbau

5.1.1 Magnetische Schikane

Da Laserstrahl und Elektronenstrahl in der Interaktionsregion unter sehr kleinem Winkel zueinander laufen müssen, kann der Laserstrahl nur hinter einem ablenkenden elektronenoptischen Element, wie zum Beispiel einem Dipol, in die Strahlführung eingekoppelt werden. Darüber hinaus müssen die rückgestreuten Comptonphotonen wieder räumlich vom Elektronenstrahl getrennt werden. Weil die longitudinale Komponente der Polarisation im A4-Experiment vermessen werden soll, muß die Interaktionsregion entweder parallel oder senkrecht zur Strahlachse im A4-Experiment angeordnet sein, da dann der Rotationswinkel des Spins bei der im Experiment angestrebten Energie von 855 MeV gerade parallel zur Strahlachse ist. Die oben angeführten Umstände schränken einen möglichen Standort für ein Comptonpolarimeter ein. In Abb. 26 ist eine Schemazeichnung der *MAMI*-Strahlführung wiedergegeben. Die im Prinzip einzig mögliche Wechselwirkungszone für die in dieser Arbeit beschriebenen Testmessungen befindet sich zwischen dem letzten Dipol in der SFA3-Strahlführung und der A4-Halle.

Für die hier beschriebenen Messungen wurde der Strahl anstatt in die A3-Halle durch ein Dipolpaar auf den sog. Strahlführungsdump (*SF Dump*) gelenkt. Die Detektion des Untergrunds erfolgte in Geradeausrichtung in der A3-Halle. Das Laserlicht für die erste Testmessung mit Licht wurde ebenfalls von der A3-Halle

aus dem Elektronenstrahl überlagert. Während der Testmessungen war es wegen des BaF_2 -Kalorimeters und des optischen Aufbaus nicht möglich, den Strahl weiter in die A4-Halle zu führen. Für das Compton-Polarimeter im A4-Experiment ist der Aufbau einer Magnetschikane aus vier im Institut vorhandenen Dipolen in der A3-Halle vorgesehen.

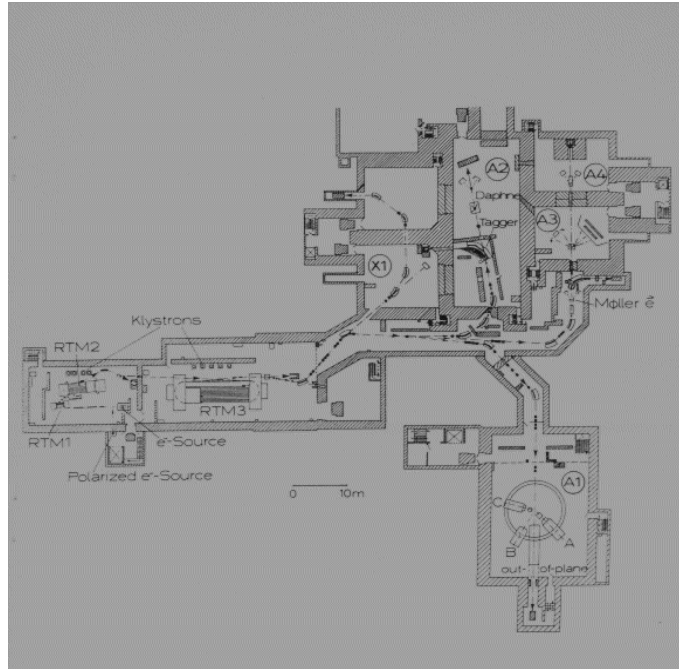


Abbildung 26: Schemazeichnung der MAMI Strahlführung.

Das erste Dipolpaar in der Schikane für die Testmessungen biegt den von der letzten Stufe des Mikrotrons (*RTM3*) kommenden Elektronenstrahl in Richtung der Experimentierhallen A3 und A4, der darauffolgende zweite Dipol biegt den Strahl auf den *SF Dump*. Das gerade Stück zwischen beiden Dipolen hat eine Länge von ca. 6 m. Die Entfernung zum Kalorimeter betrug ca. 15 m.

Zur Überwachung und Einstellung der Elektronenstrahlposition und -richtung wurde an zwei Stellen ein Zinksulfid-Leuchtschirm eingebaut. Der erste Leuchtschirm wurde in das sog. Möllerpolarimeter eingebaut und konnte mit der vorhandenen Verfahrenseinrichtung in den Strahl eingefahren werden. Für den zweiten Leuchtschirm wurde strahlabwärts, unmittelbar vor dem *SF-Dump*-Dipolpaar ein Scanner eingebaut und mit einem Leuchtschirm versehen. Die beiden Leuchtschirme befanden sich in einem Abstand von etwa 4 m. Sie wurden mit Video-Kameras überwacht und waren so angebracht, daß man gleichzeitig sowohl den Elektro-

nenstrahl als auch den Laserstrahl beobachten und damit den Überlapp beider Strahlen einstellen konnte.

5.1.2 Das BaF_2 -Kalorimeter

Zum Nachweis der Teilchen wurde ein Kalorimeter aus 7 szintillierenden BaF_2 -Kristallen verwendet. Die Kristalle befanden sich in Strahlrichtung etwa 2 m hinter dem Einkoppelfenster (siehe Abb. 30) und wurden uns freundlicherweise von R. Novotny und H. Stroehrer von der TAPS-Kollaboration aus Gießen zur Verfügung gestellt. Die wichtigsten Eigenschaften von BaF_2 sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt [PF94, Wei91, Nov92]:

Strahlungslänge	X_0	2.05 cm	
Molière-Radius	R_M	3.4 cm	
Energieverlust (mip)	dE/dx	6.6 MeV/cm	
Zerfallszeit	τ_1	0.7 ns	
	τ_2	620 ns	
Wellenlänge	λ_1	220 nm	
	λ_2	310 nm	
Lichtausbeute		2000 Phot./MeV	schnelle Komponente

Die BaF_2 -Kristalle sind hexagonal geschnitten, jeder Kristall ist 20 cm lang (entsprechend $9.75 X_0$) und hat eine Schlüsselweite von 5.2 cm. Sieben Kristalle wurden zu einer Wabenstruktur aus einem zentralen und sechs Randkristallen zusammengesetzt. Der kleinste Durchmesser des Kristallaufbaus beträgt 15.6 cm oder 4.6 Molièreradien, wobei der zentrale Detektor auf der Elektronstrahlachse aufgebaut wurde.

Um geladene Teilchen vom übrigen Spektrum unterscheiden zu können, wurden direkt vor dem BaF_2 -Kalorimeter zwei Čerenkovdetektoren aus 2 cm dicken Plexiglasblöcken aufgebaut. Die Signale aus den Čerenkovdetektoren wurden mit Photomultipliern ausgelesen, diskriminiert und konnten optional als Veto zum Trigger zugeschaltet werden. Bei einer Strahlungslänge von $X_0=34.4$ cm wird erwartet, daß etwa 7% der einfallenden Photonen zu geladenen Teilchen im Plexiglas konvertieren und nachgewiesen werden. Im verwendete Einkoppelfenster aus 1 cm dickem BK7 (siehe unten) konvertieren ebenfalls etwa 7% der einkommenden Photonen zu geladenen Teilchen.

Die Kristalle wurden mit Photomultipliern des Typs 9954QB der Firma EMI ausgelesen. Die Kristalle sind in acht Lagen Teflonfolie und einer Lage Aluminium eingepackt. Zur optischen Kopplung der Photomultiplirröhre an den Kristall wurde Siliconöl verwendet. Photomultiplier und Kristall wurden mit schwarzem Schrumpfschlauch lichtdicht verpackt [Nov90].

Eine Schwierigkeit bei der Energieeichung der BaF_2 -Kalorimetersignale bestand darin, daß im interessierenden Energiebereich zwischen 15 MeV und 25 MeV keine Präparate mit entsprechenden γ -Energien zur Verfügung stehen. In einem Vorexperiment wurde erfolglos versucht, die 15 MeV-Linie von ^{12}C durch Resonanzfluoreszenz nachzuweisen. In den hier beschriebenen Messungen wurden allerdings die ^{60}Co - γ -Linien (1.173 MeV, 1.333 MeV und Koinzidenzlinie von 2.506 MeV) zur Energieeichung und relativen Kalibration benutzt und die Energieeichung auf den Bereich bis 25 MeV extrapoliert. Wegen des begrenzten dynamischen Bereichs der verwendeten ADC's (10 bit kurze Komponente/11 bit lange Komponente) ist die absolute Genauigkeit in der Energieeichung sowie die relative Kalibration der 7 BaF_2 Detektoren auf etwa 40% begrenzt.

Die Photomultipliersignale wurden auf zwei verschiedene Weisen weiterverarbeitet. Die eine Weise bestand darin, die in den Detektor gelangten Ereignisse mit einer gewissen minimalen Energie zu zählen. Hierzu wurden die Photomultipliersignale über Diskriminatoren in Zähler gegeben. Wir verwendeten drei Leading-Edge-Diskriminatoren, die jeweils auf eine andere Schwelle in der schnellen Komponente der BaF_2 -Signale eingestellt waren. Die drei Energieschwellen betrugen 17, 22 und 27 MeV. Sie wurden so gewählt, um verschiedene Bereiche des erwarteten Rückstreupektrums auszuwählen. Die oberste Schwelle liegt knapp über der höchsten Rückstreuenergie, die niedrigste liegt gerade bei 70% dieses Wertes, entsprechend der optimalen Schwelle, bei der der statistische Gütefaktor maximal wird (vgl. Abschn. 4.3). Die Schwellen wurden anhand der Oszilloskopsignale von Photonen aus einem ^{60}Co Präparat eingestellt, wobei über die Signalforn der schnellen BaF_2 -Komponente sichergestellt wurde, daß der verwendete Photomultiplier noch im linearen Bereich arbeitete.

Die Signale der Photomultiplier wurden mittels ladungsintegrierender ADC's gewandelt. Getriggert wurde dabei auf das Signal des zentralen Kristalls. Um die beiden Komponenten des BaF_2 -Signals getrennt zu konvertieren, wurde mit zwei unabhängigen ADC's mit unterschiedlichen ADC-Gatelängen von 75 ns bzw. 10 μs gemessen. Abbildung 27 stellt das Blockschaltbild der Aufnahmeelektronik dar.

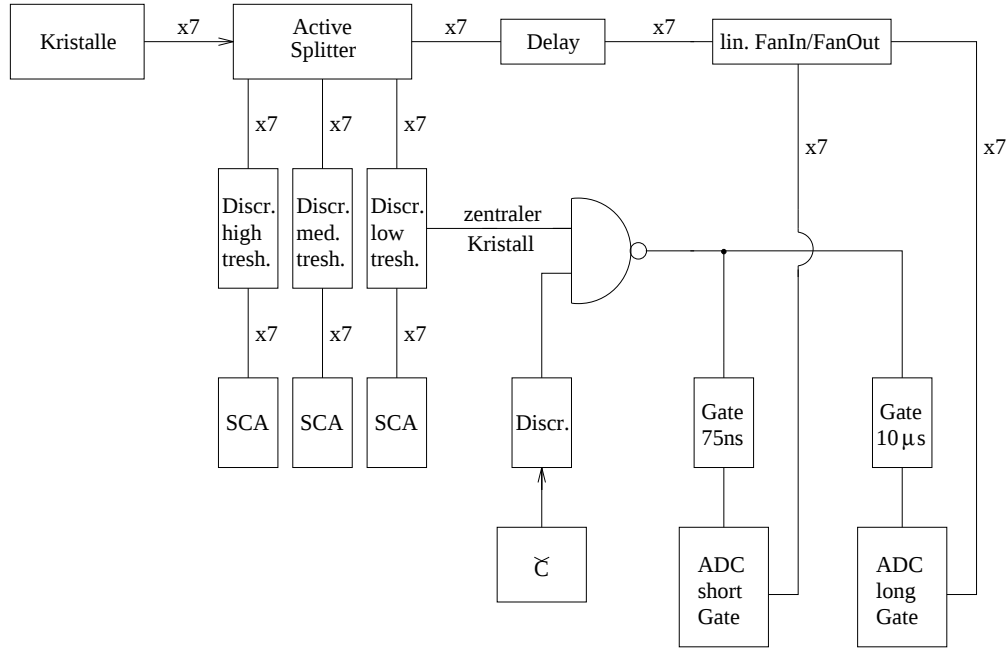


Abbildung 27: Blockschaltbild der Datenaufnahmeelektronik

5.1.3 Optischer Aufbau

Als Lichtquelle diente ein Ar^+ -Laser der Firma Coherent, Modell Innova 400 – 25. Dieser Laser wird in unserer Kollaboration hauptsächlich zur Entwicklung einer schnellen gepulsten Laserquelle für MAMI benützt. Er steht in einem Laborraum, der 120 m vom Strahlplatz entfernt ist. Um das Licht zum Strahlplatz zu transportieren, verwendeten wir daher eine Multimode-Quarzfaser. Eine Multimode-Faser hat den Nachteil, daß der aus ihr austretende Strahl nicht mehr beugungsbegrenzt ist, also mit einer größeren Emittanz aus der Faser tritt. Dagegen können in diese Faser wesentlich größere Laserleistungen eingekoppelt und transportiert werden, als dies bei einer Monomode-Faser erreicht werden kann. Für das Comptonrückstreuxperiment benötigten wir eine einzelne der vom Laser ausgesandten Linien. Um eine thermische Überbelastung der Faser zu vermeiden, wurden die anderen Linien noch vor dem Einkoppeln in die Faser mit Hilfe eines Glasprismas ausgeblendet.

Der Laser hat eine maximale Ausgangsleistung von 25 W (multiline). Der Laserstrahl hat am Ausgang einen Radius (1σ) von $\sigma_L = 0.48 \text{ mm}$ und eine Divergenz von $\epsilon_L = 0.2 \text{ mrad}$. Somit ergibt sich eine Emittanz von $\mathcal{E}_L = 30 \pi \cdot 10^{-9} \text{ m rad}$. Hinter der Multimode-Faser betrug die Emittanz allerdings nur noch etwa $\pi \cdot 10^{-6} \text{ m rad}$.

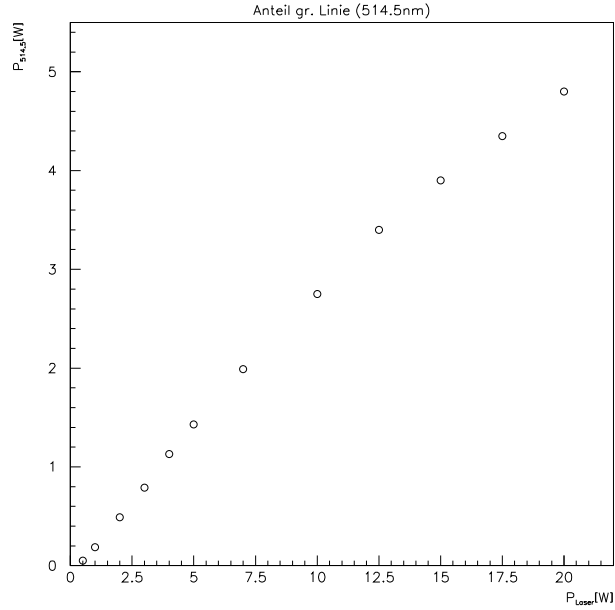


Abbildung 28: *Abgestrahlte Leistung in der grünen Linie bei 514 nm gegen gesamte abgestrahlte Leistung. Die Leistung der grünen Linie wurde mit einem Powermeter unter Verwendung einer Aufweitungslinse gemessen.*

Die Ausgangsleistung des Lasers verteilt sich auf mehrere Linien. Mit einem Prisma aus SF10-Glas wurden die spektralen Bestandteile des Lichtstrahls räumlich getrennt. Bei einer Ausgangsleistung von 50 mW ist nur die blaue Linie bei 488 nm sichtbar. Ab ca. 200 mW setzt die grüne 514 nm-Linie ein. Bei einem Watt Ausgangsleistung waren vier Linien zu erkennen, von denen die beiden stärksten die blaue Argonlinie bei 488.0 nm und die grüne Linie bei 514.5 nm waren. Bei hoher Leistung strahlte der Laser sechs Linien im Sichtbaren aus. Mit einem nach dem Bolometerprinzip arbeitenden Powermeter wurden die Intensitäten der einzelnen Linien bei verschiedenen Ausgangsleistungen vermessen.

$P_L [\text{W}]$	0.5	1.0	2.0	3.0
$P_{458 \text{ nm}} [\text{mW}]$	16	58	150	132
$P_{488 \text{ nm}} [\text{mW}]$	177	210	263	313
$P_{497 \text{ nm}} [\text{mW}]$	64	127	240	340
$P_{514 \text{ nm}} [\text{mW}]$	49	185	490	790

Die Summe der in den einzelnen Linien gemessenen Leistungen ist wegen Reflexionsverlusten an den optischen Komponenten und an einer bei hoher Ausgangslei-

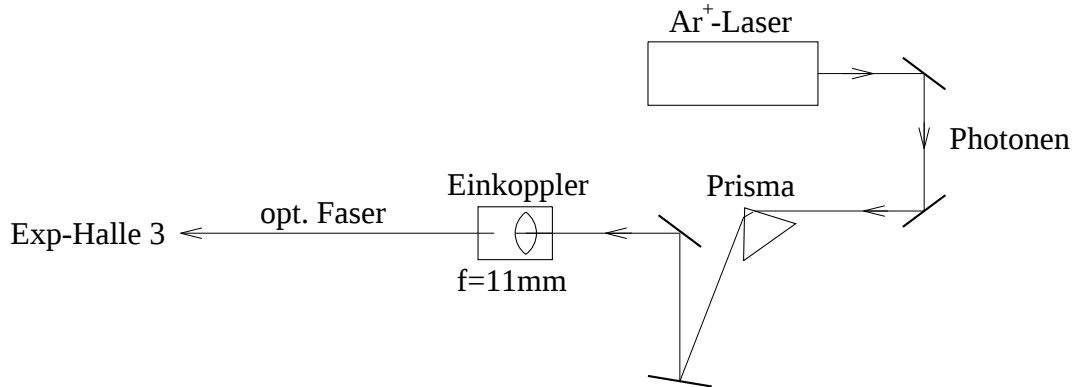


Abbildung 29: *Optischer Aufbau zum Einkoppeln des Laserstrahls in die Faser*

stung zum Schutz des Powermeters erforderlichen Zerstreuungslinse geringer als die angegebene Gesamtleistung. Ohne Zerstreuungslinse wurden (bei niedriger Ausgangsleistung) Leistungen gemessen, die in der Summe ca. 90% des Ausgangswertes ergaben.

Abbildung 28 zeigt den Zusammenhang zwischen der gesamten Ausgangsleistung des Lasers und der Leistung bei 514.5 nm. Es zeigte sich, daß die Stärke der grünen Linie bei steigender Ausgangsleistung zunächst überproportional anwächst. Ab einer Leistung von ca. 1.2 W strahlt der Laser die grüne Linie am stärksten aus. Bei höheren Leistungen schwächt sich der Anstieg wieder ab zugunsten von neu-einsetzenden Linien. Eine maximale Leistung von 4.8 W wurde bei 20.0 W Laserleistung erreicht.

Der eigentliche optische Aufbau auf der Laserseite bestand aus dem bereits erwähnten Prisma, zwei dielektrischen Spiegeln und dem Einkoppeltisch zum Einkoppeln des Lichts in die Faser (Abb. 29). Bei dem Prisma handelte es sich um ein 60°-Prisma aus SF10-Glas mit einem Brechungsindex von $n = 1.73$ und Abbé-Zahl von $V_d = 29$. Der optimale Einschußwinkel dieses Prismas beträgt 60°, ebenso wie der Brewsterwinkel. Der Lichtweg zur Faser betrug ca. 1 m, diese Entfernung war ausreichend, um die einzelnen Linien gut voneinander trennen zu können.

Auf das Prisma folgten zwei dielektrische Spiegel von 1" Durchmesser. Die Spiegel haben bis zu einem Einfallswinkel von 45° eine Reflektivität von mehr als 99%. Sie waren auf Halterungen montiert, die sich in zwei Achsen bewegen ließen. Zwei Spiegel sind nötig, um die vier Freiheitsgrade der Geraden im Raum abdecken zu können. Beim Einkoppeln von Licht in eine Faser ist man sehr empfindlich nicht

nur auf den Ort, sondern auch auf den Winkel, mit dem man auf die Faser trifft. Es ist daher notwendig, den Laserstrahl parallel verschieben zu können.

Die Faser wird zum Einkoppeln in eine Halterung eingespannt, die sich auf einem mittels Mikrometerschrauben verfahrbaren Teil des Einkoppeltisches befindet. Auf einem zweiten, unbeweglichen Teil des Tisches befindet sich die Halterung für die Einkoppellinse. Als Einkoppellinse verwendeten wir eine beschichtete asphärische Linse von 11 mm Brennweite der Fa. Thorlabs. Die Numerische Apertur der Linse von 0.25 war der der Faser angepaßt.

Als Lichtleiter verwendeten wir eine Multimode-Quarzfaser AS 25/125 UVA der Firma Fiberware von ca. 200 m Länge. Die Faser hat einen Kerndurchmesser von $25\mu\text{m}$ und einen Claddingdurchmesser von $125\mu\text{m}$. Die Numerische Apertur der Faser beträgt 0.22. Bei dem von uns transportierten Licht von 514.5 nm hat sie einen Abschwächungsfaktor von 11 dB/km , auf 200 m Entfernung umgerechnet bedeutet dies eine Abschwächung von $I/I_0 = 0.60$. Von entscheidender Bedeutung für die Transmission des Lichts ist die Güte der Endflächen der Faser. Diese müssen zum einen sehr glatt sein und zum anderen genau senkrecht auf der Faser stehen. Mit Hilfe eines Mikroskops wurden die Endflächen der Faser kontrolliert.

Die folgende Tabelle gibt Auskunft über die von uns gemessenen Transmissionen. Wir erreichten bei hoher Leistung einen Wert von 30%. Die Leistungen wurden mit dem Powermeter ohne Zerstreuungslinse vor dem Einkoppler ($P_{514\text{ nm}}$) und am Strahlplatz nach der Auskoppellinse (P_{A3}) gemessen:

P_L [W]	$P_{514\text{ nm}}$ [W]	P_{A3} [W]
1.0	0.36	0.17
8.0	4.2	1.6
20.0	8.9	2.6

In der Experimentierhalle wurde ein zweiter optischer Aufbau eingerichtet (Abb. 30), mit dem das Laserlicht in die Strahlführung eingeschossen werden konnte. Das aus der Faser kommende Licht wurde mit Hilfe eines dem Einkoppeltisch identischen Mikrometertisches mit der gleichen asphärischen Linse von $f = 11\text{ mm}$ ausgekoppelt. Der Auskoppeltisch stand ca. 15 cm neben dem Vakuumfenster der Strahlführung, die Faser zeigte in dieselbe Richtung wie die Strahlführung. Mittels zweier hochreflektierender dielektrischer 1"-Spiegel, die beweglich angebracht waren, wurde der Laserstrahl in die Strahlführung umgelenkt. Das Vakuumfenster bestand aus einer Glasscheibe aus beschichtetem BK7-Glas, der lichte Durchmesser des Fensters betrug 3 cm.

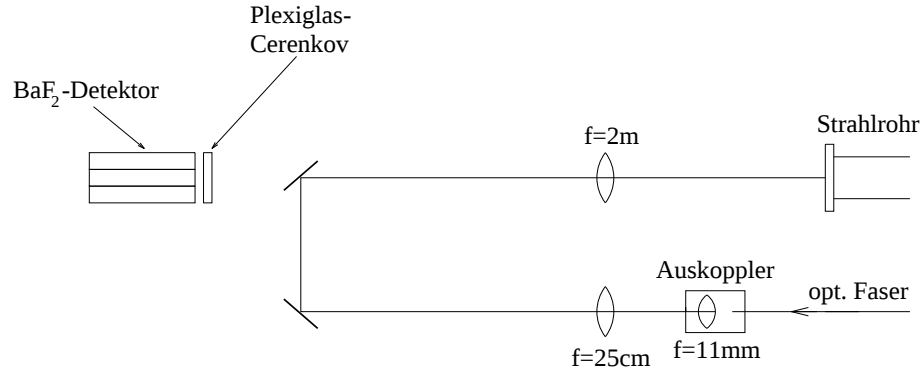


Abbildung 30: *Optischer Aufbau am Strahlplatz zum Einschluß des aus der Faser kommenden Laserlichts in die Strahlführung. Links oben ist der Detektor zu erkennen.*

Zwischen Auskoppellinse und Vakuumfenster befand sich ein Teleskop aus zwei Konvexlinsen mit Brennweiten von $f_1 = 25 \text{ cm}$ und $f_2 = 2 \text{ m}$. Die erste Linse befand sich 27 cm hinter der Auskoppellinse, die zweite Linse in 1.8 m Entfernung direkt vor dem Vakuumfenster. Das Teleskop wurde benötigt, um den Strahl über die große Entfernung von 15 m zum Møllerpolarimeter fokussieren zu können. Das Teleskop weitet den aus der Faser kommenden Strahl auf und verkleinert so dessen Divergenz. Mit diesem Teleskop erreichten wir auf den beiden Zinksulfidschirmen am Møllerpolarimeter Strahlflecken von 9 mm Durchmesser.

5.2 Messung des Strahluntergrundes

5.2.1 Messung seitlich der Strahlführung

In einer ersten Messung wurde die Untergrundstrahlung gemessen, die bei Strahlbetrieb in der Nähe der Strahlführung herrscht. Hierzu wurde der BaF_2 -Detektor in der Experimentierhalle direkt unter dem Strahlrohr aufgestellt. Die Entfernung des zentralen Kristalls zum Strahlrohr betrug 15 cm.

Durch das Strahlrohr wurden Makropulse von $600\,\mu\text{s}$ Länge mit einer Pulsrepetitionsrate von 141 Hz gesandt. Der Pulsstrom betrug $0.5\,\mu\text{A}$. Abbildung 31 zeigt das ADC-Spektrum der Summe der kurzen Komponenten aller sieben Kristalle. Die Integrationszeit betrug 60 ns. Getriggert wurde auf den mittleren Kristall, zusätzlich wurde bei der Auswertung ein Schnitt auf Ereignisse gesetzt, deren Maximum im mittleren Kristall lag.

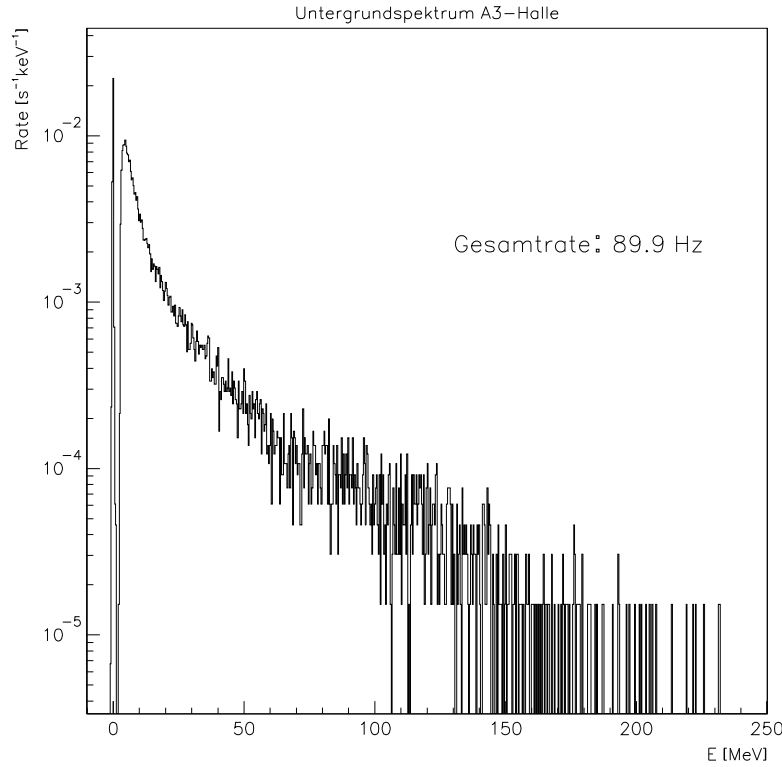


Abbildung 31: *Spektrum des Untergrunds seitlich des Strahlrohrs. Die absolute Rate ist gegen die Energie der den Detektor treffenden Teilchen aufgetragen. Das Spektrum wurde bei einem mittleren Strom von $42\,\text{nA}$ aufgenommen. Extrapoliert auf $20\,\mu\text{A}$ ergibt sich eine Gesamtrate von $42.5\,\text{kHz}$.*

Die Diskriminatorschwelle lag bei 80 mV. Aus dem Vergleich mit den am Oszilloskop gemessenen Pulshöhen der Cobaltquelle erhält man eine Energieschwelle von 2.5 MeV in Übereinstimmung mit dem ADC-Spektrum. Die den Kalorimeter treffende Gesamtrate betrug 89.9 Hz. Für die beim A4-Experiment angestrebte Stromstärke von $20 \mu\text{A}$ ergibt sich eine Untergrundbelastung von 42.5 kHz.

Der oberste Kristall, der dem Strahlrohr am nächsten war, wurde von der höchsten Rate an Untergrundteilchen getroffen. Die unteren Nachbarn sahen eine wesentlich niedrigere Rate, was den Schluß zuläßt, daß es sich bei dem gefundenen Untergrund um Bremsstrahlung der Elektronen am Restgas in der Strahlführung bzw. um Bremsstrahlung der Elektronen des Strahlhalos an den Strahlführungselementen handelt. Die gemessenen Raten sind in Abbildung 32 dargestellt.

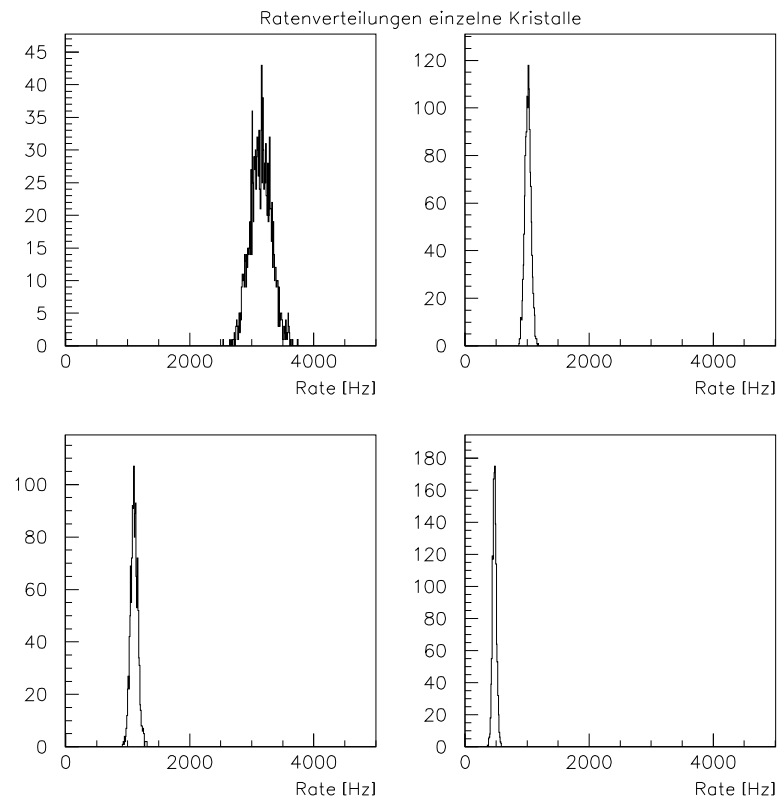


Abbildung 32: Untergrundbelastung der verschiedenen Kristalle. Das erste Bild zeigt die auf 1 s normierte Ratenverteilung des Kristalls, der am nächsten zum Strahlrohr aufgebaut war. Die Entfernung zum Strahlrohr betrug 9.5 cm, die mittlere Untergrundrate betrug 3.1 kHz. Bei einer Entfernung von ca. 12.5 cm wurde eine Rate von 1.1 kHz, bei ca. 18 cm von 450 Hz gemessen. Die Raten wurden bei niedriger Schwelle gemessen.

5.2.2 Messung in Verlängerung der Strahlachse

In einer weiteren Strahlzeit wurde der Elektronenstrahl auf den *SF-Dump* umgelenkt und die BaF_2 -Kristalle in der A3-Halle aufgestellt. Dies erlaubte die Messung des Untergrundes von ungeladenen Teilchen, die in Geradeausrichtung durch den Elektronenstrahl erzeugt werden. Der Strahlstrom betrug dabei $0.5 \mu A$. Abb. 33 zeigt ein Spektrum von einem ^{60}Co -Präparat, mit dem die Kristalle geeicht wurden. Es wurde eine Auflösung der Cobaltlinien von 4.9% gemessen.

Abb. 34 zeigt das geeichte Summenspektrum des gemessenen Untergrundes in Strahlrichtung, bei dem die ADC-Werte der sieben Kristalle summiert wurden.

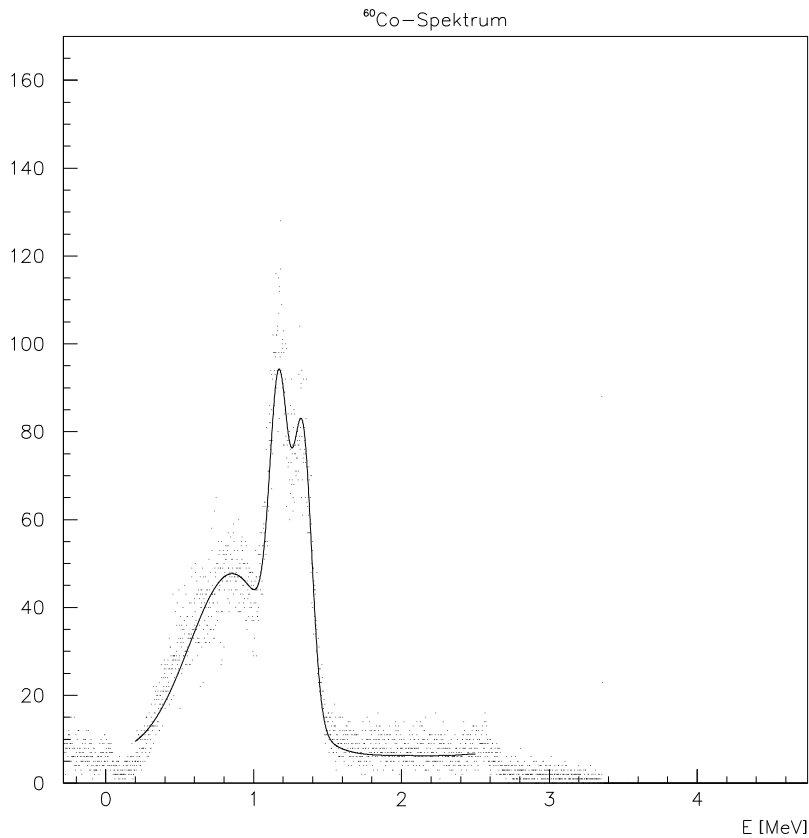


Abbildung 33: *ADC-Spektrum der ^{60}Co -Eichquelle, aufgenommen mit dem zentralen BaF_2 -Kristall bei $5 \mu s$ Integrationszeit. Es sind die beiden Emissionslinien des Cobalt bei 1.173 MeV und 1.333 MeV sowie im Ansatz die Koinzidenzlinie bei 2.506 MeV zu erkennen. Zur Eichung der Kristalle wurde an die Daten eine Funktion angepaßt, die einen dem Cobaltspektrum ähnlichen Verlauf hat. Die mit Hilfe der Anpassung ermittelte Auflösung beträgt 4.9%.*

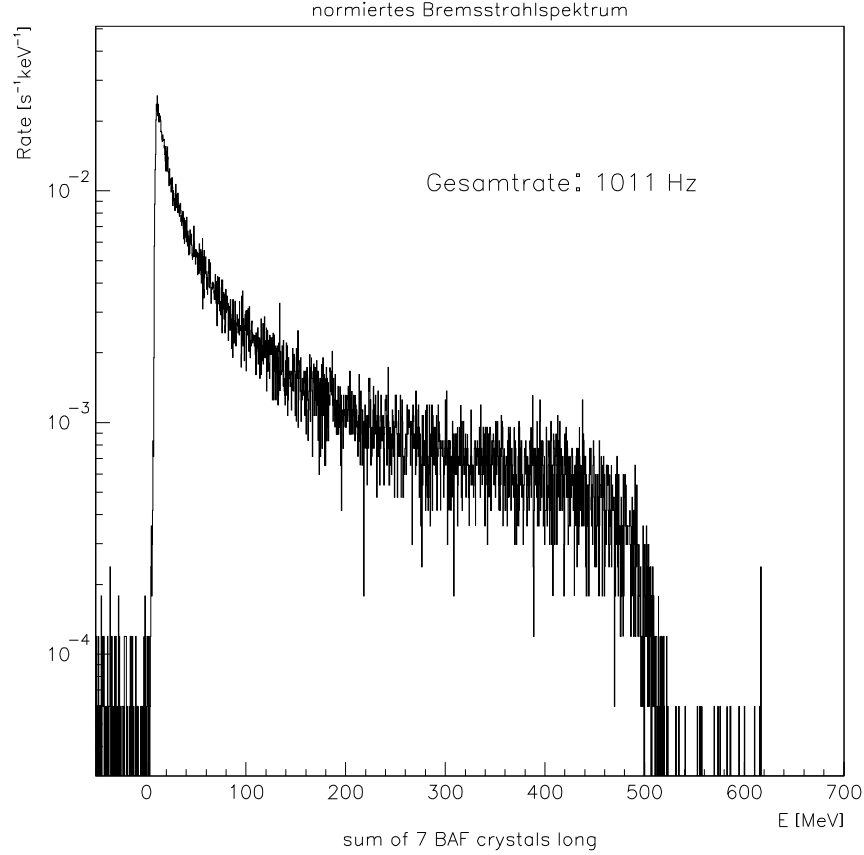


Abbildung 34: Normiertes Bremsstrahlungsspektrum in Verlängerung der Elektronenstrahlachse. Die Rate ist in kHz/MeV gegen die Energie in MeV aufgetragen. Bei einem Strahlstrom von $0.5\ \mu\text{A}$ wurde eine Gesamtrate von $1.0\ \text{kHz}$ gemessen, im für die Comptonstreuung relevanten Bereich von 5 bis 27 MeV betrug die Rate $300\ \text{Hz}$. Bei einem Strahlstrom von $20\ \mu\text{A}$ ergeben sich somit Raten von 40 bzw. $12\ \text{kHz}$.

Die relative Eichung der Kristalle untereinander erfolgte in der späteren Analyse unter Verwendung der für jeden Kristall einzeln gemessenen Cobaltspektren. Das Summenspektrum wurde so normiert, daß die Fläche des Spektrums gleich der mit den Scalern gemessenen Rate ist. Dies erlaubt das direkte Ablesen der Untergrundrate in Abhängigkeit von der Energie.

Man erkennt die für Bremsstrahlung typische Form des Spektrums. Das Spektrum bricht bei einem Wert von etwa $500\ \text{MeV}$ ab. Der Grund hierfür liegt im begrenzten dynamischen Bereich der Photomultiplieröhren, tatsächlich bricht das Bremsstrahlungsspektrum bei der Elektronenenergie von $855\ \text{MeV}$ ab. Die von der Diskriminatorschwelle bis zur maximalen Energie integrierte Rate beträgt ca. $1\ \text{kHz}$. Skaliert auf $20\ \mu\text{A}$ ergibt sich eine gesamte Untergrundrate von $40.5\ \text{kHz}$.

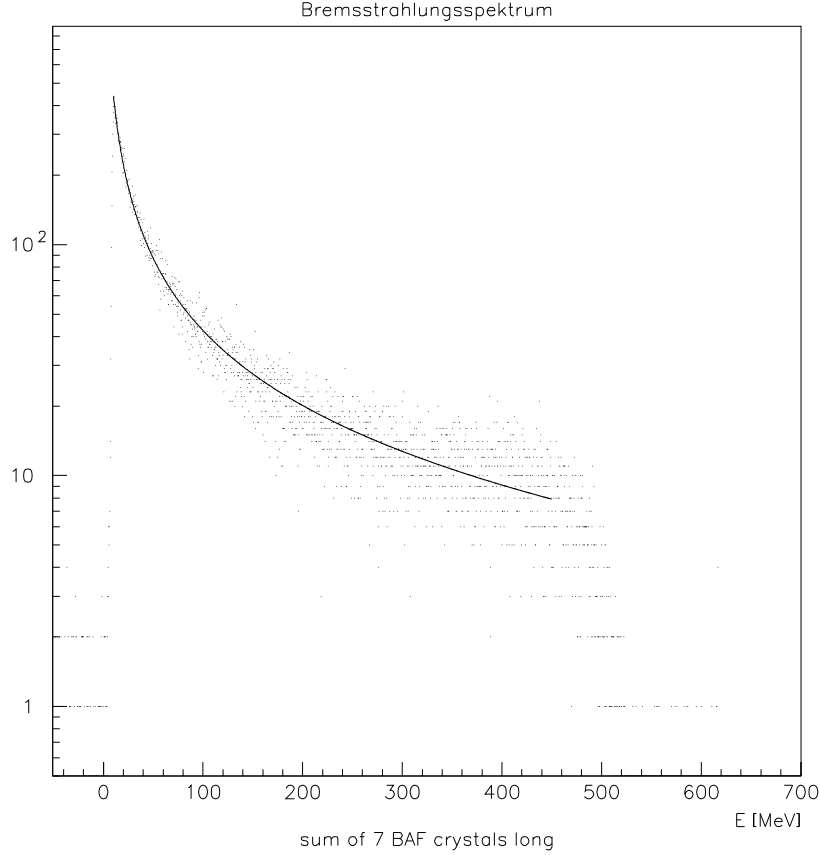


Abbildung 35: *Bremsstrahlungsspektrum in Verlängerung der Strahlachse mit angepaßtem theoretischen Bremsstrahlungsspektrum. Die angepaßte Funktion ist von der Form $f(x) = a_0/x (1 - a_1x + 0,75 a_1^2 x^2)$. Die Anpassung ergibt $a_0 = 4609 \pm 34$ und $a_1 = (9.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}$.*

In dem Bereich des Comptonrückstreupolarimeters von 5 MeV bis 27 MeV wurde dabei eine Rate von 300 Hz gemessen. Bei dem angestrebten Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ ergibt sich somit eine Untergrundrate von 12.0 kHz.

An das unnormierte Untergrundspektrum wurde der theoretische Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums in Abhängigkeit der Energie angepaßt (s. Anh. A). Die Anpassung ergab ein reduziertes χ^2 von 1.1. Die gute Übereinstimmung zwischen Anpassung und Meßdaten erlaubt den Schluß, daß es sich bei dem gemessenen Untergrund überwiegend um Bremsstrahlung handelt. Eine weitergehende Betrachtung führt zu dem Ergebnis, daß die Bremsstrahlungsphotonen vorwiegend aus der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Restgas im Strahlführungssystem stammen. Abbildung 35 stellt das unnormierte Spektrum zusammen mit der Anpassung dar.

5.2.3 Erster Test mit Laserlicht

In einer weiteren, viertägigen Strahlzeit wurde der Strahl wieder auf den *SF-Dump* gelenkt und ein Laserlichtstrahl dem Elektronenstrahl entgegengesandt. Das Laserlicht wurde abwechselnd jeweils für ca. eine Sekunde von einem Shutter blockiert, bzw. bei geöffnetem Shutter mit dem Elektronenstrahl überlagert. Der Überlapp zwischen Elektronen- und Laserstrahl wurde mit Hilfe der beiden Schirme in der Interaktionsregion eingestellt und mit Hilfe der Videokameras kontrolliert.

Der Čerenkovdetektor erlaubte bei dieser Strahlzeit auch den Nachweis von evtl. vorhandenen geladenen Untergrundteilchen, die trotz des Dipolpaares vor der A3-Halle zum Detektor gelangen könnten.

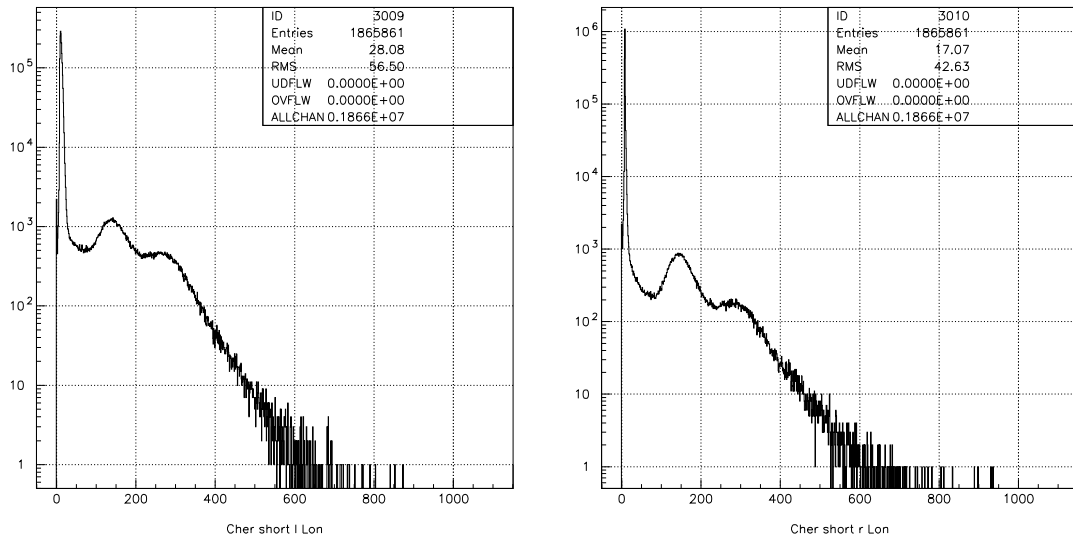


Abbildung 36: *ADC-Spektren der beiden Čerenkovdetektoren.*

Abb. 36 zeigt die ADC-Spektren der beiden Čerenkovdetektoren. Während der Messung wurde die Datenaufnahme auf Kristall Nr.7 (zentraler Kristall) getriggert. Durch Vergleich der Einträge in den Čerenkov-Spektren mit den Einträgen im BaF_2 -Histogramm (s. Abb. 37) wurde ermittelt, daß für etwa 16% aller BaF_2 -Ereignisse auch geladene Teilchen im Čerenkovdetektor nachgewiesen wurden. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der durch das vorhandene Material zwischen Vakuumfenster und Kalorimeter erwarteten Konversion von Photonen in geladene Teilchen. Im Rahmen der Fehlergrenzen wurde somit eine Nullrate an geladenen Teilchen gemessen.

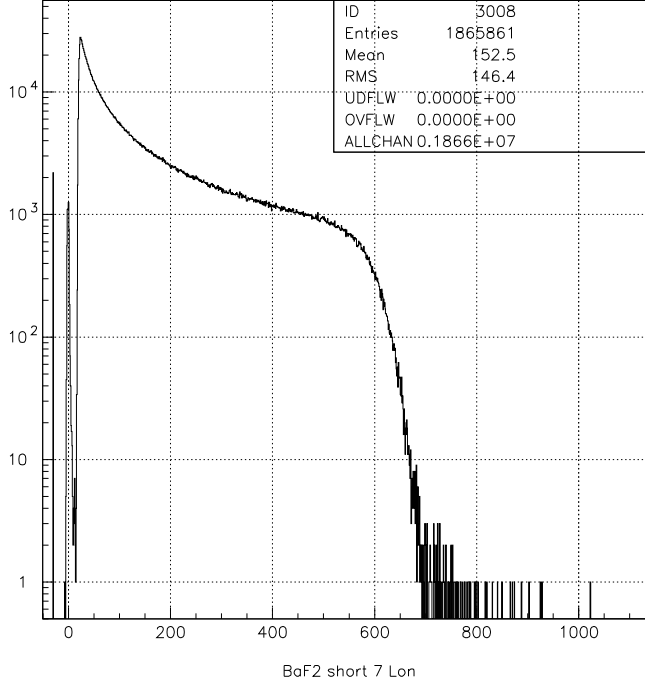


Abbildung 37: *ADC-Spektrum des zentralen BaF_2 -Kristalls, aufgenommen bei einer Integrationszeit von 75 ns. Der erwartete Anteil der comptonrückgestreuten Photonen an der Fläche des Spektrums beträgt $3 \cdot 10^{-4}$.*

Mit dem in Kapitel 5.1 vorgestellten Aufbau wurden die einzelnen Zählraten in den BaF_2 -Detektoren mit und ohne Laserlicht gemessen. Die Dauer eines Laser-an/Laser-aus-Zyklus' wurde mit Hilfe einer 50 MHz-Clock bestimmt. Die gemessenen Raten wurden auf die jeweilige Zyklusdauer normiert. Insgesamt wurden mit dem zentralen Kristall $6 \cdot 10^7$ Ereignisse erfaßt. Aus der vor dem Vakuumfenster gemessenen Laserleistung von 1.6 W und dem in der Wechselwirkungszone erreichten Strahldurchmesser von 9 mm erwartet man in dem Energiebereich von 17 MeV bis 26 MeV eine Rate an rückgestreuten Comptonphotonen von ca. 10 Hz bei einem Signal-/Untergrundverhältnis von $3 \cdot 10^{-4}$.

Abbildung 38 zeigt die auf $20 \mu A$ normierten Differenzen der mit dem zentralen Kristall gemessenen Raten für Laser-an bzw. Laser-aus bei den drei Diskriminatorschwellen von 17 MeV, 22 MeV und 27 MeV, Abbildung 39 zeigt die mit den sechs Randkristallen gemessenen Ratendifferenzen. Wegen der Form des Comptonspektrums erwartet man, daß die Differenz der Raten ab 27 MeV verschwindet. Die Vierecke in Abb. 38 wurden bei sehr geringer Laserleistung gemessen, um die Methode der Normierung auf Laser-an/Laser-aus zu überprüfen. Hier erwartet man eine Ratendifferenz, die mit Null verträglich ist. Die Dreiecke und die Krei-

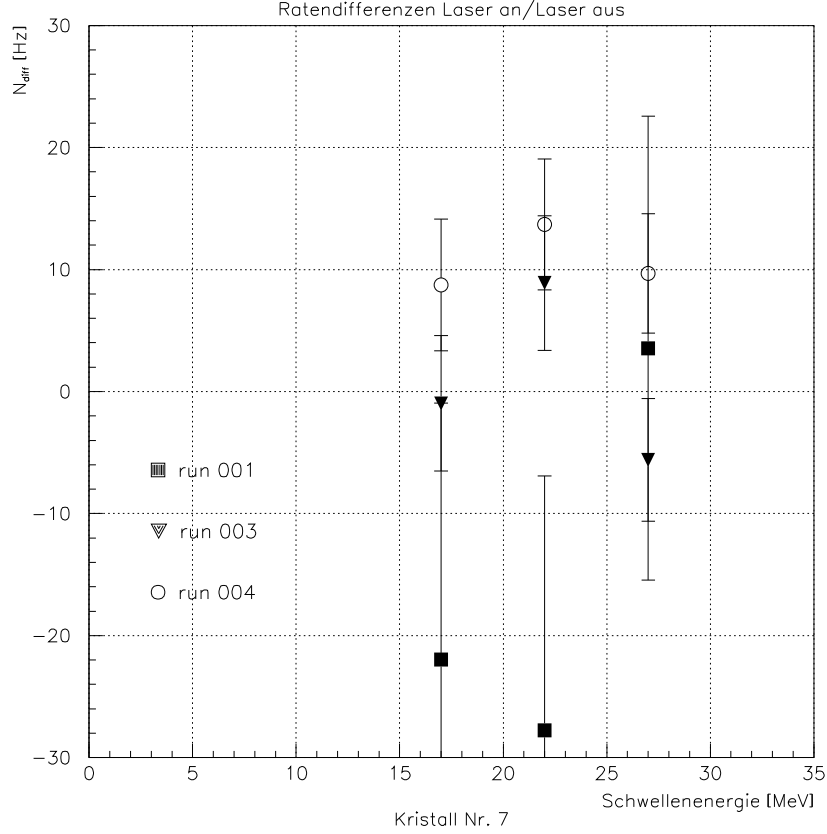


Abbildung 38: *Gemessene Differenzen der Raten oberhalb dreier Energieschwellen bzgl. Laser-an/Laser-aus beim zentralen Kristall. Die mit run 001 gekennzeichneten Symbole stellen die Ratendifferenzen bei vernachlässigbar geringer Laserleistung dar, die übrigen Symbole zeigen die Ratendifferenzen bei einer Laserleistung am Vakuumfenster von 1.6 W und einem Strahlstrom von 20 μ A.*

se entsprechen den Daten, die mit der höchstmöglichen Laserleistung gemessen wurden.

Für den mittleren Kristall wurde ein Unterschied in den Differenzen mit Laser (Dreiecke und Kreise) zu ohne Laser (Quadrate) von 30 Hz oberhalb von 17 MeV, von 45 Hz oberhalb von 22 MeV und von 5 Hz oberhalb von 27 MeV gemessen. Allerdings ist dieser Unterschied in den Differenzen wegen der großen statistischen Fehler bei der Messung ohne Laser innerhalb von zwei σ mit Null verträglich.

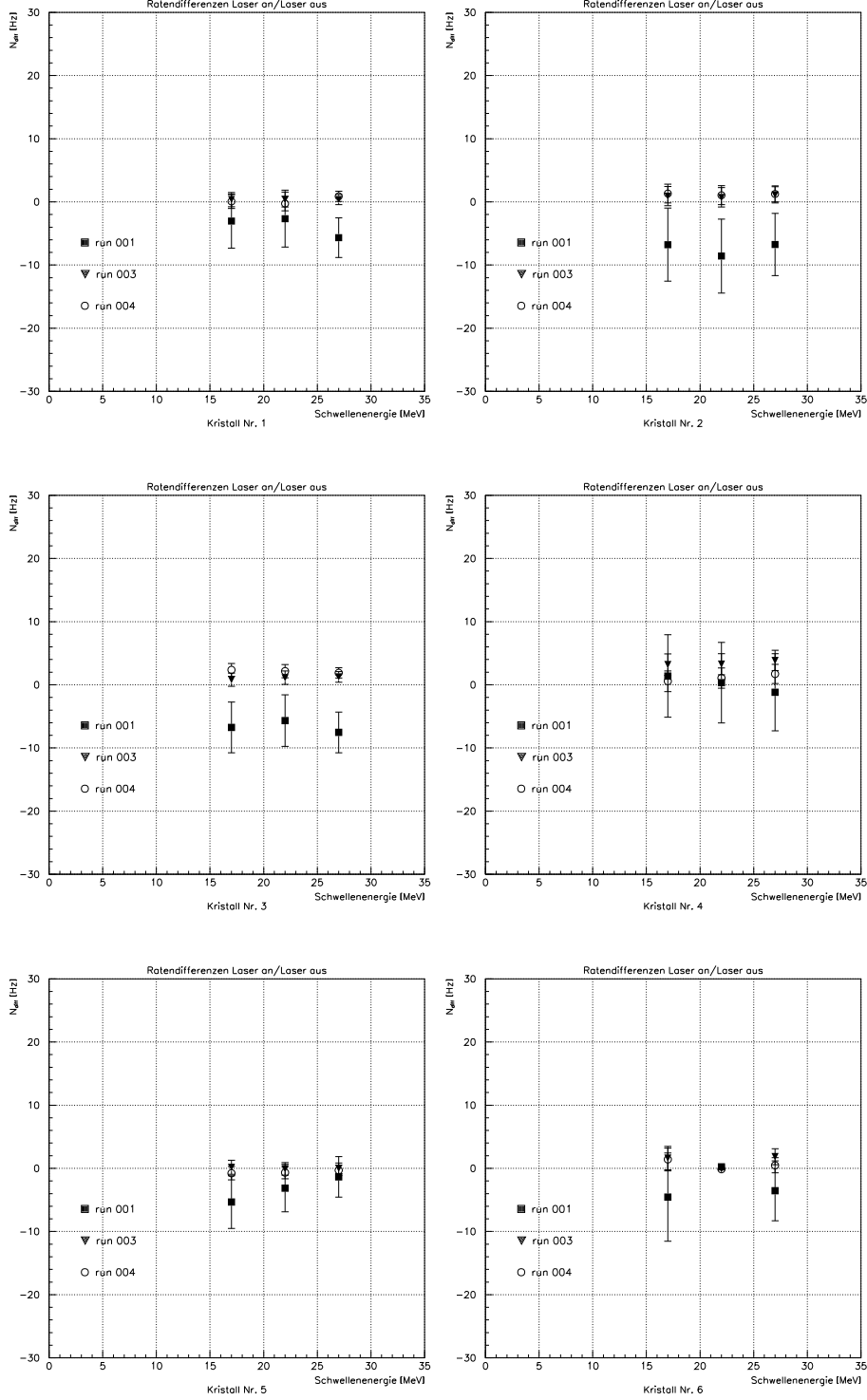


Abbildung 39: Gemessene Differenzen der Raten oberhalb dreier Energieschwellen bzgl. Laser-an/Laser-aus bei den Randkristallen. Die Differenzen der Raten sind erwartungsgemäß nicht signifikant, da das Comptonrückstreuungsspektrum stark gebündelt ist.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde der mögliche Einsatz eines Comptonrückstreuungspolarimeters zur Messung der Elektronenpolarisation im A4-Experiment untersucht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Strahlungsuntergrund in der A3-Halle unterhalb der Strahlführung in Richtung des späteren Standorts einer magnetischen Schikane gemessen. Im gesamten Energiebereich wurde eine Rate von 89.9 Hz gemessen bei einem mittleren Strahlstrom von 42 nA. Extrapoliert auf den im späteren A4-Experiment angestrebten Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ ergibt sich eine Rate von 42.5 kHz. Das Energiespektrum dieses gemessenen Untergrunds zeigt, daß es sich hierbei um Bremsstrahlung aus der Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Restgas im Vakuumsystem der Strahlführung handelt.

Zusätzlich zu der Messung unterhalb der Strahlführung wurde der Untergrund in Richtung des Elektronenstrahls vermessen. Im Energiebereich von 0 bis 855 MeV wurde bei einem Strahlstrom von $0.5 \mu\text{A}$ eine Rate von 1.0 kHz gemessen, im interessierenden Energiebereich für die Comptonstreuung von 5 bis 26.2 MeV wurde eine Rate bei $20 \mu\text{A}$ von 12 kHz gemessen. Bei einer Laserleistung von 56 W und einem dem Elektronenstrahl in seinen Dimensionen ähnlichen Laserlichtstrahl ist ein Signal-/Untergrundverhältnis von 1:1 möglich.

Die Wirkungsquerschnitte und die erreichbare Luminosität wurden für den geplanten Polarisationsmonitor berechnet. Mit einer Laserleistung von 125 W bei $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ kann eine Luminosität von 55 kHz/b erreicht werden. Die Rate von hierbei zurückgestreuten Comptonphotonen ist 35 kHz für den gesamten Comptonenergiebereich von 0 bis 26.2 MeV und 13 kHz für den zur Bestimmung der Elektronenpolarisation wichtigen Energiebereich von 17.5 MeV bis 26.2 MeV. Damit ist eine Messung der Polarisation des Elektronenstrahls mit einer Genauigkeit von 3% innerhalb von 15 min möglich.

In einem ersten Testexperiment wurde ein Laserstrahl von 1.6 W dem Elektronenstrahl von $20 \mu\text{A}$ entgegengesandt, um die rückgestreuten Comptonphotonen nachzuweisen. In einem Zählexperiment wurde hierbei eine Rate an rückgestreuten Comptonphotonen im Energiebereich von 17 MeV aufwärts von 7.2 ± 7.9 pro Sekunde gemessen. Bei dem erreichten Laserstrahldurchmesser von 9 mm und dem Elektronenstrahldurchmesser von 2 mm wurde eine Rate an rückgestreuten Comptonphotonen oberhalb 17 MeV von ungefähr 10 pro Sekunde erwartet.

Für eine eindeutige Demonstration der Machbarkeit der Polarisationsmessung mittels Comptonstreuung wird es wegen der großen Verluste im optischen Strahlengang notwendig sein, den Ar^+ -Laser in der A3-Experimentierhalle aufzubauen.

Die Vermeidung der Multimode-Faser würde auch eine Verbesserung des Phasenraumes, d.h. kleinere Emittanz des Lichtstrahls und damit kleinere Divergenz, kleinerer Laserstrahlquerschnitt und größere Luminosität ergeben. Für den Einsatz im A4-Experiment ist der Aufbau einer magnetischen Schikane mit vier baugleichen, im Institut bereits vorhandenen Dipolen geplant. Eine Erhöhung der dem Elektronenstrahl entgegengesandten Lichtleistung ist durch den Einsatz eines Fabry-Perot-Resonators zusätzlich möglich. Zum Nachweis der rückgestreuten Comptonphotonen ist der Aufbau eines schnellen, strahlenfesten Kalorimeters notwendig. Mögliche Materialien hierfür sind ℓXe , CeF_3 und $Gd:PbF_2$.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zeigen, daß der Aufbau eines Comptonpolarimeters für das A4-Experiment eine zerstörungsfreie, kontinuierliche Messung der longitudinalen Polarisierung des Elektronenstrahls mit einer Genauigkeit von etwa 3% innerhalb von 15 min ermöglicht.

A Bremsstrahlung

Beim Durchlaufen von Materie werden Elektronen in den Coulombfeldern der sie umgebenden Kerne beschleunigt. Aufgrund dieser Beschleunigung senden die Elektronen elektromagnetische Strahlung in Form von Bremsstrahlungsfotonen aus. Für hochrelativistische Elektronen ist der energieabhängige differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\omega$ für die Produktion von Photonen mit Energie $\hbar\omega$ [Jac82]:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{16}{3} r_e^2 \frac{Z^2 \alpha}{\hbar\omega} \left(1 - \frac{\hbar\omega}{E} + \frac{3\hbar^2 \omega^2}{4E^2} \right) \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}$$

mit E : Energie der Elektronen ; Z : Ordnungszahl der Streukerne.

Ausgehend von diesem differentiellen Wirkungsquerschnitt führten wir eine Anpassung an das in Geradeausrichtung gemessene ADC-Spektrum durch (vgl. Abschn. 5.2.2), um zu untersuchen, ob sich die gemessene Rate aus der Wechselwirkung der Strahlelektronen mit dem in der Strahlführung verbliebenen Restgas erklären läßt. Als freie Parameter wählten wir:

$$\begin{aligned} a_0 &= k L \frac{16}{3} r_e^2 Z^2 \alpha \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \\ a_1 &= \frac{1}{E} \end{aligned}$$

Hierbei ist L die Luminosität, also das Produkt aus Teilchenzahldichte der Streukerne und Elektronenflußdichte, und k ein Skalierungsfaktor, der notwendig ist, um das unnormierte Spektrum (Abb. 35) auf *Rate/Energie* zu eichen.

Bei Beschuß eines Stickstoffgastargets ($Z = 7$) mit einem Restdruck von 10^{-7} hPa und einer Länge von $l = 6$ m (Massebelegung $7.7 \cdot 10^{-11}$ g/cm²) mit einem Elektronenstrahl von $0.5 \mu\text{A}$ Strom beträgt die Luminosität $L = 0.42$ kHz/b. Für a_0/k erwartet man somit einen Wert von

$$\frac{a_0}{k} = 0.28 \text{ kHz} \quad .$$

Dieser Wert muß verglichen werden mit dem Ergebnis der Anpassung:

$$\frac{a_0}{k} = (0.275 \pm 0.002) \text{ kHz}$$

Die gute Übereinstimmung läßt den Schluß zu, daß die Bremsstrahlungsfotonen aus der Wechselwirkung der Strahlelektronen mit dem Restgas in der Strahlführung stammen.

B Einfluß des Untergrunds

In Abschnitt 4.2 haben wir den statistischen Fehler der experimentellen Comptonasymmetrie unter der vereinfachenden Annahme berechnet, daß die Messung untergrundfrei ist. Dies ist aber nicht der Fall. Neben den Comptonrückgestreuten Photonen treffen immer auch Bremsstrahlungsphotonen aus der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Restgas in der Strahlführung den Detektor. Außerdem können je nach experimentellem Aufbau noch andere Untergrundprozesse, wie z.B. Synchrotronstrahlung, eine Rolle spielen.

Um den Einfluß des Untergrundes auf die statistische Genauigkeit der Messung zu untersuchen, führen wir folgende Bezeichnungen ein:

$$\begin{array}{lll} \text{Untergrundereignisse:} & U & , \quad \hat{U} \\ \text{Signalereignisse:} & S^\pm & , \quad \hat{S}^\pm \\ \text{gesamte Anzahl:} & M^\pm & , \quad \hat{M}^\pm \end{array}$$

Das '+'-Zeichen steht für parallele, das '-'-Zeichen für antiparallele Stellung der Polarisationen, das '^' bezeichnet Ereignisse aus dem Energiebereich, der zur Normierung auf die Luminosität dient. Der Untergrund wird als polarisationsunabhängig angenommen.

Die Anzahl echter Signalereignisse erhält man aus der Differenz zwischen gemessener Gesamtzahl und dem bei einer Blindmessung gemessenem Untergrund:

$$S^\pm = M^\pm - U \quad , \quad \hat{S}^\pm = \hat{M}^\pm - \hat{U}$$

Die experimentelle Comptonasymmetrie A_{exp} berechnet sich nach der Beziehung

$$A_{exp} = \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+ + Q^-} \quad ,$$

wobei

$$Q^\pm = \frac{S^\pm}{\hat{S}^\pm} = \frac{M^\pm - U}{\hat{M}^\pm - \hat{U}} \quad .$$

Der relative Fehler der experimentellen Asymmetrie ist dann:

$$\left(\frac{\delta A_{exp}}{A_{exp}} \right)^2 = \frac{1}{4} \frac{(1 - A_{exp}^2)^2}{A_{exp}^2} \left\{ \left(\frac{\delta S^+}{S^+} \right)^2 + \left(\frac{\delta \hat{S}^+}{\hat{S}^+} \right)^2 + \left(\frac{\delta S^-}{S^-} \right)^2 + \left(\frac{\delta \hat{S}^-}{\hat{S}^-} \right)^2 \right\}$$

Da S^+ eine Differenz zweier Ereigniszahlen ist, gilt für dessen Fehler:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta S^+}{S^+} \right)^2 &= \frac{1}{(M^+ - U)^2} \cdot (M^+ + U) \\ &= \frac{S^+ + 2U}{S^{+2}} \\ &= \frac{R^+ + 2}{UR^{+2}} \end{aligned}$$

Für die übrigen Fehler gilt das entsprechende. Die Größe $R^+ = S^+/U$ ist das Signal-Untergrund-Verhältnis. Da die Asymmetrie klein gegen Eins ist, können wir folgende Näherungen benutzen:

$$(1 - A_{exp}^2)^2 \approx 1 \quad , \quad S^+ \approx S^- \approx S \quad , \quad R^+ \approx R^- \approx R$$

Außerdem gilt $\hat{R}^+ \approx \hat{R}^-$. Dann folgt für den Fehler der Asymmetrie:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta A_{exp}}{A_{exp}} \right)^2 &= \frac{1}{2} \frac{1}{A_{exp}^2} \left\{ \frac{R + 2}{UR^2} + \frac{\hat{R} + 2}{U\hat{R}^2} \right\} \\ &= \frac{1}{2} \frac{1}{A_{exp}^2} \left\{ \frac{1}{UR} \left(1 + \frac{2}{R} \right) + \frac{1}{\hat{U}\hat{R}} \left(1 + \frac{2}{\hat{R}} \right) \right\} \end{aligned}$$

Für den Fall der untergrundfreien Messung ist $R = S/U = 1/0 = \hat{S}/\hat{U} = \hat{R}$ und wir erhalten:

$$\left(\frac{\delta A_{exp}}{A_{exp}} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{A_{exp}^2} \left\{ \frac{1}{S} + \frac{1}{\hat{S}} \right\}$$

Durch Hinzunahme eines Untergrundes mit einem Signal-Untergrund-Verhältnis von R wird die zum Erreichen einer gewissen statistischen Genauigkeit erforderliche Anzahl Signalereignisse S also um den Faktor $1 + 2/R$ erhöht. Die gleiche Aussage gilt für die Anzahl der Signalereignisse $\hat{S}$ aus dem zur Normierung auf die Luminosität dienenden Energiebereich.

Literatur

- [Apr83] E. Aprile-Giboni et al. Nucl. Instr. and Meth. 215, S.147. 1983.
- [Bec91] D. H. Beck: Measurement of the Flavour Singlet Charge Form Factor of the Proton, G_E^0 . CEBAF Proposal PR-91-017. 1991.
- [Bei96] E. J. Beise et al.: SAMPLE: Parity Violating Electron Scattering From Hydrogen And Deuterium. Preprint. 1996.
- [Bel90] J. Bellanca, R. Wilson. Proceedings of the Workshop on Parity Violation Experiments in Electron Scattering. S.111. Pasadena 1990.
- [Bjo66] J. D. Bjorken, S. D. Drell: Relativistische Quantenmechanik. B.I.-Hochschultaschenbuch Bd. 98. Mannheim 1966.
- [Ceb95] Design Report for a Compton Polarimeter at Cebaf Hall A. Saclay 1995.
- [Eyl94] D. Eyl: Messung des Spintransfers in elastischer und quasielastischer Streuung polarisierter Elektronen in den Reaktionen $H(\vec{e}, e'\vec{p})$ und $D(\vec{e}, e'\vec{p})$. Dissertation. Mainz 1993.
- [Fer71] H. Ferdinande et al. Nucl. Instr. and Meth. 91, S.135. 1971.
- [Fin95] Teilprojekt A4. Finanzierungsantrag 1996-1998, SFB 201. Mainz 1995.
- [Hal84] F. Halzen, A. D. Martin: Quarks and Leptons. New York 1984.
- [Ham96] T. Hammel: Entwicklung eines Luminositätsmonitors für ein Experiment der paritätsverletzenden Elektronenstreuung. Diplomarbeit. Mainz 1996.
- [Hei95] E. Heinen-Konschak: Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung. Dissertation. Mainz 1995.
- [Jac82] J. D. Jackson: Klassische Elektrodynamik. Berlin 1982.
- [KNi29] O. Klein, Y. Nishina. Z. Phys. 52, S.853. 1929.
- [Mus94] M. J. Musolf et al.: Intermediate-Energy Semileptonic Probes Of The Hadronic Neutral Current. Phys. Rep. 239. 1994.
- [Nov90] R. Novotny: Performance for BaF_2 -crystals. TAPS-Report 10. Gießen 1990.
- [Nov92] R. Novotny: The BaF_2 Photon Spectrometer Taps. Heavy Scintillators for Scientific and Industrial Applications. Gif-sur-Yvette 1992.

- [Nov93] V. A. Novikov et al. Nucl. Phys. B 397, S.35. 1993.
- [PF94] Particles and Fields, Part I: Review of Particle Properties. Phys. Rev. D 45. 1994.
- [Pre73] C. Y. Prescott: SLAC Internal Report TN-73-1. 1973.
- [Pre92] J. Pretz: Untersuchung eines BaF_2 -Kalorimeters für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung. Diplomarbeit. Mainz 1992.
- [Sou93] P. Souder: Parity Violation in Elastic Scattering from the Proton and ^4He . CEBAF Proposal PR-91-010. 1991.
- [Sto96] U. Stockter: Møllerpolarimetrie für das GDH-Experiment. Diplomarbeit. Mainz 1996.
- [Wag86] B. Wagner: Entwicklung eines Møllerpolarimeters und Messung von longitudinaler und transversaler Elektronenpolarisation. Dissertation. Mainz 1986.
- [Wei91] Z. Y. Wei et al. Nucl. Instr. and Meth. B 61, S.61. 1991.

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

Mainz, den 3. Dezember 1996

Amilcar Lopes Ginja

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die einen Teil zu dieser Diplomarbeit beigetragen haben und ohne die diese Arbeit nicht in dieser Form denkbar wäre:

Bei Prof. v. Harrach bedanke ich mich für die herausfordernde Aufgabenstellung und seine stete Diskussionsbereitschaft.

Frank Maas war ein Betreuer, wie ich ihn mir besser nicht hätte wünschen können. Er sparte weder mit Lob noch mit Kritik und war jederzeit am Fortgang der Arbeit interessiert. Immer war er bereit, seine eigene Arbeit liegen zu lassen, um mir wertvolle Tips zu geben. Insbesondere in der hektischen Zeit kurz vor dem Abgabetermin war er mir wertvolle Stütze und Hilfe.

Die Mitglieder der AG v. Harrach haben mit ihrer Erfahrung und ihren Kenntnissen einen wesentlichen Anteil an dieser Arbeit. Mit der guten Atmosphäre und den loggeren Kaffee- und Kuchenpausen sorgten sie dafür, daß bei aller Arbeit der Spaß nicht zu kurz kam. Holger Hofmann danke ich für die vielen Beratungen in allen mechanischen, apparativen und „Schlankfüßigkeits“-Fragen. Der „Luschi“ wird mir unvergessen bleiben. Simon Köbis war mir eine Riesenhilfe in allem, was mit der Auslese der Daten zu tun hatte. Erstaunlich, wie er den Kabelsalat bewältigte. Peter Hartmann und Jürgen Hoffmann haben mir Tausende von Fragen zum Laser beantworten müssen. Daß ich ihm einen justierten Spiegel ausgebaut habe, hat mir Jürgen inzwischen auch verziehen.

Bei den Mitarbeitern der Werkstätten des Instituts bedanke ich mich für die ständige Hilfsbereitschaft. Stellvertretend für alle möchte ich hier Herrn Luzius, Herrn Krämer, Herrn Keim und Herrn Schweikhard nennen. Besonders Herr Schweikhard hat all die im Rahmen der letzten Strahlzeit aufgetretenen Fragen geduldig über sich ergehen lassen.

Prof. Ströher und Herrn Novotny danke ich für die zur Verfügung gestellten, fertig ausgerüsteten BaF₂-Kristalle, mit denen die Messungen dieser Arbeit durchgeführt worden sind. Unseren französischen Freunden aus Saclay, besonders Christian Cavata, danke ich für die Unterstützung bei der letzten Strahlzeit.

Bei Thorsten „grossäh Luggie“ Hammel bedanke ich mich für die langjährigen endlosen Cafta-Sessionen, in denen wir über Gott und die Welt und manchmal auch Physik diskutierten und die zahllosen Loggerheitsrunden, die mir ewig Anlaß schmunzelnden Erinnerns sein werden. *Wos hommäh gelachd!*

Meinen Eltern danke ich, daß sie mein Studium immer unterstützt haben.

Muito obrigado a vós todos!