

Entwicklung eines Transmissions-Compton-Polarimeters für das A4-Experiment

Diplomarbeit
von
Christoph Weinrich
geb. am 07.07.1970 in Mainz

Korrigierte Fassung
vom 19.11.2009

Institut für Kernphysik
Johannes-Gutenberg-Universität Mainz
Juli 2000

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Aufgabenstellung	1
2	Das A4-Experiment	3
3	Theoretische Untersuchungen zum Transmissions-Compton-Polarimeter	8
3.1	Meßprinzip	8
3.2	Bremsstrahlung	10
3.2.1	Das Bremsstrahlungsspektrum	10
3.2.2	Winkelverteilung der Bremsstrahlungs-Photonen	12
3.2.3	Polarisation der Bremsstrahlung	13
3.2.4	Depolarisation der Elektronen durch Bremsstrahlung	15
3.3	Photontransmission durch den Magneten	16
3.3.1	Totaler Wirkungsquerschnitt für die Absorption von Photonen	16
3.3.2	Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung	17
3.4	Beiträge zur experimentellen Asymmetrie	21
3.5	Vielfachstreuung der Elektronen in den Aufstreuern	22
3.6	Berechnung des Bremsstrahlungs-Intensitätsspektrums vor dem Magneten	24
3.7	Abschätzung der Analysierstärke	25
3.7.1	Signalanteil der transmittierten Photonen	25
3.7.2	Schauersignalanteil	29
3.8	Abschätzung der günstigsten Länge des Magneten	30
4	Aufbau des Transmissions-Compton-Polarimeters	33
4.1	Überblick	33
4.2	Das Trägergestell	34
4.3	Die Bauteilträger	35
4.4	Die Aufstreuer	35
4.5	Der Magnet	36
4.6	Die Sekundärelektronenmonitore	37
4.7	Die Elektronik	40
4.8	Das Einrichten des Polarimeters	42
5	Messungen und Auswertung	45
5.1	Messungen	45
5.2	Auswertung	46
5.2.1	Berichtigung der Nullpunkte	48
5.2.2	Digitalisierungsfehler	49
5.2.3	Entkopplung der Asymmetrien	49

5.2.4	Diskussion der Meß- und Auswertungsergebnisse	54
5.2.5	Zusammenfassung der Ergebnisse	55
6	Zusammenfassung und Ausblick	58
A	Zusammenstellung weiterer Meßergebnisse	61
B	Bilder und Zeichnungen	67

Abbildungsverzeichnis

1	Schematischer Aufbau des A4-Experiments	7
2	Grundaufbau des Transmissions-Compton-Polarimeters	8
3	Bremsstrahlungsspektrum	11
4	Intensitätsspektrum	13
5	Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes	14
6	Polarisation der Bremsstrahlung	15
7	Wirkungsquerschnitte für Photonen in Sm_2Co_{17}	18
8	Abhängigkeit des integrierten polarisationsabhängigen Compton- Wirkungsquerschnittes vom Raumwinkel	20
9	Intensitätsspektrum vor dem Magneten	26
10	Verlauf der energieabhängigen Asymmetrie mit der Photonenergie	27
11	„Statistische Genauigkeit“ der Asymmetriemessung als Funktion der Magnetlänge	32
12	Grundaufbau des Transmissions-Compton-Polarimeters	34
13	Sekundärelektronen-Ausbeuten: Dickenabhängigkeit	39
14	Sekundärelektronen-Ausbeuten: Potentialabhängigkeit	41
15	Abstände beim Einrichten des Polarimeters	43
16	Abstände von der Sollage	44
17	Signalhistogramme	47
18	Auswirkung von Digitalisierungsfehlern auf die Asymmetrien . . .	50
19	Kopplung zwischen SEM1 und Lage	51
20	Kopplung zwischen der SEM2/SEM1-Asymmetrie und den Lage- differenzen	52
21	Kopplung zwischen der Magnetasymmetrie und den Lagedifferenzen	53
22	SEM2/SEM1-Rohasymmetrie	56
23	Entkoppelte Asymmetrien	57
24	Beispieldarstellung zur Erläuterung	61
25	Einzelsignalmittelwerte	62
26	Auf den Strom normierte Signalmittelwerte	63
27	Auf den Strom normierte Signalmittelwerte der Lagemonitore . .	64
28	Einzelsignalasymmetrien und -differenzen	65
29	Signalverhältnisasymmetrien	66
30	Bild des Trägergestelles	67
31	Bild des 1. Aufstreuers des Polarimeters	68
32	Bild der hintersten Bauteile des Polarimeters	69
33	Überblickzeichnung	70
34	Zeichnung zu den Abständen auf der Längsachse	71
35	Vorderansichtzeichnung	72
36	Zeichnung der Bauteilträger	73

1 Einleitung und Aufgabenstellung

Nach dem statischen Quarkmodell besteht das Proton aus zwei u - und einem d -Quark, den sogenannten Valenzquarks. Daneben tragen aber auch Quark-Antiquark-Paare (See-Quarks) und Gluonen zu den Nukleoneigenschaften, zum Beispiel Masse und Spin, bei. Dies wird im Rahmen des Quark-Parton-Modells beschrieben. Auch wenn das Proton insgesamt keine Strangeness trägt ($S = 0$), können im See $s\bar{s}$ -Paare vorhanden sein. Ist z.B. die Verteilung der $\bar{s}$ - und s -Quarks räumlich verschieden, so ergeben sich nichtverschwindende Beiträge zu den Formfaktoren.

Die Kollaboration A4 am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI mißt die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Streuung von polarisierten Elektronen an Protonen. Aus dieser Asymmetrie lassen sich die Beiträge der Strange-Quarks zu den Vektorformfaktoren des Nukleons bestimmen. Es werden longitudinal polarisierte Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff gestreut und die Zählraten für die elastische Streuung von links- bzw. rechtshändig polarisierten Elektronen gemessen.

Die gemessene Asymmetrie ist proportional zum Polarisationsgrad der Elektronen, der deshalb eine wichtige Meßgröße ist. Die Kenntnis des Polarisationsgrades geht direkt und linear in die Deutung der gemessenen Asymmetrie im Sinne von Beiträgen der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons ein. Die Polarisation der Elektronen ist zeitlich nicht konstant. Da das im Rahmen des A4-Experiments entwickelte Laser-Compton-Polarimeter noch nicht einsatzfähig ist, wird in der Anfangsphase der Messung das im Rahmen der A1-Kollaboration entwickelte Møllerpolarimeter zur Messung der Polarisation verwendet (absolute Genauigkeit zur Zeit 2%). Dieses Møllerpolarimeter befindet sich in einer anderen Experimentierhalle und erlaubt deshalb nur gelegentliche, punktuelle Messungen der Polarisation. Um die Polarisation zwischen den Møller-Messungen überwachen und den Polarisationsgrad relativ zu den Møller-Messungen gleichzeitig zum laufenden Experiment bestimmen zu können, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein relativ messendes Transmissions-Compton-Polarimeter entwickelt, das mit Hilfe des Møllerpolarimeters geeicht werden muß. Es ist im Strahlführungsrohr zwischen Streukammer und Strahlfänger eingebaut und erlaubt eine schnelle Polarisationsmessung gleichzeitig zum Experiment. Es dient auch dazu, den Elektronenspin im A4-Experiment parallel zum Elektronenimpuls auszurichten.

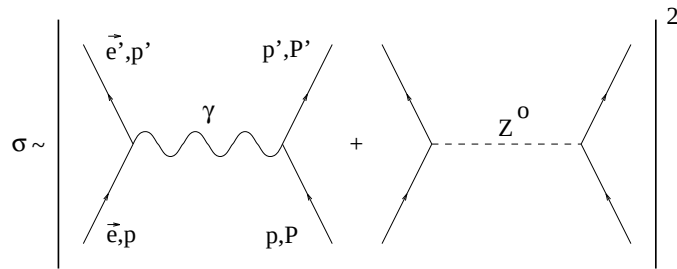
Der Inhalt der vorliegenden Arbeit ist wie folgt gegliedert: das folgende 2. Kapitel gibt eine Einführung in das A4-Experiment, in dem das im Rahmen dieser Diplomarbeit gebaute Polarimeter eingesetzt wird. Im 3. Kapitel wird die Funktionsweise des Transmissions-Compton-Polarimeters beschrieben, es werden die Gesetzmäßigkeiten der wesentlichen daran beteiligten Prozesse betrachtet und Schlüsse für das Polarimeter und seinen Aufbau daraus gezogen. Im 4. Kapitel wird der fertige Aufbau des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Transmissions-

Compton-Polarimeters mit seinen Einzelteilen erläutert. Im 5. Kapitel werden die Messungen und deren Auswertung mit Ergebnissen vorgestellt. Im 6. und letzten Kapitel werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefaßt und ein kurzer Ausblick gegeben. Der Anhang enthält weitere, weniger wichtige Meßergebnisse und Bilder und Zeichnungen zum Polarimeter.

2 Das A4-Experiment

Ziel des A4-Experiments ist es, den Beitrag der s-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons zu bestimmen. Dazu werden abwechselnd rechtshändig und linkshändig longitudinal polarisierte Elektronen an ruhenden, unpolarisierten Protonen gestreut und die Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung $p(\vec{e}, e')p$ bestimmt. In diesem Kapitel wird zunächst erläutert, wie man daraus auf den Einfluß der s-Quarks schließen kann, dann wird das Meßprinzip des A4-Experiments beschrieben.

Die elastische Streuung $p(\vec{e}, e')p$ kann in erster Ordnung der elektroschwachen Theorie durch einen Ein-Boson-Austausch beschrieben werden. Neben dem rein elektromagnetischen γ -Austausch kann auch der Austausch eines Z^0 -Bosons stattfinden. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zum Quadrat der Summe der entsprechenden Streuamplituden.



Feynman-Graphen zum γ und Z^0 -Austausch

Bei kleinen Impulsüberträgen ist der γ -Austausch dominant, weil die große Masse des Z^0 von 91 GeV zu einer Unterdrückung der Austauschwahrscheinlichkeit relativ zum Photon-Austausch führt. Deshalb ist der Beitrag der schwachen Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt nicht isoliert meßbar. Im Wirkungsquerschnitt tritt ein Interferenzterm zwischen dem γ - und dem Z^0 -Term auf, der den führenden Beitrag des Z^0 zur Streuamplitude darstellt.

Die Vektorkopplung des Z^0 an den leptonischen Strom ist um Größenordnungen kleiner als die Axialvektorkopplung. Die Axialvektorkopplung verletzt die Parität, was bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt von der Helizität 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. Der 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.

Die Helizität eines Elektrons $\frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$ als Produkt aus Impuls $\vec{p}$, der ein polarer Vektor ist, und dem Spin $\vec{s}$, der ein axialer Vektor ist, ändert als Pseudoskalar ihr Vorzeichen unter der Paritätstransformation. Kehrt man die Spinrichtung, und damit die Parität, der longitudinal polarisierten Elektronen um, so führt dies zu einer Änderung des Wirkungsquerschnitts, sofern dieser paritätsverletzende Anteile enthält. Bezeichnet man mit σ^+ und σ^- den Wirkungsquerschnitt für Helizität $+\frac{1}{2}$ bzw. $-\frac{1}{2}$ (Spin parallel bzw. antiparallel zum Impuls), der sich aus einem helizitätsunabhängigen Teil σ_0 und einem helizitätsabhängigen Anteil $d\sigma^\pm$ zusammensetzt ($\sigma^\pm = \sigma_0 + d\sigma^\pm$), so definiert man die Asymmetrie A :

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

Diese Asymmetrie ist die Meßgröße des Experiments.

Die Asymmetrie ohne Beitrag der Strangeness A_0 kann im Rahmen des Standardmodells berechnet werden. 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]:

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

$$A_0 = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_E^p}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} K$$

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \Theta / 2 \quad \text{Impulsübertrag}$$

$$\tau = Q^2 / (4M_N^2) \quad \text{dimensionsloser Impulsübertrag}$$

$$K = \frac{1}{4}\epsilon \left((1 - 4\sin^2 \Theta_W) G_E^p - G_E^n \right) + \frac{1}{4}\tau\mu_p \left((1 - 4\sin^2 \Theta_W) G_M^p - G_M^n \right) + \frac{1}{2}\delta\mu_p G_A^3$$

$$\delta = \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2 \Theta_W) \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{(1 + \tau)\tau}$$

$$\epsilon = \left(1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2} \right)^{-1} \quad \text{Polarisation des virtuellen Photons}$$

$$G_A^3 : \text{ axialer Formfaktor, } G_A^3 \text{ bei } Q^2=0 \text{ bekannt aus dem Neutron } \beta\text{-Zerfall}$$

$$G_F = 1.16639(2) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2 \quad \text{Fermikopplungskonstante}$$

$$\mu_p : \text{ magnetisches Moment des Protons}$$

$$\alpha \approx 1/137 \quad \text{Feinstrukturkonstante.}$$

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 dem hier auftretenden Q^2 auf dem „tree Level“ 0.212 [Nov93]. A ist hier die Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt von vollständig links- bzw. rechtshändig longitudinal polarisierten Elektronen, für eine bestimmte Kinematik und ohne die Berücksichtigung von Untergrund. Durch Messungen bei konstantem Impulsübertrag Q^2 , aber bei verschiedenen Streuwinkeln Θ ist im Prinzip eine Bestimmung der verschiedenen Formfaktoren durch eine Rosenbluthseparation möglich. Unter Vorwärtswinkeln und bei kleinen Impulsüberträgen ist wegen $\tau \ll \epsilon$ der Formfaktor F_1^s dominierend. Dagegen ist man bei Rückwärtstreuwinkeln sensitiv auf den Formfaktor F_2^s . Vorhersagen über die Strangeness-Formfaktoren $F_{1,2}^s$ des Nukleons wurden im Rahmen verschiedener Modelle gemacht.

Die experimentelle Methode des A4-Experiments besteht in der Bestimmung der Zählraten-Asymmetrie von elastisch an unpolarisierten Protonen gestreuten links- und rechtshändig polarisierten Elektronen:

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

Im Rahmen einer Doktorarbeit wurden verschiedene Kinematiken und Detektorgeometrien für das geplante A4-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) untersucht. Im Hinblick auf Durchführbarkeit und Effizienz wurde ein Vorwärtstreuwinkel von $\theta = (35 \pm 5)^\circ$ ausgewählt [Hei95]. Bei dieser Kinematik liegt der Impulsübertrag bei $Q^2 = 0.227 \text{ GeV}^2$. Die erwartete Asymmetrie ohne Strangeness-Beiträge A_0 beträgt $8 \cdot 10^{-6}$. Es wird eine Genauigkeit von 5 % ($4 \cdot 10^{-7}$) mit 3 % statistischem Fehler und 4 % systematischer Unsicherheit angestrebt. Dazu ist der Nachweis von 10^{14} elastisch gestreuten Elektronen notwendig. Bei einem Elektronenstrom von $20 \mu\text{A}$ und einer longitudinalen Polarisation der Elektronen von 80 % wird die angestrebte Genauigkeit nach etwa 700 h erreicht. Eine Bestimmung der Formfaktoren ist dann aufgrund der kinematischen Faktoren vor $F_{1,2}^s$ und G_A^s mit einer Genauigkeit von $\delta(F_1^s + 0.13 \cdot F_2^s) = 0.02$ möglich.

Die Asymmetrie A nach Gleichung 2 ist die Asymmetrie bei vollständiger links- bzw. rechtshändig longitudinal polarisierten Elektronen und wird Analyserstärke des Experiments genannt. Die gemessene Asymmetrie A_{exp} hängt von der Polarisation der gestreuten Elektronen ab und zwar ist sie proportional zum longitudinalen Polarisationsgrad P_S der Elektronen des MAMI-Strahles:

$$A_{exp} = P_S \cdot A \quad (4)$$

P_S ist der über beide Polarisationsrichtungen gemittelte Polarisationsgrad der Elektronen, der für die MAMI-Elektronen für beide Polarisationsrichtungen etwa 0.8 ist. Der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls muß ständig mitgemessen

werden, um die gesuchte polarisationsunabhängige Analysierstärke A aus dem polarisationsabhängigen Meßwert A_{exp} zu bestimmen.

Für das Verständnis und die Berichtigung der systematischen Unsicherheiten des Experiments ist eine ständige Messung aller Größen erforderlich, die im Falle einer Kopplung mit der Polarisationsrichtung des Strahls eine systematische Veränderung der zu messenden Asymmetrie („falsche Asymmetrien“) bewirken können. Daher werden die Polarisation, der Strahlstrom, die Strahllage, die Strahlenergie und die Targetdichte während der gesamten Meßzeit gleichzeitig zum laufenden Experiment überwacht. Auch die Entwicklung des Transmissions-Compton-Polarimeters, die Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist, dient diesem Zweck.

Abbildung 1 zeigt schematisch den Aufbau des Experiments. Der Elektronenstrahl tritt von links in die Experimentierhalle 3 ein, durchläuft das zerstörungsfrei messende Laser-Compton-Polarimeter und trifft in Experimentierhalle 4 auf das 10 cm lange Flüssigwasserstoff-Target. Als Detektor für die elastisch gestreuten Elektronen wird ein segmentiertes, homogenes Kalorimeter mit 0.7 sr Raumwinkel verwendet, das aus 1022 Bleifluorid-Kristallen aufgebaut ist. Der größte Teil des Elektronenstrahles gelangt dann zum Transmissions-Compton-Polarimeter, das im Rahmen dieser Arbeit gebaut wurde, und wird schließlich im Strahlfänger abgebremst. Nicht gezeigt sind auf der Zeichnung u.a. die verschiedenen Monitore für die Strahllage, den Strahlstrom und die Strahlenergie.

3 Theoretische Untersuchungen zum Transmissions-Compton-Polarimeter

3.1 Meßprinzip

Die Polarisationsmessung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Transmissions-Compton-Polarimeters beruht auf der Polarisationsabhängigkeit der Compton-Streuung polarisierter Photonen an polarisierten Elektronen und der auf der Polarisierung der Bremsstrahlung polarisierter Elektronen.

Die longitudinal polarisierten Elektronen des MAMI-Strahls erzeugen im Wasserstoff-Target des Experiments und in den Aufstreuern des Polarimeters zirkular polarisierte Bremsstrahlung. Diese zirkularpolarisierte Bremsstrahlung trifft dann auf ein Target mit longitudinal polarisierten Elektronen, hier einen Dauermagneten. Die Stärke des Wirkungsquerschnittes für die Compton-Streuung, und damit die Zahl der im Magneten gestreuten Photonen, ist abhängig von der Polarisierung der Elektronen im Magneten und von der Polarisierung der Bremsstrahlungsphotonen und damit auch von der Polarisierung der einfallenden MAMI-Elektronen. Daher ist die Durchlässigkeit des Magneten für die Bremsstrahlung, also der Transmissionsgrad, von der longitudinalen Polarisierung der einfallenden Elektronen abhängig.

Der Transmissionsgrad der Bremsstrahlung durch den Magneten wird hier mit Sekundärelektronenmonitoren (kurz: SEM) vor und hinter dem Magneten bestimmt. Das Signal eines Sekundärelektronenmonitors wird von geladenen schnellen Teilchen erzeugt, die beim Auftreffen oder Durchqueren des Sekundärelektronenmonitors (sekundäre) Elektronen aus diesem auslösen. Zum Signal des 2. Sekundärelektronenmonitors tragen jedoch nicht nur Photonen bei, die vor dem Magneten schon vorhanden waren und diesen ganz durchquert haben, sondern auch andere Teilchen, insbesondere solche, die im Magneten durch Paarbildung

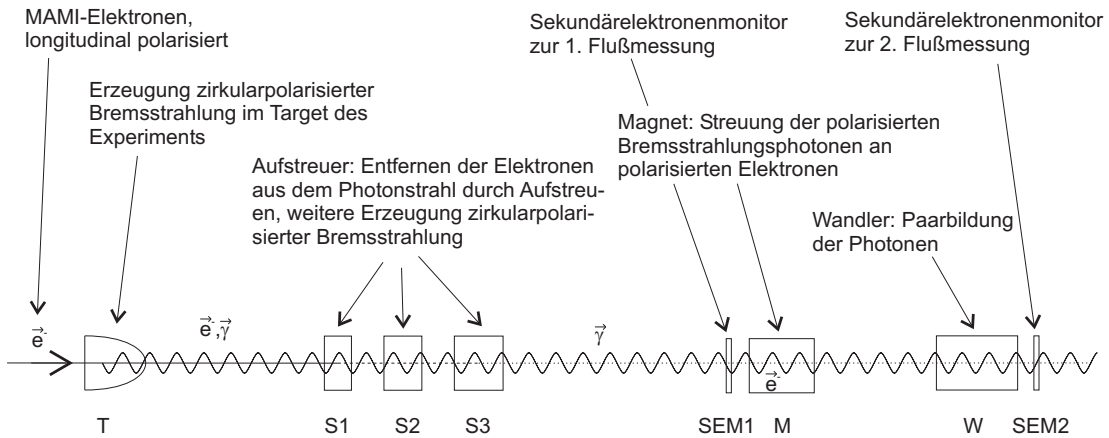


Abbildung 2: Grundaufbau des Transmissions-Compton-Polarimeters

und Bremsstrahlung (Schauerbildung) aus den auftreffenden Photonen und Elektronen entstanden sind. Daher ist der Transmissionsgrad nicht rein meßbar. Als Maß für den Transmissionsgrad dient jedoch das Verhältnis der Signale des 2. (hinteren) und 1. (vorderen) Sekundärelektronenmonitors $\frac{S_{SEM2}}{S_{SEM1}}$.

Die eigentliche Meßgröße des Polarimeters ist die Asymmetrie im Transmissionsgrad bzw. im Signalverhältnis $\frac{S_{SEM2}}{S_{SEM1}}$ von 2. und 1. Sekundärelektronenmonitor, das als Maß für den Transmissionsgrad dient:

$$A_{exp} = \frac{\left(\frac{S_{SEM2}}{S_{SEM1}}\right)^R - \left(\frac{S_{SEM2}}{S_{SEM1}}\right)^L}{\left(\frac{S_{SEM2}}{S_{SEM1}}\right)^R + \left(\frac{S_{SEM2}}{S_{SEM1}}\right)^L} \quad (5)$$

Die experimentelle Asymmetrie wird berechnet aus den Signalmeßwerten bei linkshändiger bzw. rechtshändiger Polarisierung des Elektronenstrahls. Die Polarisierung des Strahls wird nach einem bestimmten Muster im 50 Hz-Takt gewechselt. Bei Abwesenheit sog. falscher Asymmetrien ist die experimentelle Asymmetrie proportional zum longitudinalen Polarisationsgrad P_S der einfallenden Elektronen des MAMI-Strahles

$$A_{exp} = P_S \cdot \mathcal{A} \quad (6)$$

Die Proportionalitätskonstante $\mathcal{A}$ ist die experimentelle Asymmetrie bei vollständiger longitudinaler Polarisierung der MAMI-Elektronen ($P_S = 1$) und wird Analysierstärke genannt. Könnte man die Analysierstärke des Transmissions-Compton-Polarimeters genau berechnen, so hätte man ein absolutmessendes Polarimeter. Dies ist jedoch nicht möglich. Daher muß das Transmissions-Compton-Polarimeter an einem absolutmessenden Polarimeter (hier dem Möllerpolarimeter der A1-Kollaboration) geeicht werden.

Die erwähnten Aufstreuer des Polarimeters sind nötig, um die Elektronenrate im hitzeempfindlichen Dauermagneten zu vermindern. Darüberhinaus dienen sie aber auch der weiteren Erzeugung polarisierter Bremsstrahlung. Der 2. Sekundärelektronenmonitor wird in Verbindung mit einem vorangestellten Wandler eingesetzt, das ist z.B. ein Aluminiumstück, in dem die auftreffenden Photonen Elektron-Positron-Paare bilden und dadurch im anschließenden Sekundärelektronenmonitor nachgewiesen werden können.

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels werden die für die Funktionsweise des Transmissions-Compton-Polarimeters wesentlichen physikalischen Prozesse untersucht, Rechnungen zur günstigsten Anordnung der Aufstreuer vorgestellt sowie eine Abschätzung der Analysierstärke des Polarimeters und der günstigsten Länge des Dauermagneten gemacht.

Die Berechnungen wurden in der Regel mit ‘Mathematica’ ausgeführt¹.

¹Mathematica 4, Ein System für Mathematik auf dem Computer, von Wolfram Research, Inc.

3.2 Bremsstrahlung

Im Bremsstrahlungsprozeß erzeugen die schnellen polarisierten Elektronen des MAMI-Strahls bei der Streuung und Beschleunigung in den Feldern der Atome polarisierte Bremsstrahlungsphotonen. Bei longitudinaler Polarisation der einfallenden Elektronen sind die Bremsstrahlungsphotonen zirkular polarisiert (mit gleicher Händigkeit). Bei der hohen Elektronenenergie des MAMI-Strahles von 855 MeV ist der Bremsstrahlungsprozeß die Hauptursache für den Energieverlust der Elektronen. Dementsprechend erreicht die von den MAMI-Elektronen erzeugte Bremsstrahlung hohe Intensitäten.

Da alle für die Funktionsweise des Polarimeters wesentlichen Prozesse von der Energie der beteiligten Teilchen abhängen, ist neben der Winkelabhängigkeit ihre Energieabhängigkeit von besonderem Interesse. Im folgenden Abschnitt wird zunächst die Energieabhängigkeit des Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnittes untersucht.

3.2.1 Das Bremsstrahlungsspektrum

Ein einfallendes Elektron der Energie E_0 kann bei der Streuung im Kernfeld der Atome ein Bremsstrahlungsphoton mit einer Energie k ($0 < k < E_0$) abstrahlen. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Bremsstrahlungsphotons ist prinzipiell von der Photonenergie, dem Photonwinkel und dem Streuwinkel des Elektrons abhängig. Durch Integration über den Photon- und den Elektronwinkel erhält man einen Wirkungsquerschnitt, der nur noch differentiell in der Photonenergie ist. Der Verlauf dieses differentiellen Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnittes mit der Photonenergie k ist in erster Näherung proportional zu $1/k$. Es werden also viel mehr niederenergetische Photonen erzeugt als hochenergetische (vergleiche Abbildung 3).

Verschiedene Näherungsformeln für differentielle Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnitte findet man z. B. bei Tsai [Tsai74] oder Koch und Motz [KoMo59]. Die folgende Gleichung [Tsai74, Formel 3.82] gibt den in der Photonenergie differentiellen Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der Abschirmung durch die Atomhülle an (wichtig bei der Erzeugung hochenergetischer Photonen).

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_B}{dk} &= \frac{\alpha r_0^2}{k} \left\{ \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) \left[Z^2(\varphi_1 - \frac{4}{3}\ln Z - 4f) + Z(\psi_1 - 8\ln Z) \right] + \right. \\
&\quad \left. \frac{2}{3}(1-y) \left[Z^2(\varphi_1 - \varphi_2) + Z(\psi_1 - \psi_2) \right] \right\} \\
y &= k/E_0 \\
f &= f(z) \approx 1.202 z - 1.0369 z^2 + 1.008 z^3/(1+z) \\
z &= (\alpha Z)^2
\end{aligned} \tag{7}$$

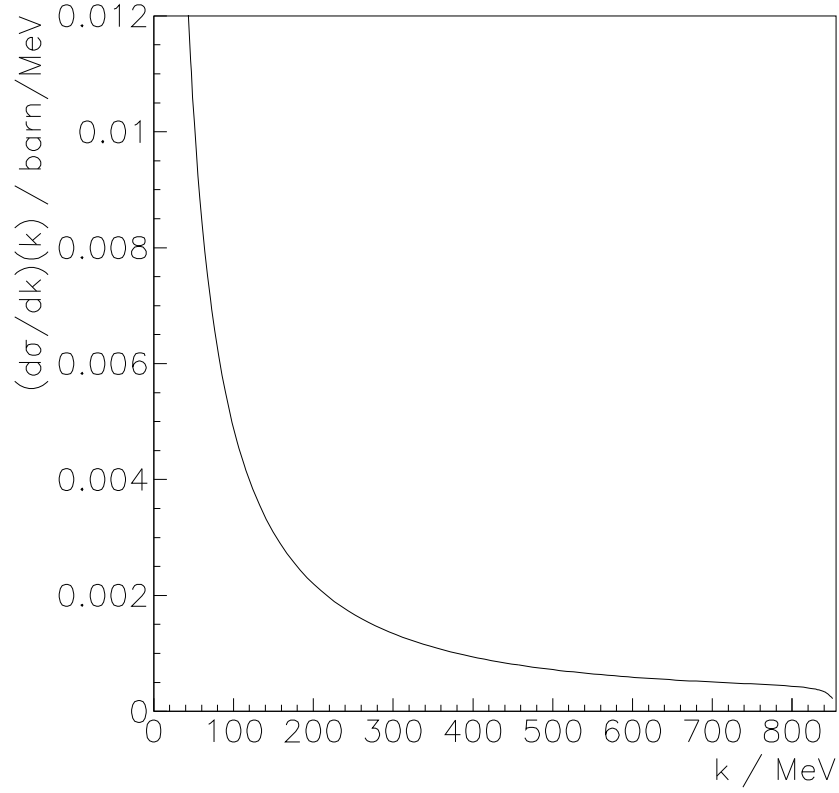


Abbildung 3: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bremsstrahlungsphotonen der Energie k von Elektronen der Energie $E_0 = 855 \text{ MeV}$ in Kohlenstoff nach Gleichung 7.

Die Formel gilt für kleine Streuwinkel und wenn das Elektron vor und nach dem Stoß hochrelativistisch ist. k ist die Photonenergie und E_0 ist die Energie des einlaufenden Elektrons. $\alpha \approx 1/137$ ist die Feinstrukturkonstante, $r_0 = e^2/m_e c^2 (\text{cgs}) = 2.817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ ist der klassische Elektronenradius und Z die Kernladungszahl der Targetatome. Die Funktionen φ_1 , φ_2 , ψ_1 und ψ_2 beschreiben die Abschirmungseffekte und können für $Z \geq 5$ genähert werden als [Tsai74, (3.30), (3.31) und (3.38) ff]:

$$\begin{aligned}
 \gamma &= 100 m_e c^2 k / E_0 E Z^{1/3} \\
 \epsilon &= 100 m_e c^2 k / E_0 E Z^{2/3} \\
 E &= E_0 - k \\
 \varphi_1(\gamma) &= 20.863 - 2 \ln(1 + (0.55846\gamma)^2) \\
 &\quad - 4 [1 - 0.6 \exp(-0.9\gamma) - 0.4 \exp(-1.5\gamma)] \\
 \varphi_2(\gamma) &= \varphi_1(\gamma) - \frac{2}{3} (1 + 6.5\gamma + 6\gamma^2)^{-1}
 \end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned}
\psi_1(\epsilon) &= 28.340 - 2 \ln(1 + (3.621\epsilon)^2) \\
&\quad - 4 [1 - 0.7 \exp(-8\epsilon) - 0.3 \exp(-29.2\epsilon)] \\
\psi_2(\epsilon) &= \psi_1(\epsilon) - \frac{2}{3}(1 + 40\epsilon + 400\epsilon^2)^{-1}
\end{aligned}$$

Das Intensitätsspektrum der Bremsstrahlung im Fall dünner Targets, wo die Absorption der Bremsstrahlung im Target, Schauerbildung mit Bremsstrahlung zweiter Generation und der Energieverlust der einfallenden Elektronen im Target vernachlässigbar sind, ist

$$I_\gamma(k) = n d k \frac{d\sigma_B}{dk}(k) \quad (9)$$

n : Targetteilchendichte, d : Targetdicke, k : Photonenergie in beliebigen Einheiten.

$I_\gamma(k) dk$ ist die Energie der Bremsstrahlung im Energieintervall $[k, k + dk]$ in den gewählten Einheiten, die je einfallendem Elektron (der Energie E_0) im Mittel in einer kleinen Schichtdicke d erzeugt wird.

Da der in der Photonenergie k differentielle Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnitt näherungsweise proportional zu $1/k$ ist, ist das Intensitätsspektrum nahezu konstant. Abbildung 4 zeigt ein solches Intensitätsspektrum nach Gleichung 9.

Im Fall endlicher Targetdicke ergeben sich besonders am oberen Ende des Spektrums Abweichungen ([Tsai74, TsWh66]).

3.2.2 Winkelverteilung der Bremsstrahlungs-Photonen

Unter dem Photonwinkel wird im folgenden der Winkel zwischen den Impulsvektoren des einlaufenden Elektrons und des auslaufenden Photons verstanden. Eine wichtige Größe im Zusammenhang mit der Winkelverteilung der Bremsstrahlungsphotonen ist der sog. charakteristische Winkel der Bremsstrahlung. Dieser Winkel entspricht im Ruhesystem der einfallenden Elektronen einem Photonwinkel von 90° und berechnet sich im Laborsystem als $\vartheta_c = 1/\gamma$, wobei $\gamma = m_e c^2 / E_0$ der Lorentzfaktor des Elektrons im Laborsystem ist. Bei der Energie der MAMI-Elektronen von $E_0 = 855 \text{ MeV}$ ist $\vartheta_c = 1/1674 = 0.6 \text{ mrad}$.

Zur Veranschaulichung der Winkelverteilung der Bremsstrahlungsphotonen ist in Abbildung 5 der im Photonwinkel und in der Photonenergie differentielle und mit der Photonenergie multiplizierte Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnitt $k \frac{d^2\sigma}{dk dy}(y)$ in Abhängigkeit vom reduzierten Photonwinkel $y = \vartheta/\vartheta_c$ für Kohlenstoff dargestellt (nach [Tsai74], Formel (3.80) mit (3.44),(3.45),(3.81),(B42),(B43), (3.3), $\alpha/m = r_0$, $m = m_e$). Die Energie des einfallenden Elektrons wurde als $E_0 = 855 \text{ MeV}$ gewählt. Für eine Photonenergie von $k = 0.01 E_0$ werden rund 90% der Bremsstrahlungsintensität (und damit auch 90% der Bremsstrahlungs-Photonen) mit einem Photonwinkel kleiner als $5 \vartheta_c$ abgestrahlt. Und je größer die Photonenergie ist, desto größer ist dieser Anteil.

In den viele Zentimeter langen Graphitaufstreuern des Polarimeters erzeugen die Elektronen entlang ihres Weges viele Bremsstrahlungsphotonen und werden

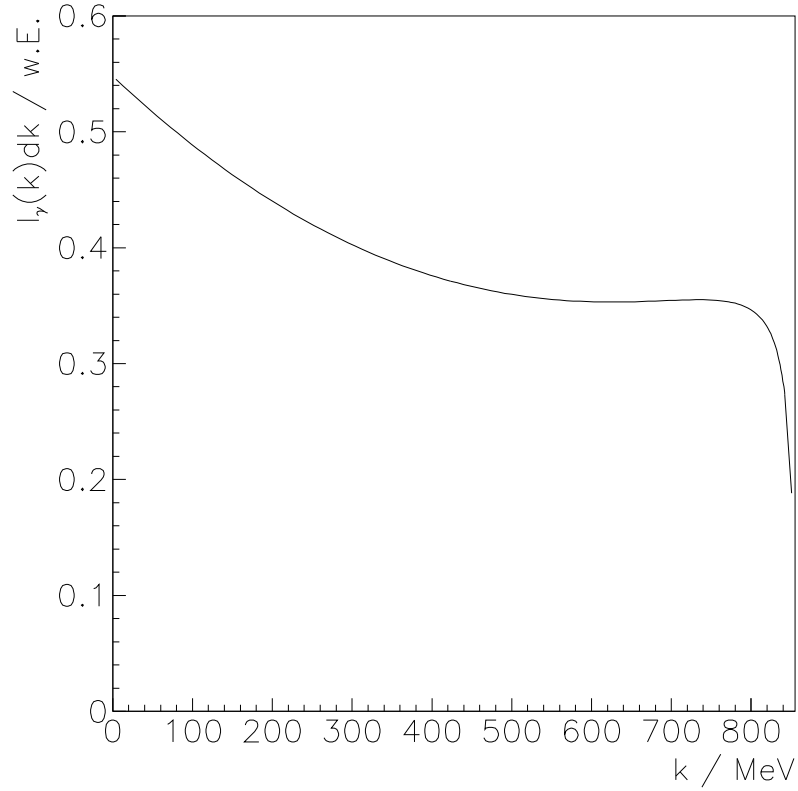


Abbildung 4: Intensitätsspektrum der Bremsstrahlung für ein dünnes Target in willkürlichen Einheiten.

dabei gleichzeitig durch Vielfachstreuung an den Atomkernen abgelenkt. Schon nach 5 *cm* Graphit beträgt der durch die Vielfachstreuung verursachte mittlere Streuwinkel der MAMI-Elektronen das rund 18-fache des charakteristischen Winkels der Bremsstrahlung. Daher wird die Winkelverteilung der Bremsstrahlungsphotonen hinter den Graphitaufstreuern durch die Vielfachstreuung der Elektronen bestimmt.

3.2.3 Polarisation der Bremsstrahlung

Die Bremsstrahlungsphotonen longitudinal polarisierter Elektronen sind im selben Drehsinn (mit derselben Helizität) wie die Elektronen zirkular polarisiert. Nach Olsen und Maximon [OlMa59, Formel 8.11 mit Umbenennungen] lautet für hochrelativistische Elektronen der Zusammenhang zwischen der Zirkularpolarisation P_γ der erzeugten Bremsstrahlungsphotonen und der Photonenergie k in guter Näherung für alle Abstrahlungswinkel und beliebige Abschirmung der

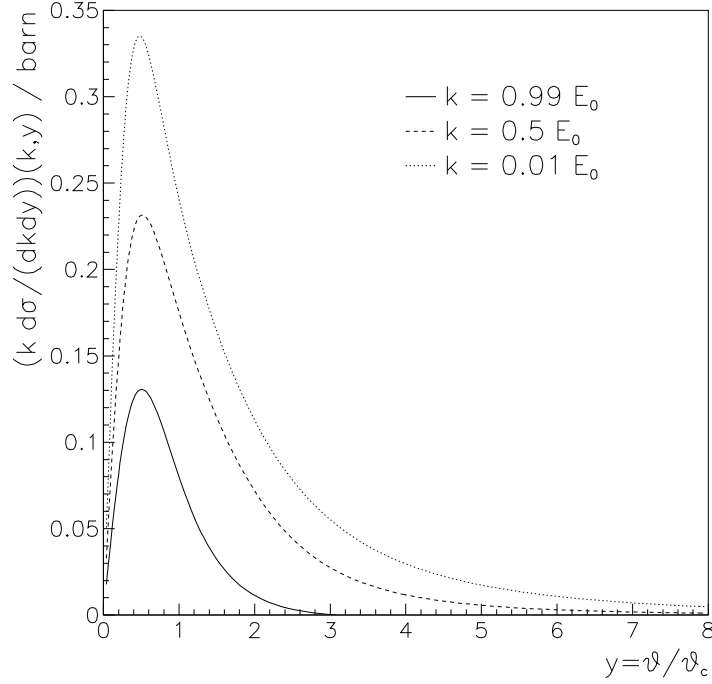


Abbildung 5: Winkelabhängigkeit der Bremsstrahlungsintensität. Gezeigt ist die Abhängigkeit des mit der Photonenergie multiplizierten Bremsstrahlungswirkungsquerschnittes $k \frac{d^2\sigma_B}{dkdy}(y)$ vom reduzierten Abstrahlungswinkel $y = \vartheta/\vartheta_c$ nach [Tsai74].

Kernladung

$$P_\gamma(k) = P_S \frac{k}{E_0} \frac{1 + \frac{1}{3} \left(1 - \frac{k}{E_0}\right)}{1 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{k}{E_0}\right) + \left(1 - \frac{k}{E_0}\right)^2} \quad (10)$$

Dabei sind E_0 , P_S die Energie bzw. der Longitudinalpolarisationsgrad der einfallenden Elektronen.

Obwohl die Polarisation der Bremsstrahlungsphotonen auch vom Abstrahlungswinkel und der Abschirmung der Atomkerne durch die Hülle abhängt (dies wird in [OlMa59, Formel 7.4] berücksichtigt), ist die oben angegebene Formel ausreichend, da die Abweichungen nur wenige Prozent betragen (siehe Abbildung 6).

Für $k = 0$ ist der Zirkularpolarisationsgrad des Photons ebenfalls 0. Für $k = E_0$ ist der Polarisationsgrad der Bremsstrahlungsphotonen genauso groß, wie der der Elektronen vor dem Stoß. Das Photon trägt dann die vollständige (kinetische) Energie und Polarisation des Elektrons vor dem Stoß. Der Polarisationsanteil, den die Bremsstrahlungsphotonen tragen, ist etwa gleichgroß wie ihr Anteil an der kinetischen Energie E_0 der Elektronen vor dem Stoß.

Hinter einem dicken Target, wo jedes Elektron mehrere Bremsstrahlungspro-

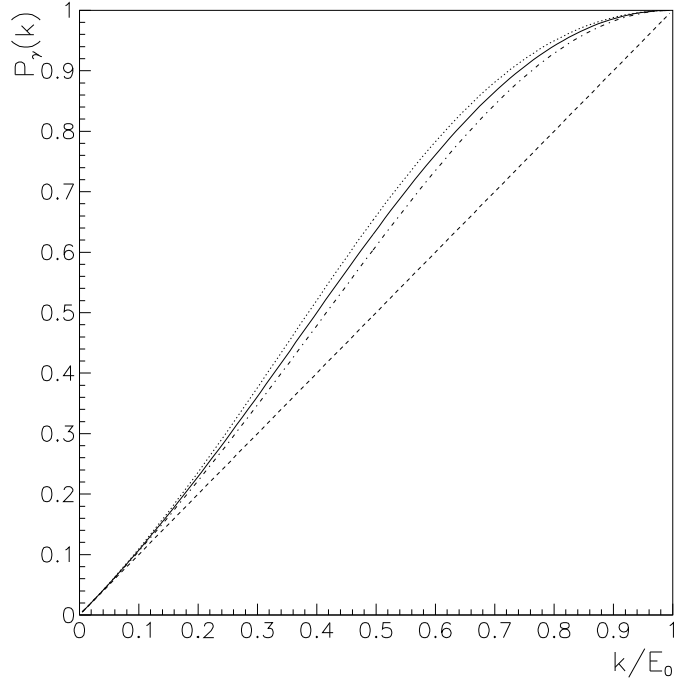


Abbildung 6: Zirkularpolarisationsgrad P_γ der Bremsstrahlungsphotonen in Abhängigkeit von der relativen Photonenergie k/E_0 für einen longitudinalen Polarisationsgrad der Elektronen von $P_S = 1$. Die durchgezogene Kurve entspricht Gleichung 10. Die gestrichelten Kurven geben Fälle mit relativ großer Abweichung davon nach [OlMa59, Formel 7.4] wieder (die obere, kurzgestrichelte Kurve wurde für den Photonwinkel $\vartheta = \vartheta_c$ berechnet, die untere strichpunktierte Kurve für den Fall vollständiger Abschirmung). Beide Kurven zeigen Abweichungen von nur wenigen Prozent. Die gestrichelte Gerade mit $P_\gamma(k) = k/E_0$ dient zum Vergleich.

zesse erlitten haben kann, bleibt wegen der näherungsweise gegebenen Proportionalität von Energieübertrag und Polarisationsübertrag beim Bremsstrahlungsprozeß (und weil der Energieverlust überwiegend durch Bremsstrahlung verursacht wird) die obige Formel für die Polarisation der Bremsstrahlungsphotonen näherungsweise richtig.

3.2.4 Depolarisation der Elektronen durch Bremsstrahlung

Die polarisierten Elektronen übertragen einen Teil ihrer Polarisation auf die Bremsstrahlung und werden deshalb bei der Durchquerung von Materie mehr und mehr depolarisiert. Olsen und Maximov [OlMa59] definieren analog zur Strahlungslänge $L_{rad} = X_0$ die Depolarisationslänge L_{dep} , mit der sich die Abnahme

des Polarisationsgrades P der Elektronen durch Bremsstrahlung schreiben läßt:

$$P = P_S e^{-x/L_{dep}} \quad (11)$$

P_S ist der Polarisationsgrad der Elektronen vor der Durchquerung der Schichtdicke x . Bei longitudinal polarisierten Elektronen gilt für die Depolarisationslänge näherungsweise [OlMa59, Formel 9.17]

$$L_{dep} = \frac{2}{1 - \frac{1}{3}P_S^2} L_{rad} \quad (12)$$

wobei P_S der longitudinale Polarisationsgrad der Elektronen ist.

Im Fall des hier entwickelten Polarimeters durchqueren die Elektronen vor dem Magneten 0.51 Strahlungslängen Graphit, das entspricht 9.6 cm . Mit dem longitudinalen Polarisationsgrad der MAMI-Elektronen von $P_S \approx 0.8$ und der Strahlungslänge von Graphit von 18.8 cm ergibt sich eine Depolarisationslänge von $L_{dep} = 47.8\text{ cm}$ und damit eine Verminderung des Polarisationsgrades der Elektronen vor dem Magneten um rund 20% von $P_S = 0.8$ auf $P_S = 0.66$.

3.3 Photontransmission durch den Magneten

Die Zirkularpolarisation der Bremsstrahlungsphotonen wird hier anhand der Transmission durch einen Dauermagneten aus dem Werkstoff Sm_2Co_{17} (Samarium-Kobalt) gemessen. Die Transmission wird mit Hilfe von Sekundärelektronenmonitoren vor und hinter dem Magneten bestimmt. Ein Photon gilt als transmittiert, wenn es den 2. Sekundärelektronenmonitor erreicht. Es gilt als absorbiert, wenn es vernichtet oder am 2. Sekundärelektronenmonitor vorbeigestreut wurde. Die Transmission durch den Magneten hängt ab von den möglichen Wechselwirkungsprozessen der Photonen im Magneten und deren Wirkungsquerschnitten. Ist σ_γ^{abs} der Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines Photons je Targetteilchen im Magneten, so gilt für den transmittierten Anteil T der Photonen

$$T = e^{-n d \sigma_\gamma^{abs}} \quad (13)$$

wobei n die Targetteilchendichte und d die Länge des Magneten ist. Wesentlich für die Funktionsweise des Polarimeters ist die Compton-Streuung, die einen polarisationsabhängigen Anteil im Wirkungsquerschnitt enthält und damit die Transmission polarisationsabhängig macht.

3.3.1 Totaler Wirkungsquerschnitt für die Absorption von Photonen

Im wesentlichen bestimmen drei Prozesse die Transmission der Photonen durch den Magneten des Polarimeters: der Photoeffekt bei niedrigen Energien bis etwa 0.5 MeV , die Compton-Streuung (Compton-Effekt) zwischen etwa 0.5 MeV und 20 MeV und die Paarbildung oberhalb von etwa 20 MeV . Der Photoeffekt

führt zur Vernichtung (und damit Absorption) der Photonen, wobei freie Elektronen und charakteristische Röntgenstrahlung entstehen. Die Compton-Streuung an Elektronen führt zu einer Ablenkung der Photonen unter Energieabgabe auf die gestoßenen Elektronen, wobei das gestreute Photon bei genügend kleinem Steuwinkel den 2. Sekundärelektronenmonitor noch erreicht und dann nicht absorbiert ist. Die Paarerzeugung im elektrischen Feld der Atome führt ebenfalls zur Vernichtung und damit Absorption der Photonen. Dabei entstehen Elektron-Positron-Paare mit der Energie der Photonen.

Abbildung 7 zeigt die Wirkungsquerschnitte der genannten Prozesse (integriert über alle möglichen Endzustände) sowie deren Summe, den gesamten oder totalen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Photonenergie für Photonen in Sm_2Co_{17} . Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist [Mar65] entnommen und ist bei relativistischen Energien ungenau. Der polarisationsunabhängige Compton-Wirkungsquerschnitt (nach [Leo87]) ist der Wirkungsquerschnitt nach der Klein-Nishina-Formel. Der polarisationsabhängige Compton-Wirkungsquerschnitt (nach [Lop96]) wurde für vollständige Zirkularpolarisation der Photonen dargestellt. Da er bei $k \approx m_e c^2$ einen Vorzeichenwechsel hat, ist hier sein Absolutbetrag dargestellt. Der Paarbildungs-Wirkungsquerschnitt wurde bei niedrigen Energien nach einer Formel in [Leo87] für den Fall verschwindender Abschirmung berechnet, bei hohen Energien wurde er genauen Rechnungen von [Tsai74] entnommen. Der polarisationsabhängige Compton-Wirkungsquerschnitt nimmt zu hohen Photonenergien hin stark ab, auch im Verhältnis zum gesamten Wirkungsquerschnitt. Bei der größtmöglichen Photonenergie von 855 MeV beträgt er nur noch $3.5 \cdot 10^{-3}$ des gesamten (totalen) Absorptions-Wirkungsquerschnitts.

Der Energiebereich unterhalb $k \approx 2m_e c^2$ wird im folgenden aus verschiedenen Gründen vernachlässigt: er macht nur etwa $\frac{1}{1000}$ der Bremsstrahlungsintensität im Magneten aus, ist nur schwach polarisiert (siehe Abb. 6) und erzeugt im 2. Sekundärelektronenmonitor (fast) kein Signal. Im bedeutenden Bereich oberhalb $k \approx 2m_e c^2$ wird der totale Wirkungsquerschnitt vom Compton- und Paarbildungsquerschnitt bestimmt und der Photoeffekt kann vernachlässigt werden.

3.3.2 Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung

Compton-Streuung ist der Stoß eines Photons mit einem Elektron, hier eines einlaufenden Photons der Energie k_0 mit einem ruhenden Elektron des Magneten. Das Photon wird um einen Streuwinkel ϑ abgelenkt und überträgt einen Teil seiner Energie auf das Elektron. Die Energie k des gestreuten Photons ist durch die Energie vor der Streuung und den Streuwinkel festgelegt.

Der Streuwirkungsquerschnitt hängt teilweise von der Polarisation, das heißt der relativen Stellung der Spins, von Photon und Elektron ab. Er ist größer bei entgegengesetzten Spins und kleiner bei gleichgerichteten Spins. Auf diesem polarisationsabhängigen Anteil des Compton-Wirkungsquerschnittes beruht das

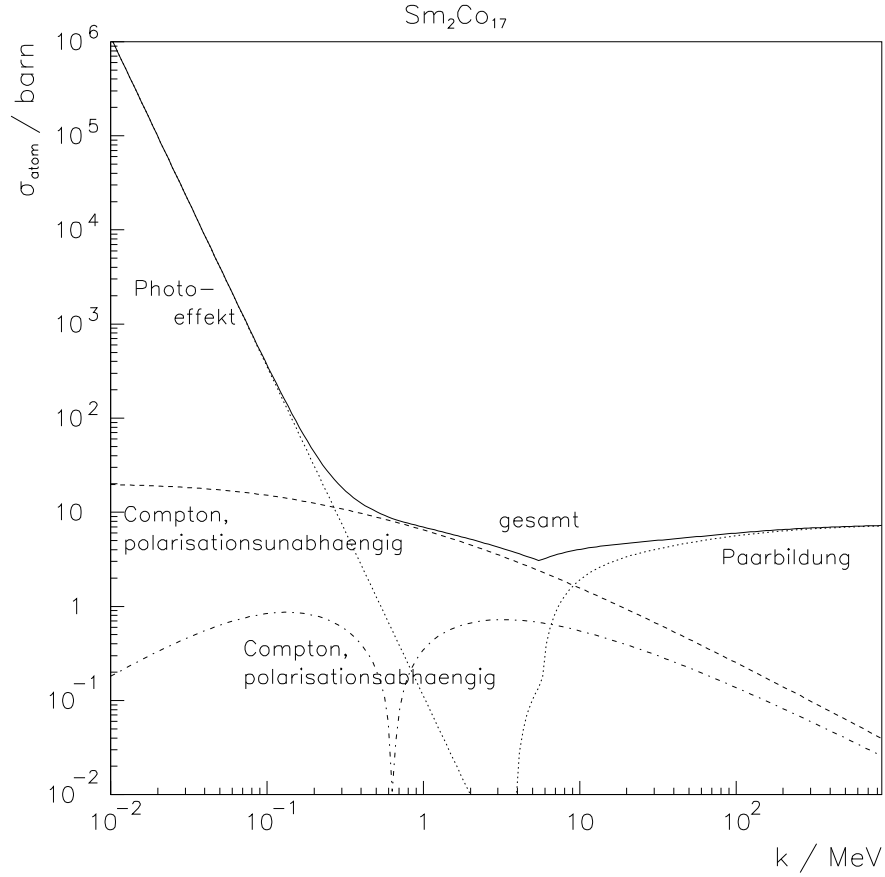


Abbildung 7: Darstellung der Wirkungsquerschnitte je Atom für die im Text erwähnten Prozesse (siehe Beschriftung) für Photonen in $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ als Funktion der Photonenergie. Gezeigt ist auch die Summe dieser Wirkungsquerschnitte (‘gesamt’). Die Wirkungsquerschnitte wurden nach Formeln in [Leo87, Mar65, Lop96, Tsai74] berechnet und sind z.T. wenig genau (Photoeffekt, Paarbildung bei niedrigen Energien). Der polarisationabhängige Anteil des Compton-W.Q. ist für vollständig zirkularpolarisierte Photonen dargestellt. Da er bei $k \approx m_e c^2$ einen Vorzeichenwechsel hat, ist hier der Absolutbetrag dargestellt. Die Delle im Verlauf des Paarbildungswirkungsquerschnittes ist nicht physikalisch, sondern stammt vom Aufeinandertreffen zweier Näherungsformeln.

Transmissions-Compton-Polarimeter, da dadurch die von den Sekundärelektronenmonitoren gemessene Transmission durch den Magneten polarisationsabhängig wird.

In den Gleichungen dieses Abschnittes werden Photonenergien in Einheiten von $m_e c^2$ gemessen und werden damit zu dimensionslosen Größen.

Betrachtet man nur Polarisationskomponenten in Längsrichtung, so gilt im Laborsystem für den Compton-Wirkungsquerschnitt an einem ruhenden Elektron [Sch58]:

$$d\sigma_C(k_0, \vartheta) = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k(k_0, \vartheta)}{k_0} \right)^2 (\phi_0(k_0, \vartheta) + P_\gamma(k) P_M \phi_p(k_0, \vartheta)) d\Omega \quad (14)$$

$$\phi_0(k_0, \vartheta) = 1 + \cos^2 \vartheta + (k_0 - k(k_0, \vartheta)) (1 - \cos \vartheta) \quad (15)$$

$$\phi_p(k_0, \vartheta) = -(1 - \cos \vartheta) (k_0 + k(k_0, \vartheta)) \cos \vartheta \quad (16)$$

$$k(k_0, \vartheta) = k_0 / (1 + k_0(1 - \cos \vartheta)) \quad (17)$$

- k_0 : Energie des einlaufenden Photons in $m_e c^2$
- $k(k_0, \vartheta)$: Energie des gestreuten Photons in $m_e c^2$
- ϑ : Streuwinkel des Photons
- r_0 : klassischer Elektronenradius $r_0 = 2.817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$
- $P_\gamma(k)$: Longitudinalpolarisationsgrad der einlaufenden Photonen, größer Null wenn der Photospin in Richtung des Photonimpulses weist (rechtshändige Photonen)
- P_M : Longitudinalpolarisationsgrad der gestoßenen Elektronen, größer Null, wenn der Elektronenspin in dieselbe Richtung wie der einlaufende Photonimpuls weist
- $d\Omega$: Raumwinkelement

Die Funktion $\phi_0(k_0, \vartheta)$ beschreibt den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt gemäß der Klein-Nishina-Formel, $\phi_p(k_0, \vartheta)$ beschreibt den polarisationsabhängigen Anteil.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die Absorption eines Photons durch Compton-Streuung ist der differentielle Compton-Wirkungsquerschnitt über den Raumwinkel außerhalb des 2. Sekundärelektronenmonitors zu integrieren, also über alle Streuwinkel ϑ , die größer sind als ein gewisser Begrenzungswinkel ϑ_g , der dem Radius von SEM2 vom Magneten aus gesehen entspricht.

$$\int_{\vartheta_g}^{\pi} \frac{d\sigma_C}{d\Omega}(k_0, \vartheta) 2\pi \sin \vartheta d\vartheta = \sigma_C^0(k_0) + P_\gamma(k) P_M \sigma_C^p(k_0) \quad (18)$$

$\sigma_C^0(k_0)$ ist der integrierte polarisationsunabhängige Compton-Wirkungsquerschnitt, $\sigma_C^p(k_0)$ der polarisationsabhängige. Für $\vartheta_g = 0$ (2. Sekundärelektronenmonitor unendlich weit weg) ergibt sich als Höchstwert des integrierten polarisa-

tionsabhängigen Compton-Wirkungsquerschnittes:

$$\sigma_C^{p,max}(k_0) = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1}{k_0} + \frac{k_0}{(1+2k_0)^2} - \frac{(1+k_0)}{2k_0^2} \ln(1+2k_0) \right\} \quad (19)$$

Der Verlauf dieser oberen Grenze in Abhängigkeit von der Photonenergie ist in Abbildung 7 als polarisationsabhängiger Compton-Wirkungsquerschnitt eingezeichnet. Die Abhängigkeit des integrierten polarisationsabhängigen Compton-wirkungsquerschnittes $\sigma_C^p(k_0)$ vom Begrenzungswinkel ϑ_g zeigt Abbildung 8. Mit

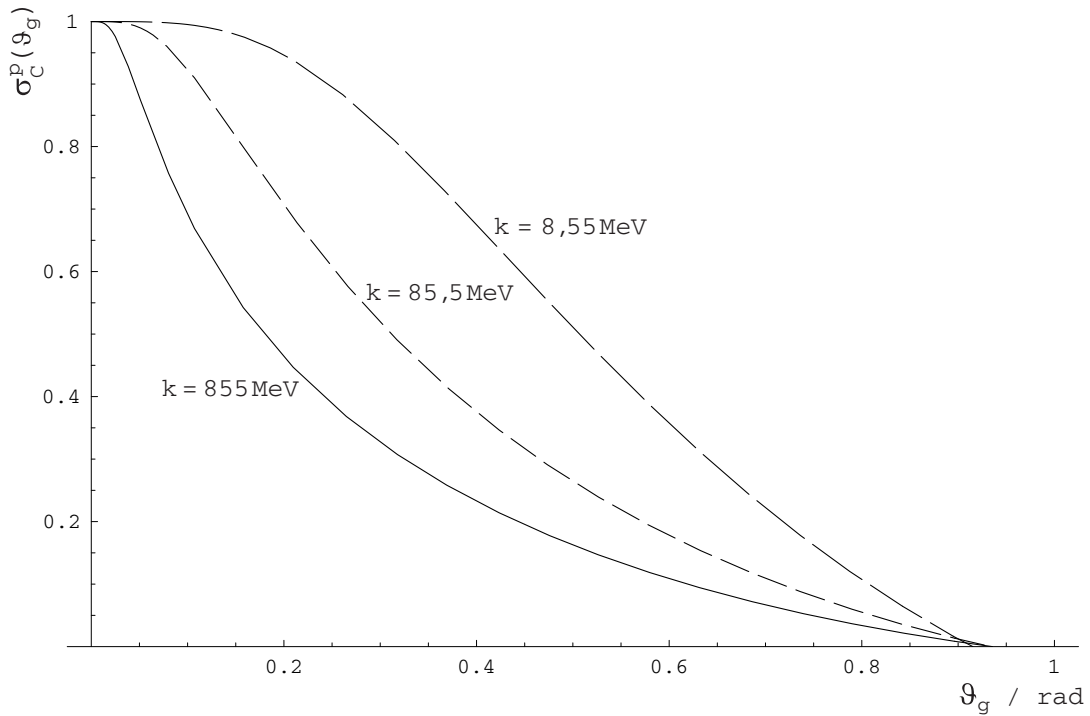


Abbildung 8: Abhängigkeit des integrierten polarisationsabhängigen Compton-Wirkungsquerschnitts vom Begrenzungswinkel ϑ_g (Raumwinkel des Transmissionsdetektors SEM2) für verschiedene Photonenergien.

zunehmendem Begrenzungswinkel nimmt der integrierte polarisationsabhängige Comptonwirkungsquerschnitt ab und zwar umso schneller, je größer die Photonenergie ist. Der Begrenzungswinkel muß also klein genug gewählt werden, so daß der integrierte polarisationsabhängige Comptonwirkungsquerschnitt noch nahe an seinem Höchstwert und nicht zu sehr vermindert ist. Für das Polarimeter wird ein Begrenzungswinkel von $\vartheta_g = 30 \text{ mrad}$ gewählt, bei welchem der integrierte polarisationsabhängige Compton-Wirkungsquerschnitt für alle Photonenergien wenigstens 96 % seines Höchstwertes beträgt.

3.4 Beiträge zur experimentellen Asymmetrie

Das Signal im 2. Sekundärelektronenmonitor S_{SEM2} setzt sich zusammen aus einem Anteil S_T , der von den durch den Magneten transmittierten Photonen stammt, und einem Restanteil S_S , der überwiegend von Schauerteilchen stammt, die im Magneten aus den auftreffenden Photonen und Elektronen durch Schau-erbildung entsteht: $S_{SEM2} = S_T + S_S$.

Damit erhält man für die experimentelle Asymmetrie des Signalverhältnisses S_{SEM2}/S_{SEM1} :

$$A_{exp} = \frac{\left(\frac{S_T+S_S}{S_{SEM1}}\right)^R - \left(\frac{S_T+S_S}{S_{SEM1}}\right)^L}{\left(\frac{S_T+S_S}{S_{SEM1}}\right)^R + \left(\frac{S_T+S_S}{S_{SEM1}}\right)^L} \quad (20)$$

$$= \frac{\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)^R - \left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)^L + \left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)^R - \left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)^L}{\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)^R + \left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)^L + \left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)^R + \left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)^L} \quad (21)$$

$$= \frac{\Delta\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right) + \Delta\left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)}{2\overline{\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)} + 2\overline{\left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)}} \quad (22)$$

$$= \frac{\Delta\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)}{2\overline{\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)} \left(1 + \frac{\overline{\left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)}}{\overline{\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)}}\right)} + \frac{\Delta\left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)}{2\overline{\left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)} \left(1 + \frac{\overline{\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)}}{\overline{\left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)}}\right)} \quad (23)$$

Dabei bedeutet $\Delta()$ die R/L-Differenz und $\overline{()}$ das R/L-Mittel der betrachteten Größe. Mit $S_{SEM1}^R \approx S_{SEM1}^L \approx \overline{S_{SEM1}}$ (d.h. die Asymmetrie des SEM1-Signals ist klein) ergibt sich

$$A_{exp} \approx A_T \frac{1}{1 + \overline{S_S}/\overline{S_T}} + A_S \frac{1}{1 + \overline{S_T}/\overline{S_S}} \quad (24)$$

Dabei ist

$$A_T = \frac{\Delta\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)}{2\overline{\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)}} \quad (25)$$

die Asymmetrie im Signalverhältnis von reinem Signalanteil der transmittierten Photonen zu SEM1-Signal und

$$A_S = \frac{\Delta\left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)}{2\overline{\left(\frac{S_S}{S_{SEM1}}\right)}} \quad (26)$$

ist die Asymmetrie im Signalverhältnis von reinem Schauersignalanteil zu SEM1-Signal. $\overline{S_T}$, $\overline{S_S}$ und $\overline{S_{SEM1}}$ sind die Signalmittelwerte aus beiden Polarisationsrichtungen.

Man erkennt z.B., daß sich die experimentelle Asymmetrie für den Fall $\overline{S_T} = \overline{S_S}$ zu gleichen Teilen aus A_T und A_S zusammensetzt.

3.5 Vielfachstreuung der Elektronen in den Aufstreuern

Wie am Anfang dieses Kapitels erwähnt, verwendet das Polarimeter Graphit-Aufstreuer zur Verminderung der Elektronenrate im Dauermagneten. Die Aufstreuung der Elektronen in den Streuern wird bestimmt von der Coulomb-Streuung der Strahlelektronen im elektrischen Feld der Atomkerne. Hierbei treten mit großer Wahrscheinlichkeit kleine Streuwinkel auf, die in der Summe eine gaußförmige Winkelverteilung ergeben. Daneben treten aber mit kleiner Wahrscheinlichkeit auch große Streuwinkel auf, die i.d.R. von einem einzelnen kernnahen Stoß herrühren. Daher kann man die Ränder der Winkelverteilung mit der Rutherford'schen bzw. Mott'schen Streuformel beschreiben. Die Aufstreuung durch andere Prozesse, wie Bremsstrahlung oder Møllerstreuung, ist viel schwächer als die Coulombstreuung und wird daher vernachlässigt.

Der gaußförmige Kernbereich der Winkelverteilung kann beschrieben werden durch [EPJC398]

$$p_G(\theta_0, \theta) d\Omega = \frac{1}{2\pi\theta_0^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right) \quad (27)$$

$$\theta_0(\beta cp, x) = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta cp} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right] \quad (28)$$

Wobei p der Impuls der Elektronen, βc ihre Geschwindigkeit und x/X_0 die Dicke des Streuers in Strahlungslängen ist. βcp kann für die betrachteten hochrelativistischen Elektronen der Elektronenenergie gleichgesetzt werden. $2\theta_0^2$ ist der über alle Raumwinkel gemittelte quadratische räumliche Streuwinkel. $p_G(\theta) d\Omega$ gibt die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung in den Raumwinkel $d\Omega$ beim räumlichen Streuwinkel θ an ($\int_0^\pi p_G(\theta) 2\pi \sin(\theta) d\theta = 1$ für nicht zu große θ_0).

Um die Abnahme der Elektronenenergie in der streuenden Schicht zu berücksichtigen, wird (nach einer Formel bei Rossi [Ros52]) für die Elektronenenergie die Wurzel aus dem Produkt der Energien vor (E) und hinter (E') dem Streuer eingesetzt:

$$\theta_0(E, E', x) = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\sqrt{EE'}} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right] \quad (29)$$

Die Energie $E'(x)$ der Elektronen nach der Schichtdicke x wird schrittweise berechnet, indem man die Schichtdicke x in N dünne Schichten der Dicke Δx unterteilt und jeweils den Ionisationsenergieverlust $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion} \Delta x$ und den Bremsstrahlungsenergieverlust $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} \Delta x$ in der dünnen Schicht von der momentanen Energie E_n abzieht:

$$E_0 = E \quad (30)$$

$$E_{n+1} = E_n + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion} (E_n) \cdot \Delta x + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} (E_n) \cdot \Delta x \quad (31)$$

mit

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} (E_n) \cdot \Delta x = -E_n \frac{\Delta x}{X_0} \quad (32)$$

Der Ionisationsenergieverlust wird nach der Formel für den Ionisationsenergieverlust relativistischer Elektronen unter Berücksichtigung des Dichteeffektes in [Leo87] berechnet.

Die integrierte Streuwahrscheinlichkeit im Raumwinkel mit $0 < \theta < \theta_g$ ist für kleine θ_g ($\theta_g \ll 1$, so daß $\sin \theta \approx \theta$):

$$P_G(\theta_0, \theta_g) = \int_0^{\theta_g} p_G(\theta_0, \theta) 2\pi \sin(\theta) d\theta = 1 - e^{-\frac{\theta_g^2}{2\theta_0^2}} \quad (33)$$

Die Ränder der Winkelverteilung außerhalb $5\theta_0$ werden mit dem Mott-Wirkungsquerschnitt berechnet (der Beitrag der Gaußverteilung kann hier vernachlässigt werden). Der Mott-Wirkungsquerschnitt lautet für hochrelativistische Elektronen ($\beta = 1$) unter Berücksichtigung des Kernrückstoßes:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{1}{4} Z^2 r_0^2 \left(\frac{m_e c^2}{E}\right)^2 \frac{E' \cos^2(\theta/2)}{E \sin^4(\theta/2)} \quad (34)$$

$$\frac{E'}{E} = \left(1 + \frac{2E}{Mc^2} \sin^2(\theta/2)\right)^{-1} \quad (35)$$

n : Streuerteilchendichte, d : Streuerlänge, Z : Kernladungszahl des Streuers, M : Kernmasse des Streuers, E, E' : Energie des Elektrons vor/nach der Streuung, r_0 : klassischer Elektronenradius.

Damit wird die differentielle Streuwahrscheinlichkeit

$$p_R(\theta) d\Omega = n d \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}(\theta) d\Omega \quad (36)$$

$p_R(\theta) d\Omega$ gibt die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung in den Raumwinkel $d\Omega$ beim räumlichen Streuwinkel θ an. Durch Integration von p_R über alle Raumwinkel außerhalb des Strahlfängers können die Leckanteile berechnet werden, das heißt die Anteile der Elektronen, die von den Streuern am Strahlfänger vorbeigestreut werden.

Um die Leckraten klein zu halten, werden die quadratisch gemittelten Streuwinkel, die die Aufstreuer verursachen sollen, vorgegeben: sie sollen $\frac{1}{5}$ des Winkels betragen, unter dem der Streuer den Radius des Strahlfängers sieht. Dadurch werden die Leckanteile einige 10^{-3} groß.

Durch die Vorgabe des mittleren Streuwinkels sind die Dicken der Streuer für jede Entfernung vom Strahlfänger festgelegt (Gleichung 28). Die Lage der Aufstreuer wird so gewählt, daß der Anteil der Elektronen, der den Magneten erreicht, bei gleichzeitig kleiner Leckrate einen möglichst kleinen Wert annimmt. Dieser

Anteil kann nach Gleichung 33 mit den ebenfalls zu bestimmenden Werten für ϑ_g , θ_0 , E und E' berechnet werden. Die Berechnungen ergeben einen ausreichend niedrigen Anteil von 2.2% bei der Verwendung von 3 Aufstreuer von je 2 cm Durchmesser in 600 cm, 910 cm und 1090 cm Entfernung vom Wasserstoff-Target. Die Längen betragen (bei der Dichte von massivem Graphit $\rho = 2.265 \text{ g/cm}^3$) 1.63 cm, 3.12 cm und 4.82 cm. Die Energie der Elektronen beträgt nach Durchgang durch alle drei Aufstreuer noch etwa 470 MeV.

Als endgültigen Durchmesser für die 3 Aufstreuer werden 32 mm, 26 mm und 24 mm gewählt (von vorne nach hinten). Diese gestaffelten Maße werden gewählt, um das Polarimeter weniger anfällig für Ungenauigkeiten beim Einbau und von Strahllageschwankungen zu machen.

Mit diesen entgültigen Bauteildurchmessern beträgt der Elektronenanteil im Magneten rund 2%. Bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ entspricht das im Magneten einer Leistung von 190 W. Der gesamte Elektronen-Leckanteil aus dem Wasserstofftarget und den 3 Graphitaufstreuern beträgt rund 0.35%. Der Leckanteil aus dem Magneten kann nicht bestimmt werden, da bei den niedrigen hier auftretenden Elektronenenergien und den damit verbunden großen Streuwinkeln die verwendeten Gleichungen ihre Gültigkeit verlieren.

3.6 Berechnung des Bremsstrahlungs-Intensitätsspektrums vor dem Magneten

Beim Durchgang der MAMI-Elektronen durch die Aufstreuer des Polarimeters wird fortwährend Bremsstrahlung erzeugt. Wegen der Winkelstreuung der Elektronen erreichen aber nicht alle Photonen den Magneten. Bei der Berechnung des Bremsstrahlungsintensitätsspektrums vor dem Magneten sind zu berücksichtigen:

- die Winkelstreuung der Elektronen und damit auch der Photonen
- die Abnahme der Elektronenenergie in den Streuern
- die Abnahme der beteiligten Elektronen von vorne nach hinten durch Streuung heraus aus der Polarimeterachse
- die Absorption der Photonen auf dem Weg durch die Streuer
- Photonen, die von Elektron-Positron-Paaren erzeugt werden (Photonen 2. Generation)

Der Anteil von Photonen 2. Generation beträgt nach Tsai und Whitis [TsWh66, Tabelle III] für Targetlängen unter 1.4 Strahlungslängen in der oberen Hälfte des Bremsstrahlungsspektrums überall unter 5%. Bei einer Targetlänge von 0.6 Strahlungslängen liegt der Anteil in der oberen Hälfte des Bremsstrahlungsspektrums unter 1.5%. Photonen 2. Generation werden daher grundsätzlich vernachlässigt. Unter Berücksichtigung der oben genannten Punkte berechnet sich das Brems-

strahlungsintensitätsspektrum als

$$I_\gamma(k) = \int_0^d dx e^{-\mu(k)(d-x)} b(x) n k \frac{d\sigma_B}{dk}(E(x), k) P_G(\theta_0(E_0, E(x)), \theta_g) T(E(x) - k) \quad (37)$$

$\mu(k) = n\sigma_\gamma(k)$ ist der Absorptionskoeffizient für Photonen in den Aufstreuern, der sich aus der Teilchendichte und dem Absorptionswirkungsquerschnitt σ_γ berechnet,

$b(x)$ ist der Anteil der am Ort x noch auf der Polarimeterachse vorhandenen (d.h. nicht herausgestreuten) Elektronen (bzw. die Wahrscheinlichkeit eines Elektrons, am Ort x noch nicht aus der Strahlachse herausgestreut worden zu sein),

d ist die gesamte auf dem Weg zum Magneten durchlaufene Stofflänge in den Aufstreuern und

$T(y)$ ist die Einheitssprungfunktion ($T(y \leq 0) = 0$, $T(y > 0) = 1$).

$I_\gamma(k)dk$ ist die Energie in Einheiten von k , die je eingefallenem Elektron im Energieintervall $[k, k + dk]$ der Bremsstrahlung enthalten ist.

Da die Elektronen vor dem Magneten das 10 *cm* lange Flüssigwasserstofftarget und ggf. mehrere Aufstreuer des Polarimeters durchlaufen, muß das Integral in Teilintegrale mit jeweiligen Werten von n , $d\sigma_B/dk(E(x), k)$, $\theta_0(E_0, E(x))$, E_0 und θ_g aufgeteilt werden. Das Produkt aus Absorptionskoeffizient und Weglänge $\mu(k)(d - x)$ muß als Summe über die durchlaufenen Teilbereiche berechnet werden.

Das Ergebnis einer Berechnung nach der obigen Gleichung und dem beschriebenen Verfahren zeigt Abbildung 9.

Durch Integration des Spektrums, Malnehmen mit der Rate der MAMI-Elektronen und dem Energieanteil der Bremsstrahlung, der im Magneten absorbiert wird, erhält man die vom Magneten aufgenommene Bremsstrahlungsleistung. Der absorbierte Anteil beträgt für hochenergetische Photonen ($k > 1\text{GeV}$) [EPJC398] rund 33%. Dieses Ergebnis wird zur Abschätzung auch für die hier auftretenden niedrigeren Energien übernommen. Damit beträgt die vom Magneten aufgenommene Bremsstrahlungsleistung rund 170 *W* oder rund 1% der Leistung des einfallenden Elektronenstrahls von rund 17 *kW*.

3.7 Abschätzung der Analysierstärke

Zu Beginn dieses Abschnittes muß gesagt werden, daß die hier gemachten Abschätzungen bestenfalls als ganz grobe Anhaltspunkte gelten können, da zu viele Einzelheiten der betrachteten Physik nicht berechenbar sind.

3.7.1 Signalanteil der transmittierten Photonen

Zuerst wird die Asymmetrie bzw. Analysierstärke des Signalanteils der transmittierten Photonen abgeschätzt. Aufgrund des polarisationsabhängigen Compton-Wirkungsquerschnittes ergibt sich für Photonen der Energie k eine Asymme-

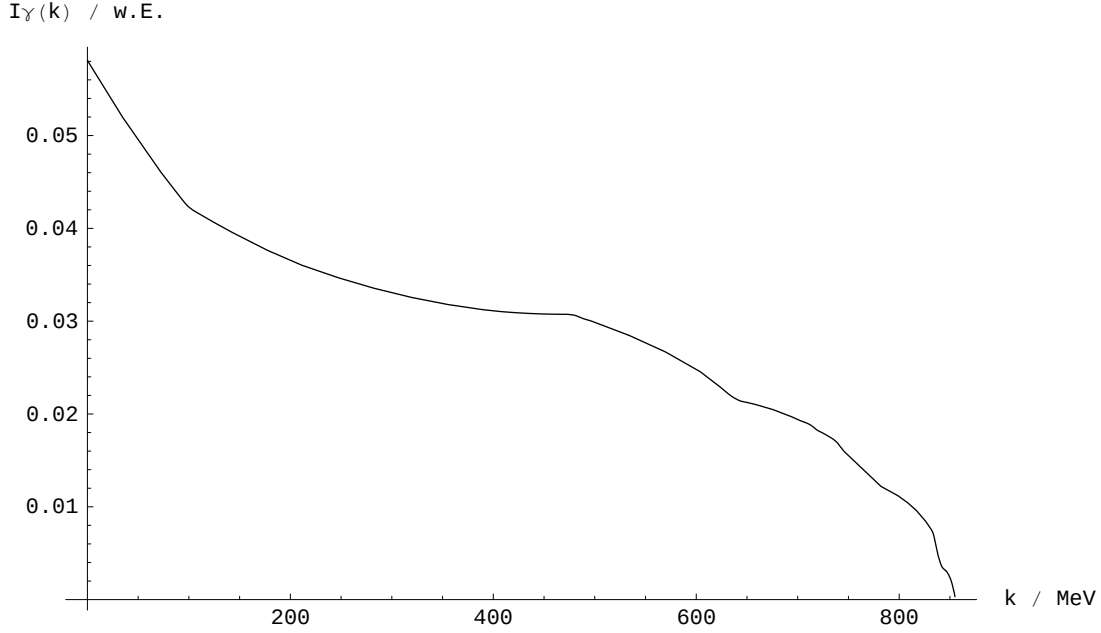


Abbildung 9: Das nach Gleichung 37 berechnete Bremsstrahlungs-Intensitätsspektrum vor dem Magneten.

trie $A_k(k)$ in der Transmission (Transmissionswahrscheinlichkeit) $T_k(k)^{R/L}$ von rechtshändigen und linkshändigen Photonen durch den Magneten (auf die Messung dieser Größen wird später eingegangen):

$$A_k(k) = \frac{T_k(k)^R - T_k(k)^L}{T_k(k)^R + T_k(k)^L}. \quad (38)$$

Die Transmissionswahrscheinlichkeit durch den Magneten ist durch den polarisationsabhängigen Absorptions-Wirkungsquerschnitt je Targetteilchen $\sigma_\gamma(k)^{L/R}$, die Targetdichte im Magneten n sowie die Magnetlänge d bestimmt:

$$T_k(k)^{R/L} = e^{-n d \sigma_\gamma(k)^{R/L}} \quad (39)$$

mit $\sigma_\gamma(k)^{L/R} = \sigma_P(k) + Z(\sigma_C^0(k) + P_\gamma(k)^{R/L} P_M \sigma_C^p(k))$
 $\sigma_P(k)$: Paarbildungs-Wirkungsquerschnitt
 $\sigma_C^0(k)$: integrierter polarisationsunabhängiger Compton-W.q.
 $\sigma_C^p(k)$: integrierter polarisationsabhängiger Compton-W.q.
 $Z = 30.7$: mittlere Kernladungszahl des Magneten (Sm_2Co_{17})
 $P_\gamma(k)^{R/L}$: Zirkularpolarisationsgrad der Bremsstrahlungsphotonen
 $P_M \approx 0.035$: Polarisationsgrad der Elektronen im Magneten (s. Abschn. 4)
 $n = 7.4 \cdot 10^{22} cm^{-3}$: Targetdichte im Magneten
 $d = 6 cm$: Länge des Magneten

Damit ergibt sich zunächst die energieabhängige Asymmetrie $A_k(k)$ (die Abhängigkeiten von k sind hier nicht explizit angegeben):

$$A_k(k) = \frac{e^{-nd(\sigma_P + Z\sigma_C^0)} (e^{-ndZP_\gamma^R P_M \sigma_C^p} - e^{-ndZP_\gamma^L P_M \sigma_C^p})}{e^{-nd(\sigma_P + Z\sigma_C^0)} (e^{-ndZP_\gamma^R P_M \sigma_C^p} + e^{-ndZP_\gamma^L P_M \sigma_C^p})} \quad (40)$$

Unter der Annahme, daß der Polarisationsgrad der Bremsstrahlungsphotonen $P_\gamma(k)$ für beide Polarisationsrichtungen gleich groß ist ($P_\gamma^R(k) \approx -P_\gamma^L(k) \approx P_\gamma(k)$), folgt:

$$A_k(k) = -\frac{\sinh(-ndZP_\gamma(k)P_M\sigma_C^p(k))}{\cosh(-ndZP_\gamma(k)P_M\sigma_C^p(k))} = \tanh(-ndZP_\gamma(k)P_M\sigma_C^p(k)) \quad (41)$$

Im vorliegenden Fall ist (wegen $|\sigma_C^p(k)| < 0.03 \text{ barn}$ und $P_\gamma(k) \leq 1$ für alle Photonenergien k) das Argument des Hyperbeltangens $|ndZP_\gamma(k)P_M\sigma_C^p(k)| \leq 0.014$ für alle Photonenergien k und der Hyperbeltangens kann durch sein Argument angenähert werden. Damit ergibt sich

$$A_k(k) = ndZP_\gamma(k)P_M\sigma_C^p(k) \quad (42)$$

Den Verlauf der energieabhängigen Asymmetrie $A_k(k)$ zeigt Abbildung 10.

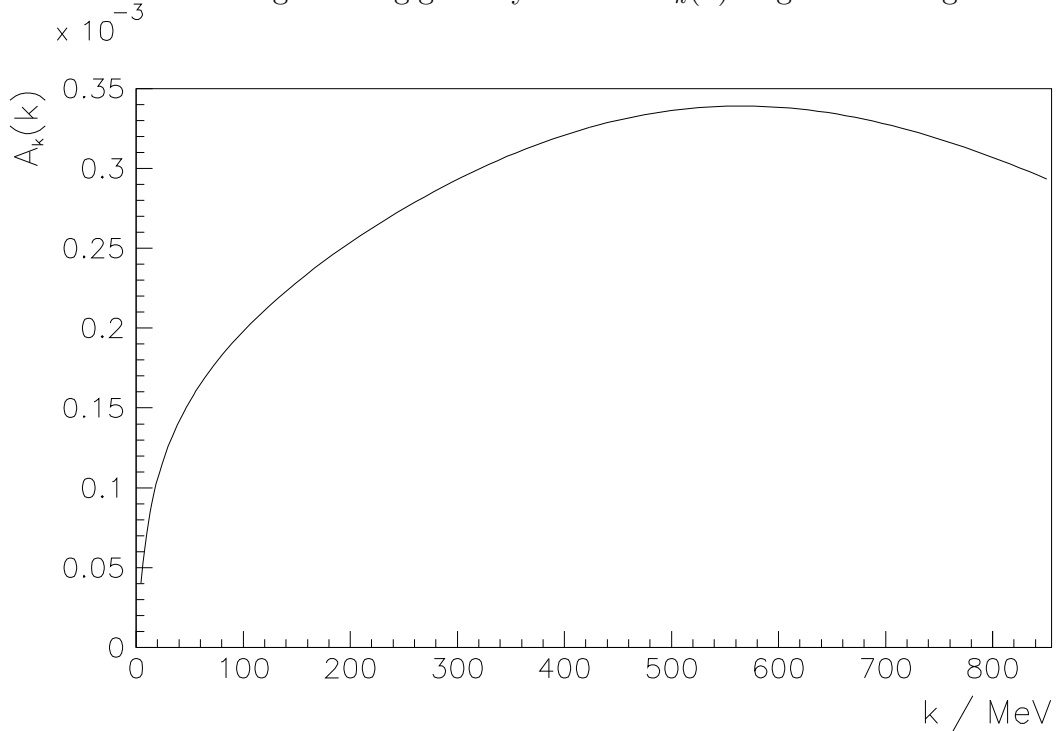


Abbildung 10: Die energieabhängige Asymmetrie $A_k(k)$ in Abhängigkeit von der Photonenergie

Um die zu erwartende meßbare Asymmetrie des Signalanteils der transmittierten Photonen A_T zu ermitteln, muß die energieabhängige Asymmetrie $A_k(k)$ über alle Photonenergien gemittelt und mit den gemessenen Signalen in Verbindung gebracht werden. Da das SEM1-Signal als polarisationsunabhängig erwartet wird, kann man in Gleichung 25 das SEM1-Signal herauskürzen und A_T ist dann nur noch vom Signal S_T in SEM2 abhängig. Zur Bestimmung von A_T wird daher $A_k(k)$ mit dem Signalbeitrag, den die jeweilige Photonenergie zum Gesamtsignal in SEM2 leistet, gewichtet, integriert und durch das Gesamtsignal von SEM2 geteilt. Der Signalbeitrag eines Photonenergieintervalls $[k, k + dk]$ zum Gesamtsignal von SEM2 ist gleich der Rate der Photonen in diesem Energieintervall, die auf den Wandler vor SEM2 trifft, multipliziert mit dem Ansprechverhalten des 2. Sekundärelektronenmonitors (mit Wandler), der der Transmissionsmessung hinter dem Magneten dient. Die Rate der Photonen im Energieintervall ist gleich der integrierten Bremsstrahlungsintensität im Energieintervall $I_\gamma(k)dk$ (nach Abbildung 9) geteilt durch die Photonenergie k ($\frac{1}{k}I_\gamma(k)dk$). Das Ansprechverhalten $f(k)$ des 2. Sekundärelektronenmonitors ist der Beitrag, den ein einzelnes Photon der Energie k zum dort gemessenen Signal leistet. Es wird als proportional zur Photonenergie angenommen ($f(k) \propto k$). Der 2. Sekundärelektronenmonitor mit Wandler mißt also die Photonenergie. Diese Tatsache wird ausführlicher im Abschnitt „Die Sekundärelektronenmonitore“ behandelt.

Somit ergibt sich für die Asymmetrie des Signalanteils der transmittierten Photonen A_T :

$$A_T = \frac{\int_{2m_e c^2}^{E_0} A_k(k) I_\gamma(k) \frac{1}{k} f(k) dk}{\int_{2m_e c^2}^{E_0} I_\gamma(k) \frac{1}{k} f(k) dk} \quad (43)$$

Da die energieabhängige Asymmetrie $A_k(k)$ sich, außer bei kleinen Photonenergien $k < 100 \text{ MeV}$, nur um $\pm 30\%$ ändert (siehe Abbildung 10), ist A_T erfreulicherweise nur wenig (nämlich im selben Maße von $\pm 30\%$) vom Ansprechverhalten $f(k)$ und von der genauen Form des Bremsstrahlungs-Intensitätsspektrums $I_\gamma(k)$ bei Photonenergien $> 100 \text{ MeV}$ abhängig. Interessant ist das Verhalten dieser Funktionen aber bei niedrigen Photonenergien $k < 100 \text{ MeV}$, da $A_k(k)$ dort auf Null abfällt und die Asymmetrie A_T umso kleiner ist, je größer die Funktionen $I_\gamma(k)$ und $f(k)$ dort sind. Im vorliegenden Fall ($I_\gamma(k) \approx \text{const.}$ und näherungsweise $f(k) \propto k$) spielt der Energiebereich $k < 100 \text{ MeV}$ keine große Rolle.

Mit dem Intensitätsspektrum $I_\gamma(k)$ nach 9, $f(k) \propto k$ nach Abschnitt 4.6 und einer Strahlpolarisation von $P_S = 0.8$ ergibt sich für die Asymmetrie A_T des Signalanteils der transmittierten Photonen im 2. Sekundärelektronenmonitor

$$A_T^{P_S=0.8} \approx 3 \cdot 10^{-4} \quad (44)$$

Die zugehörige Analysierstärke beträgt dann

$$\mathcal{A}_T \approx 4 \cdot 10^{-4} \quad (45)$$

3.7.2 Schauersignalanteil

Der Schauersignalanteil kommt insbesondere von Tochterteilchen, die im Magneten aus den Photonen durch Paarbildung und Bremsstrahlung (Schauerbildung) entstehen. Auch Elektronen, die den Magneten erreichen, tragen mit ihren Tochterteilchen bei, aber nur wenig, weil ihr Anteil am Energiefluß vor dem Magneten klein ist (etwa 4%). Von den Tochterteilchen der auf den Magneten treffenden Photonen tragen insbesondere die Photonen bei, da die (verhältnismäßig niedrigerenergetischen) Tochterelektronen im Wandler stark gestreut und gebremst werden und den dahinterliegenden Sekundärelektronenmonitor vermutlich nur selten erreichen (ebenso wie ihre geladenen Tochterteilchen).

Zur Abschätzung des Schauersignalanteiles wird das einfachste Modell elektromagnetischer Schauer verwendet: Ein Photon der Energie k erzeuge im Magneten nach einer Strahlungslänge ein Elektron-Positron-Paar, wobei beide Teilchen je die halbe Photonenergie $E = k/2$ tragen. Ein Elektron (Positron) der Energie E strahle nach einer Strahlungslänge ein Bremsstrahlungsphoton der Energie $E/2$ ab. Dann sind im Mittel aus jedem auf den Magneten mit einer Länge von etwa 4 Strahlungslängen treffenden Photon an dessen Ende 10 Elektronen und 6 Photonen gleicher Energie geworden. Diese Teilchen verlassen den Magneten allerdings unter einem gewissen mittleren Streuwinkel.

Die Schauerelektronen werden wegen dem oben Gesagten vernachlässigt. Zur Abschätzung des Streuwinkels der bedeutenderen Photonen wird der Streuwinkel der Elektronen betrachtet, die diese Photonen im Magneten abstrahlen. In dem einfachen Modell sind dies Elektronen, die eine Strahlungslänge mit der Energie $E \approx k_0/8$ durchlaufen haben, wobei k_0 die Energie des auf den Magneten treffenden Photons ist. Der Streuwinkel, den diese Elektronen vorher schon hatten, wird vernachlässigt, da die Winkeländerung in der Streuung bei abnehmender Teilchenenergie an Stärke zunimmt. Der mittlere Streuwinkel der Schauerphotonen kann dann nach Gleichung 29 zu $\theta_0(k) = 13.6 \text{ MeV} \cdot 8/k$ abgeschätzt werden.

Nach einer Formel für den Energieverlust in elektromagnetischen Schauern in [EPJC398] gibt ein aus einem (hochenergetischen, $k > 1 \text{ GeV}$) Photon entstandener Schauer im Magneten rund 30% seiner Energie durch Ionisation ab, das heißt, die Tochterteilchen teilen sich 70% der Energie des einfallenden Photons. Wenn $I_\gamma(k)$ ($k < 855 \text{ MeV}$) das Intensitätsspektrum der auf den Magneten einfallenden Photonen ist, dann ist $I_\gamma^S(\tilde{k})$ das Intensitätsspektrum der Schauerphotonen hinter dem Magneten und kann aus $I_\gamma(k)$ berechnet werden: $I_\gamma^S(\tilde{k}) = 6 I_\gamma(16\tilde{k}/0.3)$ ($\tilde{k} < 0.7 \cdot 855 \text{ MeV}/16$, wobei diese obere Grenze der Tatsache entspricht, daß sich die 16 Schauerteilchen 70% der Energie des einfallenden Photons teilen). Das Intensitätsspektrum der transmittierten Photonen hinter dem Magneten ist gleich dem mit der Transmission durch den Magneten malgenommenen Intensitätsspektrum der einfallenden Photonen. Die Transmission wurde nach Gleichung 39 mit $\sigma_\gamma \approx \text{const.} \approx 7 \text{ barn}$ nach Abb. 7 für alle Photonenergien zu 4.5% abgeschätzt. Also ist $I_\gamma^T(k) = 0.045 I_\gamma(k)$ das Intensitätsspektrum der transmittierten Photo-

nen hinter dem Magneten.

Das Signal, welches die nachfolgende Anordnung aus Aluminiumwandler (Photonen werden durch Paarbildung teilweise in Elektronen umgewandelt) und 2. Sekundärelektronenmonitor aus den transmittierten Photonen und den Schauerphotonen aus dem Magneten erzeugt (beschrieben durch die Ansprechfunktion $f(k)$), wird wieder als proportional zur Photonenergie angenommen: $f(k) \propto k$.

Nähert man $I_\gamma(k) \approx \text{const.}$, dann wird das Verhältnis von Schauer- und Transmissionsanteil:

$$\frac{S_S}{S_T} = \frac{\int_{2m_e c^2}^{0.7 \cdot 855 \text{ MeV}/16} I_\gamma^S(k) \frac{1}{k} f(k) (1 - e^{-\frac{\vartheta_g^2}{2\theta_0^2(k)}}) dk}{\int_{2m_e c^2}^{855 \text{ MeV}} I_\gamma^T(k) \frac{1}{k} f(k) dk} \approx 10^{-4} \quad (46)$$

$(1 - e^{-\vartheta_g^2/(2\theta_0^2(k))})$ ist der Anteil der Schauerphotonen aus dem Magneten, der den 2. Sekundärelektronenmonitor mit Wandler erreicht (nach Gleichung 33). $\vartheta_g \approx 30 \text{ mrad}$ ist wieder der Begrenzungswinkel, unter welchem der Magnet den 2. Sekundärelektronenmonitor mit Wandler sieht. Die obige Abschätzung ergibt einen sehr kleinen Schauersignalanteil von nur 10^{-4} . Die von Kettner und Drescher [Ket85, Dre95] vorgenommenen Berechnungen lassen dagegen für den vorliegenden Polarimetraufbau ein Verhältnis von Schauer- zu Transmissionssignalanteil von 30-100% erwarten. Vernachlässigt man wie Kettner und Drescher [Ket85, Dre95] die Asymmetrie A_S des Schauersignalanteils (was möglicherweise ein Fehler ist), so erhält man daraus zusammenfassend nach Gleichung 20 als Abschätzung für die experimentelle Asymmetrie A_{exp} Werte zwischen $1.5 \cdot 10^{-4}$ und $3 \cdot 10^{-4}$ (bei einer Strahlpolarisation von $P_S = 0.8$) und für die Analysierstärke des Polarimeters entsprechend Werte von rund $2 \cdot 10^{-4}$ bis $4 \cdot 10^{-4}$.

3.8 Abschätzung der günstigsten Länge des Magneten

Alle Berechnungen dieses Abschnittes werden unter der stark vereinfachten Annahme gemacht, daß der statistische Fehler der Asymmetriebestimmung durch die Höhe des Signals des 2. Sekundärelektronenmonitors bestimmt wird. Dieses Signal wiederum wird unter Vernachlässigung des Schauersignalanteils als proportional zur Transmission durch den Magneten angenommen und hat dann dieselbe Abhängigkeit von der Magnetlänge wie diese.

Die Asymmetrie des Transmissionssignalanteils A_T nimmt mit der Länge des Magneten zu (siehe Gleichung 42 für die energieabhängige Asymmetrie). Dagegen nimmt die Transmission, und damit das Signal im 2. Sekundärelektronenmonitor, exponentiell mit der Länge des Magneten ab (siehe Gleichung 39), wodurch die statistische Unsicherheit δA_T in der Asymmetriebestimmung zunimmt. Es gibt daher eine günstigste Länge für den Magneten, bei der die relative statistische Unsicherheit der Asymmetrie kleinstmöglich ist. Zur Abschätzung der günstigsten Magnetlänge wird der Kehrwert der relativen statistischen Unsicherheit $A_T/\delta A_T$ betrachtet, der entsprechend einen Höchstwert annimmt.

Hier wird als Ausgangspunkt Gleichung 25

$$A_T = \frac{\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)^R - \left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)^L}{\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)^R + \left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right)^L} \quad (47)$$

verwendet, wobei $\left(\frac{S_T}{S_{SEM1}}\right) =: \bar{T}$ die gemessene Transmission bezeichnet.

Durch Fehlerfortpflanzung folgt aus obiger Asymmetriemformel unter den Annahmen $\bar{T}^R \approx \bar{T}^L \approx \bar{T}$ und $\delta\bar{T}^R \approx \delta\bar{T}^L \approx \delta\bar{T}$ ($\delta\bar{T}$: statistische Unsicherheit der Transmissionsmessung) für die statistische Unsicherheit der Asymmetrie

$$\delta A_T = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\delta\bar{T}}{\bar{T}} \right) \quad (48)$$

und damit

$$\frac{A_T}{\delta A_T} = \sqrt{2} A_T \left(\frac{\bar{T}}{\delta\bar{T}} \right) \quad (49)$$

Die Transmission muß wie die Asymmetrie (siehe Gleichung 43) durch Mittelung der energieabhängigen Transmission $T_k(k)$ bestimmt werden. Alle Terme, die nicht von der Magnetlänge d abhängen, werden im weiteren als Konstanten behandelt.

$$\bar{T}^{R/L} = \frac{\int_{2m_e c^2}^{T_0} T_k^{R/L}(k) I_\gamma(k) \frac{1}{k} f(k) dk}{\int_{2m_e c^2}^{T_0} I_\gamma(k) \frac{1}{k} f(k) dk} \quad (50)$$

Die Indices R/L können für die Fehlerbetrachtung wegfallen. Für $T_k(k)$ gilt wieder $T_k(k) = e^{-n d \sigma_\gamma(k)}$. Die statistische Unsicherheit der Transmission $\bar{T}$ wird vereinfachend als proportional zur Wurzel der Transmission angenommen, da die Zahl der die Statistik bestimmenden Ereignisse als proportional zur Transmission angenommen wird (diese Annahme dürfte wegen $I_\gamma(k) \approx \text{const.}$ und $f(k) \propto k$ gut zutreffen):

$$\delta\bar{T} \propto \sqrt{\bar{T}} \quad (51)$$

Mit $A_T \propto d$ (die Asymmetrie ist proportional zur Magnetdicke) ergibt sich

$$\frac{A_T}{\delta A_T} \propto A_T \sqrt{\bar{T}} \propto d \sqrt{\int e^{-n d \sigma(k)} I_\gamma(k) \frac{1}{k} f(k) dk} \quad (52)$$

Verwenden wir wieder $f \propto k$, $I_\gamma(k) \approx \text{const.}$ und $\sigma_\gamma(k) \approx \text{const.}$, folgt

$$\frac{A_T}{\delta A_T} \propto d \sqrt{e^{-n d \sigma_\gamma}} \quad (53)$$

und das Maximum von $\frac{\delta A_T}{A_T}$ liegt dann für $\sigma_\gamma \approx 6.8 \text{ barn}$ (vergleiche Abb. 7) bei $d_{max} = \frac{2}{n \sigma_\gamma} = 4.0 \text{ cm}$. Abbildung 11 zeigt den Verlauf von $A_T/\delta A_T$ mit der

Magnetlänge nach Formel 52 mit $I_\gamma(k)$ aus Abbildung 9. Auch hier liegt das Maximum mit dem kleinsten relativen Fehler bei rund 4.0 cm . Dargestellt ist auch der Verlauf für den ungünstigsten denkbaren Grenzfall des Ansprechverhaltens $f(k)$, $f(k) \approx \text{const.}$, für den sich eine günstigste Magnetlänge von 7 cm ergibt. Wie man sieht ist die günstigste Magnetlänge nicht entscheidend vom tatsächlichen Ansprechverhalten abhängig. Im Längenbereich zwischen 4 und 7 cm erzielen beide Kurven der inversen relativen Unsicherheit über 90% ihres Höchstwertes.

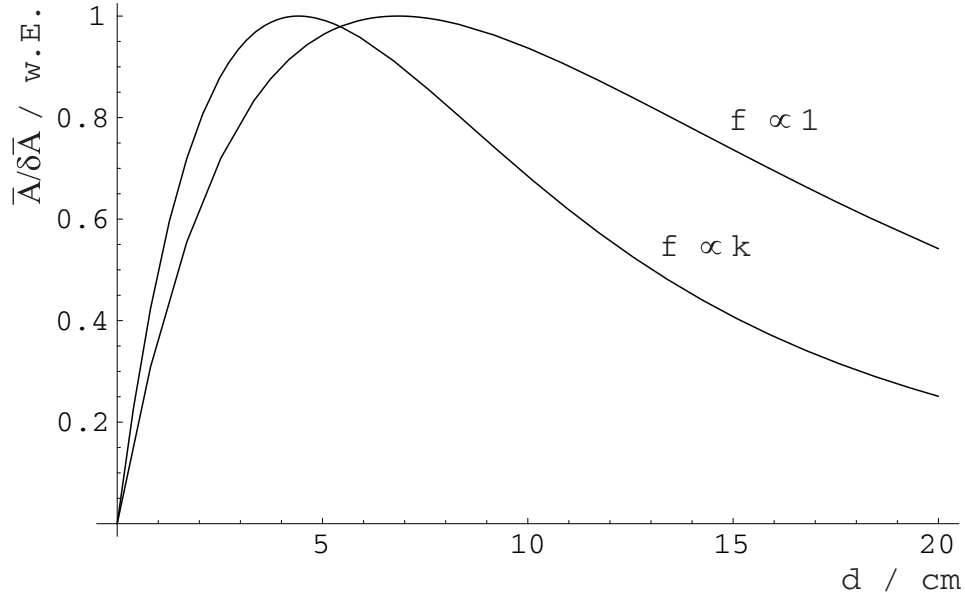


Abbildung 11: Verlauf der „Statistischen Genauigkeit“ $A_T/\delta A_T$ in der Asymmetriemessung mit der Magnetlänge d in willkürlichen Einheiten für $f(k) \propto k$ und $f(k) = \text{const.}$

Die Übereinstimmung der hier gemachten Abschätzungen mit dem im Experiment tatsächlich vorliegenden Verhalten ist schwer zu beurteilen. Da jedoch eine genaue Behandlung der Frage nach der günstigsten Magnetlänge äußerst schwierig ist, wird das hier gefundene Ergebnis als grober Richtwert verwendet.

4 Aufbau des Transmissions-Compton-Polarimeters

4.1 Überblick

Das Transmissions-Compton-Polarimeter befindet sich im Vakuum des Strahlführungsrohrs hinter der Streukammer und reicht bis kurz vor den Strahlfänger. Diese Lage stellt eine große Herausforderung an den Aufbau dar, denn der allergrößte Teil des Elektronenstromes und der durch ihn verursachten Strahlung (Strahlungsleistung: 17 kW bei $20\mu\text{A}$ Strahlstrom) muß den Strahlfänger erreichen. Dies wird durch nur mäßige Aufstreuung des Strahls und kleine Abmessungen der Polarimeterbauteile erreicht (Durchmesser 19 bis 32mm), so daß ein großer Teil der Strahlung am Polarimeter vorbeigeht. Dadurch wird auch eine weitgehende Trennung der Elektronen von der Bremsstrahlung erreicht. Die Elektronen würden sonst den Magneten zu stark erhitzen. Aus Platzgründen wird kein Elektromagnet, sondern ein $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ -Dauermagnet verwendet, der laut Herstellerangaben bei Betriebstemperaturen bis zu etwa 350°C ohne wesentliche Magnetisierungsverluste einsetzbar ist.

Als zweite Möglichkeit zur Trennung der Elektronen von der Bremsstrahlung kam eine magnetische Auslenkung des Elektronenstrahls in Frage. Diese Möglichkeit wurde jedoch nicht weiterverfolgt, da der Einbau eines Magneten in die Strahlführung technisch schwierig und teuer ist, der Magnet asymmetriebehaftete Rückstreuung in das Kalorimeter verursachen könnte und der Strahlfänger nicht mehr verschoben werden kann, so daß der abgelenkte Elektronenstrahl den Strahlfänger nicht mehr in der Mitte trafe.

Weitere Transmissions-Compton-Polarimeter wurden im Hause schon für Experimente am markierten polarisierten Photonenstrahl (in der Kollaboration A2, [Dre95]) und für Experimente zum elektrischen Formfaktor des Neutrons mit polarisierten Elektronen (Kollaboration A3, [Ket85]) gebaut. Der Hauptunterschied zum hier beschriebenen Polarimeter besteht im ersten Fall darin, daß ein reiner Photonenstrahl geringer Leistung vorliegt, der mit Bleiblenen begrenzt werden kann, so daß die Größe der Polarimeterbauteile keinen Beschränkungen unterliegt, und im zweiten Fall darin, daß das Polarimeter dort hinter dem (durchbohrten) Strahlfänger lag, so daß auch dort keine Elektronen seitlich am Polarimeter vorbeigekommen mußten und keine räumlichen Einschränkungen für die Bauteile des Polarimeters gemacht werden mußten. Daher konnten die bisherigen Transmissions-Compton-Polarimeter z.B. wassergekühlte Elektromagneten mit einer Elektronenpolarisation von rund 7.7% (gegenüber 3.2% im vorliegenden Fall) und Ionisationskammern zur Transmissionsmessung verwenden, die ein größeres Signal liefern.

Bilder und Zeichnungen zu den beschriebenen Aufbauten befinden sich im Anhang. Hier noch einmal der Grundaufbau des Polarimeters.

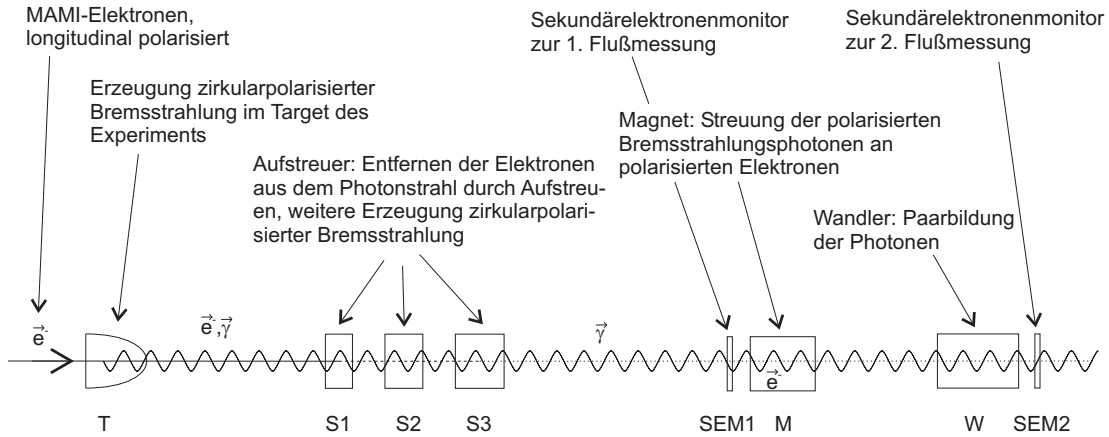


Abbildung 12: Grundaufbau des Transmissions-Compton-Polarimeters

4.2 Das Trägergestell

Bis auf den 1. Aufstreuer sind alle Bauteile des Polarimeters auf einem rund 3.5 m langen Trägergestell angebracht, das auf Kugeln rollend in das Strahlrohr geschoben werden kann. Am Ende des Strahlrohres wird das Gestell von Fangstiften in der vorgesehenen seitlichen Lage gehalten. Die Fangstifte befinden sich auf Ringen aus Aluminiumblech, die im Strahlrohr festgeklemmt wurden. Mithilfe verschiedener Einstellmöglichkeiten können zunächst die Bauteile auf dem Gestell auf eine Achse eingestellt werden und dann diese Achse mit der Strahlachse in Deckung gebracht werden.

Das Trägergestell ist überwiegend aus MayTec²-Profilstangen hergestellt. Die MayTec-Profilstangen bestehen aus einer Aluminiumlegierung und werden daher durch die ionisierende Strahlung, denen sie ausgesetzt sind verhältnismäßig wenig aktiviert. Außerdem konnte damit ein leichtes, aber genügend Festigkeit besitzendes Gestell hergestellt werden.

Das Gestell besteht aus zwei Längsstangen (jede davon zur Verminderung der Durchbiegung wiederum aus zwei übereinander-verschraubten Profilstangen bestehend) im Abstand von 6 cm , zwischen denen kurze Querstreben zur Befestigung der Bauteilträger angebracht sind. Bei etwa $1/4$ und $3/4$ der Länge sind an den Längsstreben zwei Querträger seitlich und in der Höhe verstellbar angebracht. An den Querträgern befinden sich seitlich verschiebbar die Fanglöcher, in die die Fangstifte greifen, und an den Enden die Halterungen mit den Kugelrollen, mit denen das Gestell auf der Innenseite des Strahlrohres gefahren werden kann. Durch die Einstellmöglichkeiten an der Verbindung der Querträger mit dem Trägergestell wird das Gestell insgesamt auf die Strahlachse ausgerichtet.

Das Gestell wurde so gebaut, daß alle Teile so weit wie möglich von der Strahlachse entfernt liegen (siehe Abb. 30, 33 und 35).

Der 1. Aufstreuer des Polarimeters ist auf einem eigenen kleinen MayTec-

²Warenzeichen der Firma MayTec Aluminium Systemtechnik GmbH

Rahmen, der nach dem Einschieben des Trägersgestelles mit den hinteren Bauteilen des Polarimeters in der Höhe der Wand in das Strahlführungsrohr gestellt wird (Abb. 31).

4.3 Die Bauteilträger

Die Bauteilträger sind die Verbindung zwischen dem Gestell und den Polarimeterbauteilen, die sich während der Messung auf einer Achse im Strahl befinden und sehr heiß werden (mehrere hundert Grad Celsius). Außerdem herrscht in der Nähe des Strahles eine hohe Elektronen- und Photonenflußdichte. Die Halterung der Bauteile auf der Strahlachse soll diese Teilchen, die am Polarimeter vorbei in den Strahlfänger gelangen sollen, möglichst wenig streuen (niedriges Z , kleiner Durchmesser). Da die Sekundärelektronenströme aller Bauteile als Signale gemessen werden sollen, müssen alle Bauteile gegen das Trägersgestell elektrisch isoliert sein. Um die Signalbeiträge von Teilchen, die auf die Bauteilträger treffen, gering zu halten, müssen die Bauteilträger wiederum möglichst kleine Abmessungen haben. Um alle Bauteile später auf einer Achse anordnen zu können, müssen die Bauteilträger Einstellmöglichkeiten in der Höhe und in der Waagrechten aufweisen.

Die Bauteilträger bestehen daher im oberen, strahlnahen Bereich aus Titan, welches einen Schmelzpunkt von 1660°C hat. In unmittelbarer Strahlnähe, bis 53 mm Entfernung von der Strahlachse, haben die Titanstäbe einen Durchmesser von 3 mm und darunter einen Durchmesser von 8 mm . Daran schließen sich Keramikzylinder aus Macor³ als Isolator an, die durch Aluminium-Hohlzylinder elektrisch abgeschirmt sind. Unterhalb der Isolatoren befinden sich Aluminiumstäbe, die in Aluminiumfüßen höhenverstellbar gehalten sind. Die Füße sind auf MayTec-Querstreben des Trägersgestelles seitlich verschiebbar befestigt. Die Einzelteile der Bauteilträger sind miteinander verschraubt und durch Muttern festgesetzt. Die Signalabnahme erfolgt unten an den mittleren Titanstäben durch angeschraubte Kabelschuhe. Die verschiedenen Bauteile des Polarimeters werden am oberen, dünnen Titanstab der Träger aufgesteckt (oder -geschraubt) und mit Kontermuttern (M3, Stahl) festgesetzt (siehe Abb. 36).

4.4 Die Aufstreuer

Die Aufgabe der Aufstreuer liegt in der Verminderung der vom Magneten aufgenommenen Leistung durch die Verminderung der Elektronenrate im Magneten durch Aufstreuung der Elektronen und in der Erzeugung weiterer polarisierter Bremsstrahlung.

Die Berechnungen zur Streuung der Elektronen in den Aufstreuern, die zur Wahl der Anordnung und der Abmessungen der Aufstreuer führten, sowie die

³Warenzeichen von Corning Inc., Macor ist eine bearbeitbare Keramik

Berechnung der in den Aufstreuer erzeugten Bremsstrahlung wurden im vorigen Kapitel erläutert. Wie dort ebenfalls erwähnt, bestehen die Aufstreuer aus Graphit, weil Graphit die hohen auftretenden Temperaturen (bis rund 500°C) erträgt und durch die Bestrahlung nur schwach aufaktiviert wird.

Die Dichte des für die Aufstreuer verwendeten Graphits wurde zu $\rho = 1.71 \text{ g/cm}^3$ ermittelt. Diese Dichte ist geringer als die bei den Berechnungen verwendete Dichte von massivem Graphit ($\rho = 2.265 \text{ g/cm}^3$), weil das verwendete Graphit porös ist. Die im vorigen Kapitel ermittelten Längen wurden im Verhältnis der Dichten umgerechnet.

Die Anordnung und die Abmessungen der 3 Aufstreuer des Polarimeters geht aus folgender Tabelle hervor:

Aufstreuer	1	2	3
Entfernung vom Wasserstoff-Target	600 <i>cm</i>	910 <i>cm</i>	1090 <i>cm</i>
tatsächliche Länge	2.16 <i>cm</i>	4.13 <i>cm</i>	6.38 <i>cm</i>
Durchmesser	32 <i>mm</i>	26 <i>mm</i>	24 <i>mm</i>

Die Durchmesser der Aufstreuer wurden gestaffelt (vorne größer, hinten kleiner), um das Polarimeter weniger anfällig für Ungenauigkeiten beim Einbau und von Strahllageschwankungen zu machen.

Der Elektronen-Leckanteil aus dem Wasserstofftarget und den 3 Graphitaufstreuern beträgt rund 0.35%.

4.5 Der Magnet

Der Magnet ist ein Dauermagnet aus dem Werkstoff VACOMAX⁴ der Firma Vacuumschmelze in Hanau. VACOMAX ist ein Magnetwerkstoff auf der Grundlage von $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ (Samarium-Kobalt) und ist laut Herstellerangaben für Betriebstemperaturen bis zu 350°C geeignet. Bei höheren Temperaturen können irreversible Magnetisierungsverluste auftreten. Die Curie-Temperatur beträgt rund 800°C . Die verhältnismäßig hohe Hitzeverträglichkeit war für die Wahl dieses Magnetwerkstoffes ausschlaggebend. Gegen die Verwendung einer Spule mit Eisenkern als Magnet sprach insbesondere der Raumbedarf für Spule, Rückflußjoch, Stromleitungen und Kühlung, da alle diese Teile den kleinen zur Verfügung stehenden Raum auf der Strahlachse beanspruchen, aber keinen Beitrag zur Asymmetrie leisten.

Der Polarisationsgrad der Elektronen im verwendeten Magneten konnte durch Berechnungen von M. Huth [Huth] zu $P_M = 3.2\%$ abgeschätzt werden, im Vergleich zu rund 7.7% für sättigungsmagnetisiertes Eisen. Der Magnet besteht aus 10 Zylinderscheiben von je 6 *mm* Länge und 22 *mm* Durchmesser, also einer Gesamtlänge von 6 *cm*. Zur Befestigung wurde der Magnet einfach an einer Aluminiumplatte festgeklemmt, die dann an einem der üblichen Bauteilträger befestigt war.

⁴Warenzeichen der Firma Vacuumschmelze

Die Betriebstemperatur des Magneten läßt sich mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$P = \varepsilon \sigma F (T^4 - T_U^4) \quad T = \sqrt[4]{\frac{P}{\varepsilon \sigma F}} + T_U^4 \quad (54)$$

abschätzen, wobei P die vom Magneten abgestrahlte bzw. aufgenommene Leistung, ε der Emissionsgrad des Magneten, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12} \text{W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{K}^4)$ die Stefan-Boltzmann-Konstante, F die abstrahlende Oberfläche des Magneten, T die absolute Temperatur des Magneten und T_U die absolute Umgebungstemperatur ist. Wegen der Zylinderform des Magneten gilt $F = 2\pi R(L + R)$, wobei R der Radius und L die Länge des Zylinders ist. Mit $R = 1.1 \text{ cm}$, $L = 6 \text{ cm}$, $\varepsilon = 1$ (Annahme), $T_U = 295 \text{ K}$ und $P = 360 \text{ W}$ (bei $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom) ergibt sich für die höchste Magnettemperatur $T \approx 800^\circ\text{C}$. Spätestens bei $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom wird also die Curie-Temperatur des Magneten von rund 800°C erreicht. Da der Emissionsgrad des Magneten vermutlich deutlich unter 1 liegt, wird aber die Curie-Temperatur des Magneten wohl schon bei Strahlströmen deutlich unter $20 \mu\text{A}$ überschritten. Leider wurden die hier genannten hohen Werte für die Magnettemperatur und die Bremsstrahlungsleistung erst gefunden, nachdem das Polarimeter schon konstruiert war. Bei den vorher gemachten Berechnungen wurden diese Werte stark unterschätzt. Es gilt nun, durch geeignete Maßnahmen die Temperatur des Magneten zu senken.

4.6 Die Sekundärelektronenmonitore

Als Detektoren zur Transmissionsmessung durch den Magneten werden Aluminiumplatten von 2 mm Dicke als Sekundärelektronenmonitore (kurz SEM) verwendet. Das Signal eines SEM kommt durch sekundäre Elektronen (S) zustande, die mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit von auftreffenden geladenen Teilchen ausgelöst werden und den SEM verlassen. Die geladenen Teilchen sind hier Elektronen und Positronen, die bei kinetischen Energien größer als etwa 1 MeV durch den SEM hindurchkommen. Auf Photonen sprechen die SEM nicht merklich an. Um trotzdem hinter dem Magneten auf die transmittierten Photonen empfindlich zu sein, befindet sich vor dem 2. SEM ein 9.5 cm langer (ungefähr eine Strahlungslänge) massiver Aluminiumzylinder als Photon-Elektron-Wandler. Darin schauern die Photonen auf und die dabei entstehenden Elektronen und Positronen erzeugen im SEM ein meßbares Signal. Der erste SEM erhält keinen Wandler, da vor dem Magneten noch viele Elektronen vorhanden sind, die im ersten SEM ein ausreichendes Signal erzeugen. Es wird angenommen, daß der Elektronenfluß vor dem Magneten proportional zum Photonfluß ist. Transmission mißt. einfallenden Elektronen abhängt. Die Länge des Wandlers wurde von früheren Transmissions-Compton-Polarimetern übernommen, die einen Aluminiumwandler von 9.4 cm Dicke vor der hinteren Ionisationskammer verwendeten (siehe z.B. [Ket85]). Diese Wandlerdicke geht zurück auf eine von Pruit und

Domen [PruDom62] entwickelte Ionisationskammer („P2-Kammer“), die so konstruiert ist, daß Photonen zwischen 1 und 300 MeV darin ein Signal erzeugen, welches in guter Näherung proportional zu ihrer Energie ist.

Die Sekundärelektronenausbeute, darunter wird das Verhältnis des Signalstromes aus dem SEM zum auf den SEM auftreffenden Strom verstanden, wurde an Proben verschiedener Stoffe bei verschiedenen an die Proben angelegten Potentialen und an verschiedenen Orten derselben Probe am primären MAMI-Strahl untersucht, um Hinweise auf besonders geeignete Stoffe zu erhalten. Systematische Untersuchungen wurden jedoch nicht durchgeführt, da sie den Rahmen der Arbeit gesprengt hätten. Die Proben waren Folien bzw. Bleche unterschiedlicher Dicke.

Die Messungen zeigen bei einer Auftragung der Messwerte gegen die Probendicke (siehe Abbildung 13), daß die dickeren untersuchten Proben meist größere Ausbeuten aufweisen als die dünneren. Dieses Verhalten ist besonders bei einem Probenpotential von +115 V ausgeprägt. Die größte Ausbeute zeigte (abgesehen von der Kupfer-Beryllium-Probe (CuBe)) ein 2.5 mm dickes Aluminiumblech. Die hohe Ausbeute der oberflächlich oxydierten Kupfer-Beryllium-Probe steht im Zusammenhang mit ihrer Oxydschicht (vergleiche [Koll56]). Nicht umsonst wird Kupfer-Beryllium als Dynodenmaterial in Photomultipliern eingesetzt.

Die Auftragung der Meßwerte der Sekundärelektronen-Ausbeute gegen das Probenpotential (Abbildung 14) zeigen erwartungsgemäß abnehmende Ausbeuten bei steigendem Potential, da mehr und mehr der niederenergetischen Sekundärelektronen den Potentialtopf der Probe nicht mehr verlassen können. Beim Potential +115 V gehen die Ausbeuten nicht gegen Null, sondern bleiben bei höheren Werten, die fast monoton mit der Probendicke ansteigen. Diese Ausbeuten werden von Sekundärelektronen erzeugt, deren Energie größer als +115 eV ist. Die Zahl und der Anteil dieser höherenergetischen Sekundärelektronen steigt mit der Probendicke.

Bei den dünnen Proben wird die Ausbeute offensichtlich von den niederenergetischen Sekundärelektronen (bis 100 eV) bestimmt, die im Zusammenhang mit dem Ionisationsenergieverlust überwiegend entstehen und vor allem aus oberflächennahen Schichten austreten. Hier ist die Ausbeute stark vom angelegten Potential abhängig (große relative Änderung der Ausbeute). Die Ausbeute hängt hier auch stärker als bei dicken Proben von der Oberfläche der Probe ab.

Bei dicken Proben (z.B. Aluminium, 2.5 mm) überwiegt dagegen der Anteil höherenergetischer Sekundärelektronen ($> 115 eV$) aus der Møller-Streuung, die aus dem Innern der Probe kommen. Hier ist die Abhängigkeit vom angelegten Potential wegen der höheren Energien der Sekundärelektronen geringer.

Für die Sekundärelektronenmonitore des Polarimeters sind die dicken Proben wegen der geringeren Oberflächen- und Potentialabhängigkeit (und der größeren Ausbeute) besser geeignet.

Die SEM des Polarimeters wurden aus 2 mm dickem Aluminiumblech gefertigt, da Aluminium durch Bestrahlung verhältnismäßig wenig aufaktiviert wird,

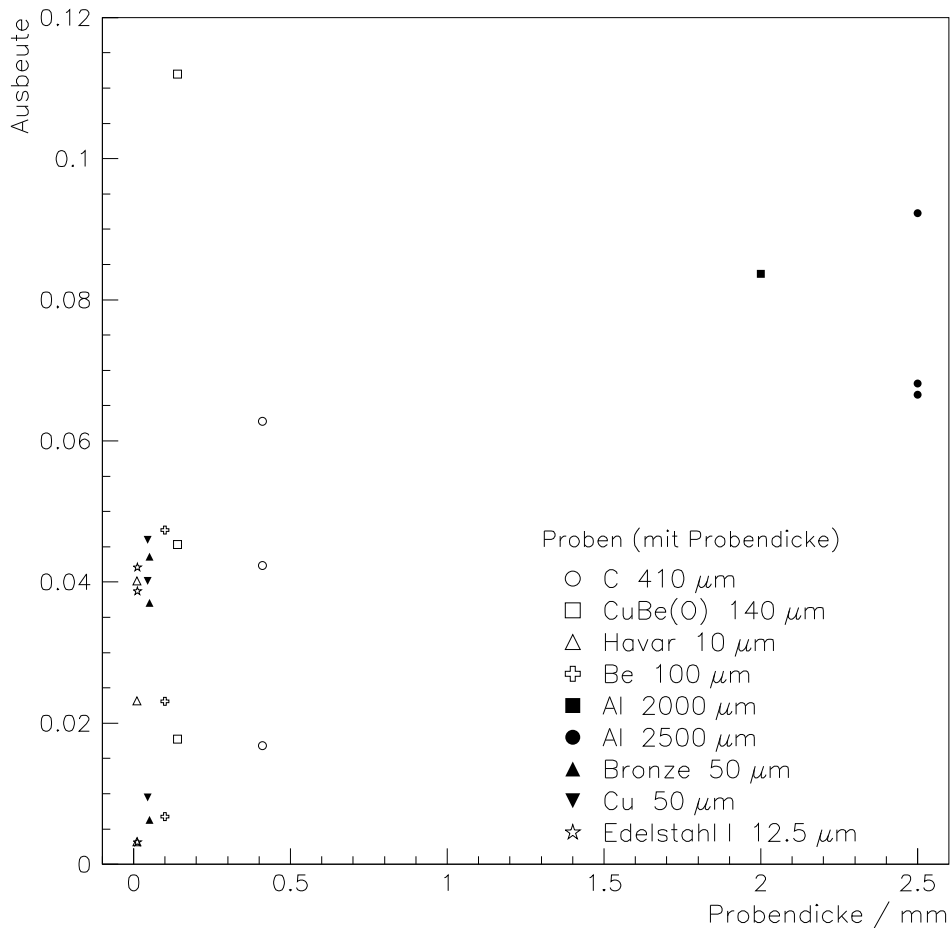


Abbildung 13: Sekundärelektronen-Ausbeute in verschiedenen Stoffen als Funktion der Probendicke, gemessen bei einer primären Elektronenenergie von 855 MeV . Zu jeder Probe gehören i.d.R. drei Punkte bei 3 verschiedenen Potentialen, die an die Probe angelegt wurden: der obere Punkt gehört zum einem Potential von -115 V gegen Erde, der mittlere zu 0 V und der untere zu $+115 \text{ V}$. CuBe(O) ist eine Kupfer-Beryllium-Legierung mit oxydierter („formierter“) Oberfläche und wird als Dynodenmaterial verwendet.

leicht zu beschaffen und zu bearbeiten ist und im Versuch hohe Ausbeuten erreicht hat. Bei der gewählten Dicke von 2 mm beträgt die Ausbeute für eine Elektronenenergie von 855.5 MeV zwischen 5.5% und 8.5% .

Die SEM des Polarimeters messen bei Erdpotential, was verschiedene Vorteile hat: es können keine Mikrophonie-Effekte auftreten, die bei mechanischen Schwingungen der SEM das Signal verschlechtern könnten, die Messung bei Erd-

potential ist meßtechnisch einfacher, da keine anspruchsvollen Spannungsquellen benötigt werden, und die Ausbeute des 2 mm dicken Aluminiumbleches ist bei Erdpotential nicht wesentlich schlechter als bei negativem Potential. Bei Aluminium zeigte sich überdies, daß bei negativem Potential, wo mehr niederenergetische Sekundärelektronen am Signal beteiligt sind, das Signal stärker vom Ort der Probe abhängig ist und zeitlich stärker schwankt als bei größeren Potentialen.

Zu klären war nun noch, ob das Ansprechverhalten, d.h. die Abhängigkeit der Signale von der Energie der auftreffenden Elektronen und Positronen, der SEM vergleichbar ist mit dem bekannten Ansprechverhalten der oben erwähnten Ionisationskammern. Zunächst wird nur das Ansprechverhalten des reinen SEM ohne Wandler betrachtet.

Zumindest für dünne Folien kommt Karzmark [Kar64] für Energien zwischen 1 und 600 MeV zu dem Ergebnis, daß der Verlauf der Ausbeute mit der primären Teilchenenergie recht gut mit dem Verlauf des Ionisationsenergieverlustes übereinstimmt. Ob dies für die 2 mm dicken SEM auch zutrifft, ist fraglich, da hier der größte Teil des Signals von höherenergetischen Møller-Elektronen erzeugt wird und zumindest der Wirkungsquerschnitt für die Møller-Streuung eine andere Energieabhängigkeit als der Ionisationsenergieverlust hat. Trotzdem kann auch nicht ausgeschlossen werden, daß sich insgesamt dennoch eine Energieabhängigkeit wie beim Ionisationsenergieverlust ergibt. Eine Messung der Energieabhängigkeit war nicht möglich. Für das Ansprechverhalten der reinen Ionisationskammer wird Proportionalität zum Ionisationsenergieverlust angenommen, da die Signalerzeugung auf der Ionisation des Kammergases beruht. Wenn schon die Ionisationskammer für sich und der SEM für sich gleiches Ansprechverhalten haben, sollte man Gleichheit auch für das Ansprechverhalten von Ionisationskammer bzw. SEM in Verbindung mit einem Wandler der gleichen Dicke erwarten. Unterschiede könnten aber dennoch vorliegen, weil im Fall der vorliegenden Arbeit die Abmessungen (die Geometrie) sehr viel schmaler sind als bei den Vergleichskammern.

Da es keine eindeutigen Beweise dafür gab, daß das Ansprechverhalten von SEM bzw. Ionisationskammer mit Wandler sich unterscheiden und in welcher Weise, wird hier angenommen, daß das Ansprechverhalten von SEM und Ionisationskammer mit und ohne Wandler in etwa gleich ist und für das Ansprechverhalten des 2. SEM mit Wandler wird dieselbe Funktion $f(k) \propto k$ angenommen, wie für die P2-Kammer.

4.7 Die Elektronik

Zur Verstärkung der bisweilen weniger als 1 nA betragenden Signalströme werden Strom-Frequenzwandler mit zusätzlichem analogem Spannungssignalausgang verwendet (Entwurf: P. Jennewein, 19. Sept. 1995: I/F-Wandler für Compton-Polarimeter). Diese wurden für die früher am Institut verwendeten Transmissions-Compton-Polarimeter entwickelt. Zur elektronischen Datenerfassung werden die

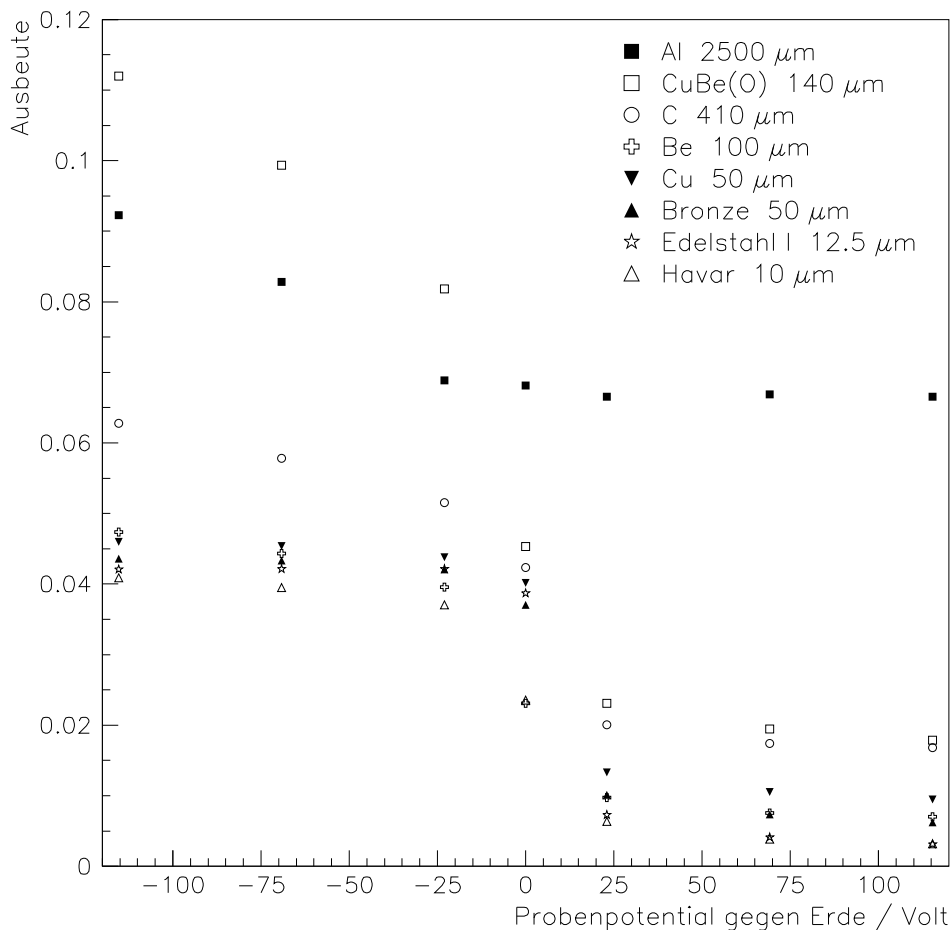


Abbildung 14: Sekundärelektronen-Ausbeute verschiedener Stoffe in Abhängigkeit vom Probenpotential. Nicht alle Messungen einer Probe fanden am selben Ort statt, wodurch die Kurven nicht immer ganz „glatt“ sind.

Signale über einen Eingangsverstärker an einen Integrator weitergeleitet, der sie über die Dauer einer Polarisationsrichtung von 20ms integriert, und dann digitalisiert und histogrammiert. Bei höherem Signalstrom wird der Vorverstärker weggelassen und ggf. noch ein Reihenwiderstand ($100\text{ k}\Omega$) zur Signalabschwächung eingefügt.

Beim A4-Experiment wird die Polarisationsrichtung alle 20ms (im 50 Hz-Takt) nach einem bestimmten Muster gewechselt. Dies ist die Dauer, über die alle Signale integriert und dann histogrammiert werden (auch „gate“ genannt). Folgendes Polarisationsmuster wird verwendet: alle 80ms wird eine Polarisationsrichtung „erwürfelt“. Dies ist die Polarisationsrichtung für die ersten 20ms.

Danach wird die Polarisationsrichtung umgekehrt und für 2 mal 20 *ms* beibehalten. Danach wird die Polarisationsrichtung wieder für 20 *ms* umgekehrt und danach beginnt der nächste Vierertakt mit dem Erwürfeln der Polarisationsrichtung.

Für eine begrenzte Zahl von Signalen kann auch der zeitliche Verlauf mitgeschrieben werden, so daß kurzzeitige Schwankungen und Kopplung mit anderen Signalen, deren zeitlicher Verlauf ebenfalls mitgeschrieben wurde, untersucht werden können.

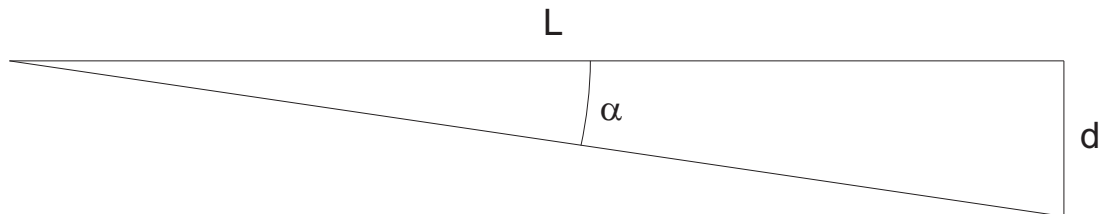
4.8 Das Einrichten des Polarimeters

Eine genaues Einrichten des Polarimeters in seiner Sollage ist notwendig, um 1. hintenliegende Bauteile vollständig durch vornliegende zu verdecken, so daß jedes Bauteil nur die abgeschwächte Strahlung aus seinem Vorgänger, und 2. alle Bauteile in den Hochpunkt der Strahlungsintensität zu setzen, wo auch die Veränderungen bei Strahllageschwankungen kleiner sind als an den Flanken der Verteilung.

Das Einrichten des Polarimeters erfolgt in zwei Schritten mithilfe eines Theodolithen: Im ersten Schritt wurden außerhalb des Strahlführungsrohres die einzelnen Bauteile auf eine Achse gebracht. Dazu wird das Polarimeter verwindungsfrei so abgelegt, daß es sich durch die Einstellarbeiten nicht verschiebt. Dabei muß man mit dem Theodolithen über die Polarimeterachse peilen können. Dazu muß der Theodolith in rund 5 *m* Entfernung vom Polarimeter stehen. Beim Einstellen werden Justieraufsätze mit Zielkreuz verwendet, damit auch die verdeckten Bauteile eingestellt werden können. Man stellt zuerst den 2. Aufstreuer (das erste Bauteil, ganz vorne auf dem Trägergestell) und den Wandler (das vorletzte Bauteil, ganz hinten auf dem Trägergestell) auf die Sollhöhe und in die seitliche Mittellage ein. Darauf wird der Theodolith genau auf die, durch die zwei Bauteile definierte, Polarimeterachse eingestellt. Dann erfolgt die Einstellung der weiteren Bauteile. Die Einstellgenauigkeit beträgt etwa 1/10 *mm*. Im zweiten Schritt erfolgt am Zielort die Einstellung auf die Sollstrahlachse mit weniger als 1/2 *mm* Abweichung. Dazu wird der Theodolith hinter der Streukammer etwa 2.9 *m* von der Wand entfernt aufgebaut und so genau wie möglich anhand der in der Experimentierhalle vorhandenen Justiermarken auf die Sollbahn gesetzt. Dann wird das Polarimeter eingefahren und zuerst die Querträger an den Enden vermessen und durch Verschieben der Fanglöcher an den Querträgern in waagerechte Stellung gebracht. Dabei muß das Polarimeter für jede neue Einstellung wieder herausgezogen werden. Danach wird durch Verschieben der Querträger gegen das Trägergestell die Polarimeterachse mit der Sollbahn in Deckung gebracht. Dazu wird die waagerechte und die senkrechte Abweichung des 2. Aufstreuers (1. Bauteil auf dem Trägergestell) und des Wandlers (mit Justieraufsatz) von der Sollbahn vermessen. Diese Abweichungen werden mit den unten gegebenen Gleichungen (Strahlensatz!) auf die Abweichungen am ersten und zweiten Querträger

umgerechnet und dann berichtigt. Dieses Verfahren muß mehrmals wiederholt werden, bis die Abweichungen geduldet werden können (sie sollten unter $500 \mu m$ liegen).

Bei der Vermessung mit dem Theodoliten gilt folgender Zusammenhang zwischen Abständen und Winkeln:



$$\frac{d}{\mu m} = 15.7 \frac{\alpha}{mgon} \frac{L}{m} \quad (55)$$

Abbildung 15 gibt die für die Einrichtung benötigten Abstände an. Abbildung 16 zeigt, wie aus den gemessenen Abständen des 2. Aufstreuers und des Wandlers von der Sollbahn die (zu berichtenden) Abstände an den Querträgern (A und B) bestimmt werden.

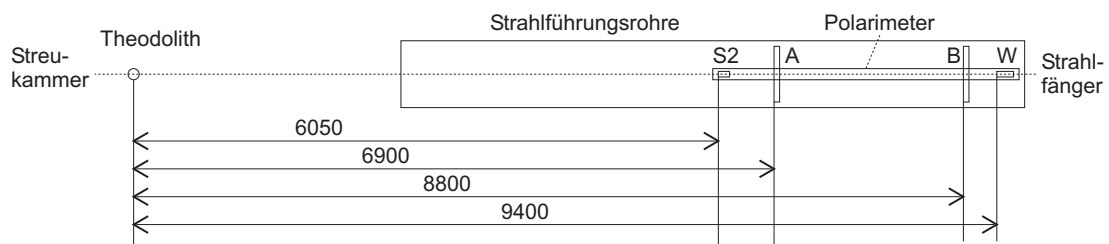


Abbildung 15: Abstände zwischen dem Theodolithen und den zu vermessenden Teilen des Polarimeters beim Einrichten (Abstände gelten nur grob).

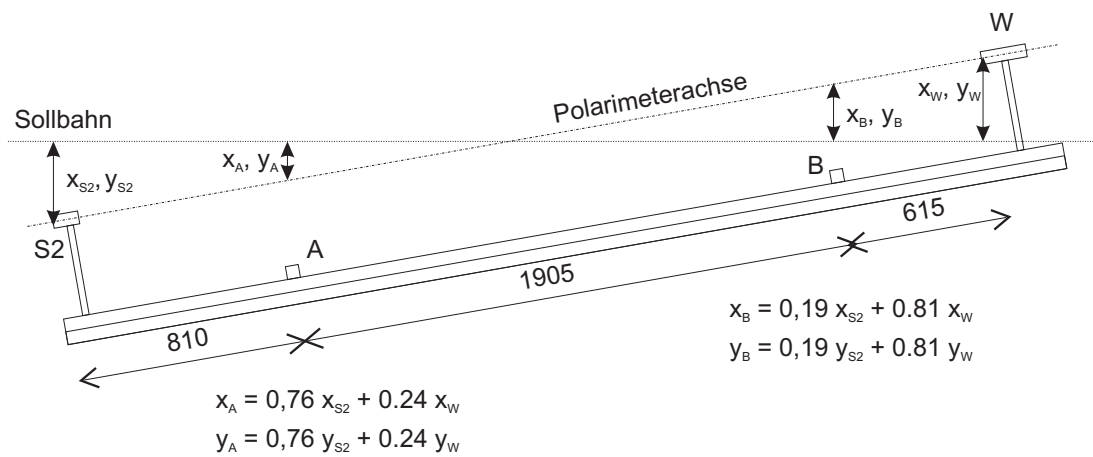


Abbildung 16: Umrechnungsformeln zur Bestimmung der Abstände des Polarimeters von der Sollage an den Querträgern (wo die Lage eingestellt wird) aus den gemessenen Abständen des 2. Aufstreuers und des Wandlers von der Sollage.

5 Messungen und Auswertung

5.1 Messungen

Die Messungen mit dem Polarimeter fanden in einer zweitägigen Strahlzeit mit polarisiertem Strahl statt. Die Signalströme (Sekundärelektronenströme) aller Bauteile des Polarimeters wurden, wie im Kapitel „Elektronik“ beschrieben, mit der vorhandenen A4-Elektronik, bestehend aus Verstärker, Integrator, Analog-Digital-Wandler und Histogrammierreinheit, für jede der beiden Polarisationsrichtungen getrennt gemessen. Für einige Signale wurde darüberhinaus auch der zeitliche Verlauf für beide Polarisationsrichtung getrennt gemessen. Alle Meßwerte wurden auf Festplatte gespeichert und standen für die nachträgliche Auswertung zur Verfügung. Zur Anpassung der Eingangssignale an die Elektronik wurden diese zum Teil vorverstärkt und/oder abgeschwächt.

Die meisten Messungen wurden bei niedrigen Strahlstromstärken von 100 bis 300 nA durchgeführt. Erst am Ende der Strahlzeit wurde die Strahlstromstärke stufenweise bis zum Sollwert des Experiments von 20 μ A gesteigert. Dabei wurde jedoch der Magnet wegen Überhitzung entmagnetisiert und fiel herab, so daß die Messungen eingestellt werden mußten.

Im Verlauf der Messungen bei niedrigem Strom wurden an der Quelle der polarisierten Elektronen des MAMI-Strahls die beiden Polarisationsrichtungen zeitweise absichtlich vertauscht. Dies geschah durch Einbringen bzw. Entfernen einer Halbwellenplatte ($\frac{\lambda}{2}$ -Platte) in den zirkularpolarisierten Laserstrahl, der die Elektronen an der Quelle aus einem Galliumarsenidkristall herauslöst. Die Halbwellenplatte vertauscht die Polarisationsrichtungen (linkszirkular oder rechtszirkular) des Laserstrahles und damit auch die der von ihnen herausgelösten Elektronen. Da die Meßelektronik nichts von der Vertauschung der Polarisationsstellungen weiß, muß jede Asymmetrie, die von der Strahlpolarisation verursacht wird, wie die Transmissionsasymmetrie durch den Magneten, beim Einbringen der Halbwellenplatte zwingend das Vorzeichen wechseln. Wechselt die Asymmetrie das Vorzeichen bei der Polarisationsvertauschung nicht, muß es sich um eine falsche Asymmetrie handeln. Allerdings können auch „falsche“ Asymmetrien, die von Asymmetrien in der Strahllage, dem Strahlstrom usw. erzeugt werden, bei Vertauschung der Polarisationsrichtungen ihr Vorzeichen wechseln. Der Vorzeichenwechsel ist eine notwendige, aber keine hinreichende Bedingung für das Vorhandensein einer im Magneten erzeugten polarisationsabhängigen Asymmetrie.

Eine vorläufige Asymmetriermittlung während der Messungen ergab für die Asymmetrie im Verhältnis der Signale von SEM2 und SEM1 ($A(\frac{S_{SEM2}}{S_{SEM1}})$) einen eindeutigen Wert von rund $5 \cdot 10^{-5}$. Diese Asymmetrie wechselte beim Einbringen der Halbwellenplatte auch das Vorzeichen.

Zwei Polarimetersignale konnten nicht genutzt werden: Das Wandlersignal und das Signal von Streuer 3. Die Ursache lag im ersten Fall in einem Kurzschluß im Stecker und im zweiten Fall vermutlich in einem Wackelkontakt.

Meßwerte wurden immer in ein bis zehnminütigen Meßläufen (Runs) genommen, die durchgezählt wurden (in vielen Bildern dient diese Zahl als x-Achse zur Darstellung der Meßwerte). Das Ergebnis der Läufe sind die (gespeicherten) Histogramme der Signale und die Zeitverlaufswerte verschiedener Signale.

5.2 Auswertung

Gegenstand der Auswertung ist die Berichtigung bekannter systematischer Abweichungen (z.B. der Signalnullpunkte), die Abschätzung unbekannter systematischer Abweichungen und die Berechnung der verschiedenen Signal- und Signalverhältnisasymmetrien, insbesondere der Asymmetrie im Signalverhältnis von SEM2 und SEM1.

Begriffsklärung: Die gemessene Asymmetrie eines Signals nennt man experimentelle Asymmetrie. Enthält diese Asymmetrie Anteile, die durch fremde Einflüsse verursacht wurden (z.B. durch Kopplung mit den Strahlparametern), so nennt man diese fremdverursachten Anteile falsche Asymmetrien. Die Asymmetrie ohne diese fremdverursachten Anteile nennt man die physikalische Asymmetrie. (Bsp.: im Fall des Polarimeters ist die physikalische Asymmetrie die Asymmetrie aufgrund der polarisationsabhängigen Streuprozesse im Magneten. Die experimentelle Asymmetrie kann jedoch leicht durch Asymmetrien der Strahlparameter verändert werden. Diese Abänderungen der physikalischen Asymmetrie sind die falschen Asymmetrien.)

Im folgenden wird unter „Signal“ stets der digitalisierte und histogrammierte Zahlenwert der Signale des Polarimeters oder der Strahlparameter verstanden und in Rechnungen und auf Abbildungen dafür die Abkürzung des entsprechenden Bauteiles bzw. Strahlparameters in Kleinbuchstaben verwendet, z.B. „sem1“ für den digitalisierten histogrammierten Zahlenwert des Signales von SEM1 usw. Ist darüberhinaus eine bestimmte Polarisationsrichtung gemeint, so ist dies durch hochgestellte Buchstaben (R bzw. L) angegeben.

Die Polarimetersignale sind ‘s1’, ‘s2’, ‘s3’ (für die digitalisierten Signale des 1., 2., 3. Aufstreuers), ‘sem1’, ‘sem2’ (für die digitalisierten Signale des 1. und 2. SEM) und ‘magnet’ (für die digitalisierten Signale des Magneten). Die Strahlparametersignale sind ‘pimo’ (für das digitalisierte Signal des Stromes), ‘xymo20x’, ‘xymo20y’, ‘xymo27x’, ‘xymo27y’ (für die digitalisierten Signale der Lagemonitore). ‘gate’ ist der digitale Meßwert für die Dauer der 20 *ms* langen Meßzeitfensters.

Abbildung 17 zeigt beispielhaft für einen Meßlauf (‘Run’ 516) die Histogramme der digitalisierten Polarimeter- und Strahlparametersignale. In der obersten Zeile sieht man die Histogramme der Lagemonitorsignale, in der 2. Zeile sieht man von links nach rechts die Histogramme für das Meßzeitfenster, den Strahlstrom, den 2. Aufstreuer und den 3. Aufstreuer. In der dritten Zeile sieht man von links nach rechts die Histogramme des Signals des 1. Sekundärelektronenmonitors, des Magnetes und des 2. Sekundärelektronenmonitors. Für jedes Signal sind die zwei Histogramme für die beiden Polarisationsrichtungen in zwei verschiede-

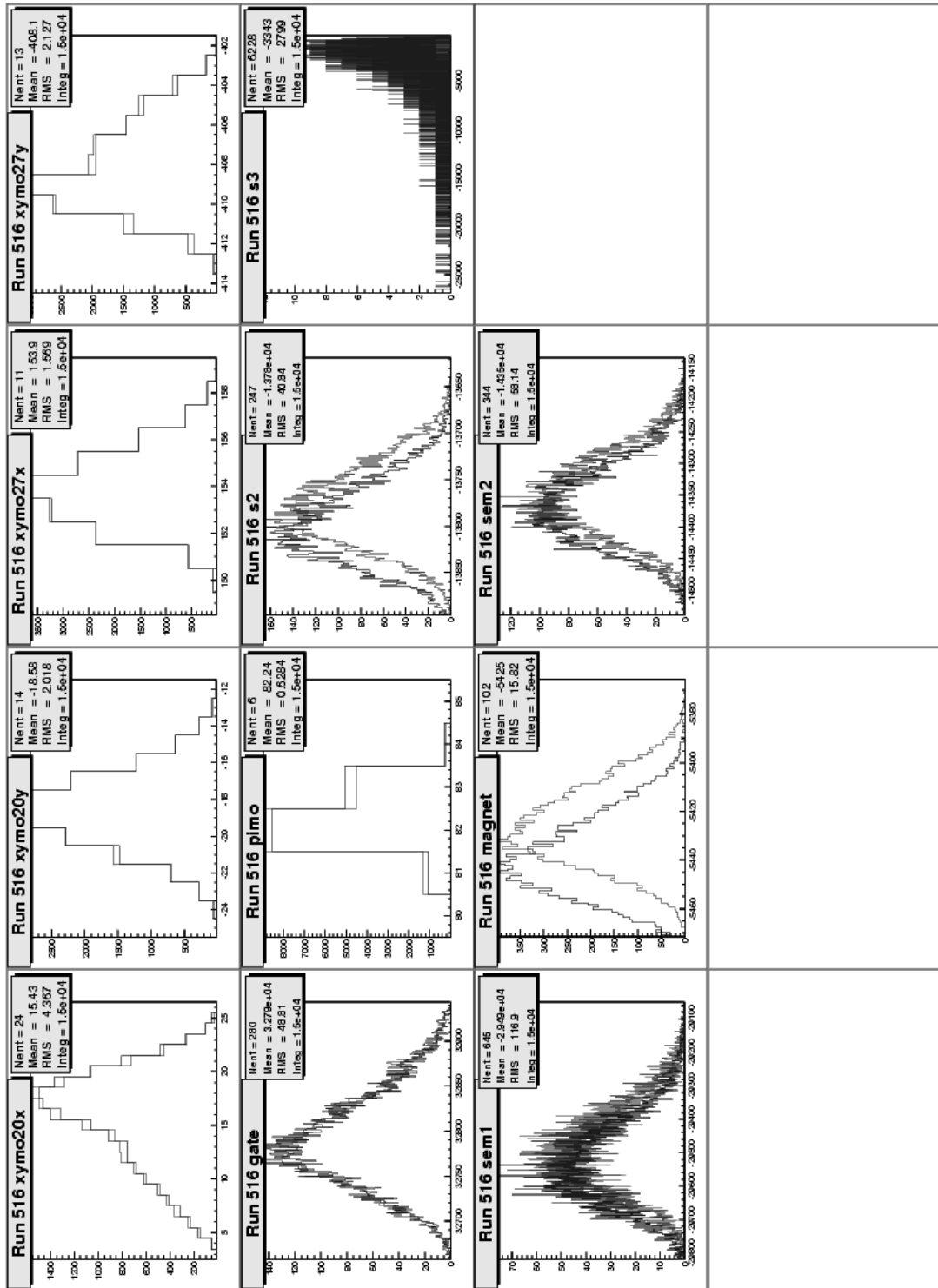


Abbildung 17: Signalhistogramme für Lauf 516. Für jedes Signal sind die beiden Histogramme für die verschiedenen Polarisationsrichtungen übereinander gezeichnet. Insbesondere beim Magnetsignal erkennt man die Verschiebung der beiden Kurven gegeneinander, in der sich die Asymmetrie des Signals widerspiegelt.

nen Farben übereinander gedruckt. Z.B. beim Magnet-Signal erkennt man gut den deutlichen Unterschied für beide Polarisationsrichtungen. Jeder Eintrag in einem der Histogramme entspricht einem über 20 ms integrierten Meßwert eines Signals für eine der Polarisationsrichtungen.

Es werden folgende abkürzende Schreibweisen für die Asymmetrie, den Mittelwert und die Differenz der Meßwerte S^L , S^R des Signals S bei links- (L) bzw. rechtshändiger (R) Polarisation des Strahles verwendet:

$$A(S) := \frac{S^R - S^L}{S^R + S^L} \quad \bar{S} := \frac{1}{2}(S^L + S^R) \quad \Delta S := S_L - S_R = D(S) \quad (56)$$

S kann hier auch für das Verhältnis zweier Signale stehen (z.B. $A\left(\frac{sem2}{sem1}\right)$). δS bezeichnet die Unsicherheit des Signals S . S^L und S^R sind die aus den Histogrammen bestimmten Mittelwerte des Signals (je nach Polarisationsrichtung). Für alle Signale S ist $S^L \approx S^R \approx \bar{S}$ und $\delta S^L \approx \delta S^R \approx \delta \bar{S}$ und damit die Asymmetrie $A(S)$ klein ($A(S) \ll 1$).

Einleitend einige Formeln für die statistischen Unsicherheiten (oder nicht gekoppelte Unsicherheiten) der Asymmetrien (hierbei addieren sich die verschiedenen Unsicherheitsbeiträge quadratisch) für $A \ll 1$:

$$\text{Für } A = A(S) \text{ ist } \delta A \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\delta S}{\bar{S}} \quad (57)$$

$$\text{Für } A = A\left(\frac{S_1}{S_2}\right) \text{ ist} \quad (58)$$

$$\delta A \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(\frac{\delta S_1}{S_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta S_2}{S_2}\right)^2} \quad (59)$$

Die folgende Formel berechnet die Asymmetrie eines Signalverhältnisses aus den Asymmetrien der Einzelsignale

$$A\left(\frac{S_2}{S_1}\right) = \frac{A(S_2)}{A(S_2) + \frac{1-A(S_2)}{1-A(S_1)}} - \frac{A(S_1)}{A(S_2) \frac{1-A(S_1)}{1-A(S_2)} + 1} \quad (60)$$

die sich für $A(S_1), A(S_2) \ll 1$ vereinfacht zu

$$A\left(\frac{S_2}{S_1}\right) \approx A(S_2) - A(S_1) \quad (61)$$

5.2.1 Berichtigung der Nullpunkte

Als erster Schritt der Auswertung wurden alle Signale um ihre Nullpunkte berichtigt, d.h. die Signalnullpunkte wurden von den Signalen abgezogen. Wie die

folgenden Formeln zeigen, verändern die Signalnullpunkte die berechneten Asymmetrien systematisch, d.h. sie erzeugen falsche Asymmetrien.

In den folgenden Formeln bezeichnen S , S_1 , S_2 die nullpunktfreien Signale und S^0 , S_1^0 , S_2^0 bezeichnen die Signalnullpunkte. Die Nullpunkte werden als deutlich kleiner als der Signalwert angenommen ($S_i^0 \ll S_i$).

$$A(S + S^0) = A(S) \frac{1}{1 + \frac{S^0}{S}} \quad (62)$$

$$A\left(\frac{S_2 + S_2^0}{S_1 + S_1^0}\right) \approx A(S_2) \frac{1}{1 + \frac{S_2^0}{S_2}} - A(S_1) \frac{1}{1 + \frac{S_1^0}{S_1}} \quad (63)$$

Z.B. ergibt ein relativer Nullpunkt von 10% bei einer Einzelsignalasymmetrie von 10^{-4} eine falsche Verhältnisasymmetrie von 10^{-5} .

5.2.2 Digitalisierungsfehler

Eine weitere systematische Fehlerquelle bei der Bestimmung der Asymmetrien liegt in der Digitalisierung der Signale: Der kontinuierliche Bereich des analogen Eingangssignals wird in Kanäle mit gleicher Kanalbreite eingeteilt und dem kontinuierlichen Eingangssignal wird als Wert die diskrete Nummer des Kanals zugewiesen, in den das Eingangssignal fällt. Dabei treten Abweichungen (Digitalisierungsfehler) von der Größenordnung einer Kanalbreite auf.

Kleine Schwankungen des Analogsignals um die Kanalgrenzen (viel kleiner als die Kanalbreite) ergeben im diskreten digitalen Signal Schwankungen der Größe 1. Kleine Schwankungen innerhalb der Kanalbreite führen dagegen zu keiner Änderung (Schwankung) des digitalen Signales! Für die aus den digitalen Signalen berechneten Asymmetrien bedeutet das, daß diese möglicherweise die wahre Asymmetrie des analogen Signals stark über- oder unterschätzen können!

Die folgende Abbildung soll die Auswirkung der Digitalisierungsfehler veranschaulichen. Sie zeigt die Stromasymmetrie einmal aus dem Histogramm und einmal punktweise aus dem Zeitverlauf des Stromsignals berechnet. Die Unterschiede zwischen den beiden Darstellungen stammen vermutlich hauptsächlich von Digitalisierungsfehlern.

Nur wenn die Standardabweichungen der analogen Signale gemessen in Kanälen viel größer als 1 sind (dies ist i.d.R. der Fall, wenn der Signalmittelwert gemessen in Kanälen groß ist) und oft genug gemessen wurde, verschwindet der Asymmetriefehler aufgrund der Digitalisierung.

5.2.3 Entkopplung der Asymmetrien

Abhängig von der Lage des Strahles können auch die Polarimetersignale schwanken. Dies ist unmittelbar einsichtig, da mit der Strahllage auch das Strahlmaximum (Teilchenratenmaximum) wandert und die Bauteile abhängig davon höhere

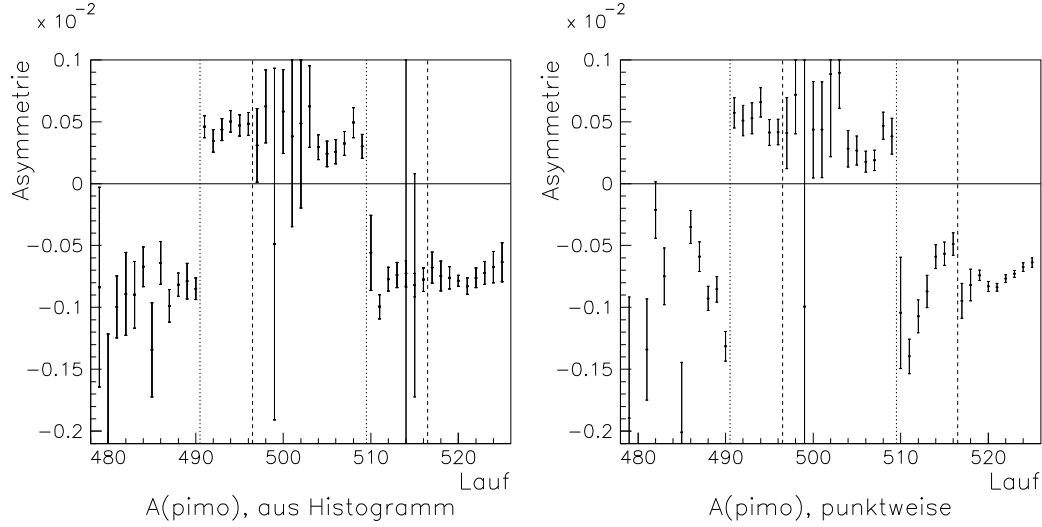


Abbildung 18: Veranschaulichung der Auswirkung von Digitalisierungsfehlern auf die gemessenen Asymmetrien: Die linke Darstellung der Strom-Asymmetrie wurde aus dem Histogramm des Stromsignals berechnet, wo aufgrund der langfristigen Mittelung kaum Digitalisierungsfehler auftreten. Die rechte Darstellung wurde aus dem Zeitverlauf des Stromsignals berechnet, wo sich mangels Mittelung die Digitalisierungsfehler stärker auswirken.

oder niedrigere Teilchenraten abbekommen. Der Zusammenhang zwischen den Strahl- und den Polarimetersignalen ist bei konstantem Strahlstrom annähernd linear, wie Abb. 19 an einem Beispiel zeigt.

Durch die Kopplung der Polarimetersignale mit den Strahlparametern, können den Polarimetersignalen falsche Asymmetrien durch Strahlparameter aufgeprägt werden. Daher war es fraglich, ob die SEM2/SEM1-Asymmetrie eine echte Asymmetrie, oder vielleicht nur eine von polarisationsgekoppelten Strahlschwankungen erzeugte falsche Asymmetrie ist. Eine Entkopplung der Asymmetrien von den Strahlparametern sollte darüber Aufschluß geben.

Ist die Kopplung (Korrelation) zwischen den Polarimetersignalen und den Strahlparametersignalen linear, so können durch lineare Regressionsanalyse die falschen Asymmetrien aus den Strahlparametersignalen berechnet und berichtigt werden. „Polarimetersignal“ kann hierbei auch eine aus anderen Signalen abgeleitete Größe sein (z.B. die Asymmetrie $A\left(\frac{sem2}{sem1}\right)$). Das Verfahren der Entkopplung der Signale wird im folgenden erläutert (vergleiche [Bev69]).

Sei

$$y = a_0 + \sum_j a_j x_j \quad (64)$$

die gemessene, experimentelle Asymmetrie (z.B. $A\left(\frac{sem2}{sem1}\right)$). a_0 sei die zunächst unbekannte physikalische Asymmetrie, deren Wert wir bestimmen wollen, und

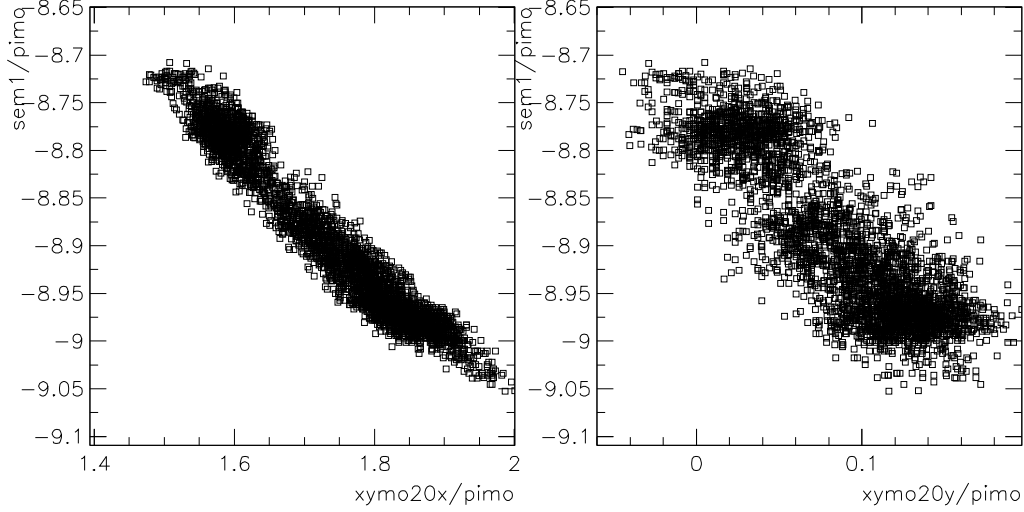


Abbildung 19: Kopplung zwischen dem auf den Strom normierten SEM1-Signal und den auf den Strom normierten Signalen von Lagemonitor 20 während Lauf 522. x-Achse: Signal von Lagemonitor 20x bzw. 20y. y-Achse: (Signal von SEM1)/Stromsignal. Die Punkte wurden aus den Zeitverlaufsmessungen der Signale berechnet. Jeder Punkt entspricht den gleichzeitigen Meßwerten der Signale zu einem bestimmten Zeitpunkt. Die Meßwerte schwanken nicht unabhängig voneinander, sondern liegen mehr oder weniger auf einer Geraden.

werde von den Fremdgrößen x_j mit $j = 1, \dots, n$ (z.B. den Strahlparametern, wie $xymo20x/pimo$) in dem Maße beeinflusst, wie die festen Werte a_j festlegen. Die Produkte $a_j x_j$ sind die falschen Asymmetrien, die berichtigt werden sollen (auch sie sind zunächst unbekannt). Für die ‘Strahlparameter’ x_j und die experimentelle Asymmetrie y sollen N Meßwerte y_i, x_{ji} vorliegen (also $y_i = a_0 + \sum_j a_j x_{ji}$, $i = 1, \dots, N$) (Dies sind z.B. die Asymmetriewerte, die aus einem oder mehreren Polarisationspaaren der Zeitverlaufsmessung bestimmt werden). Die experimentellen Asymmetrien y und die ‘Strahlparameter’ x_j seien mit normalverteilten statistischen Unsicherheiten behaftet. Die gesuchte physikalische Asymmetrie a_0 wird berechnet als

$$a_0 = \bar{y} - \sum_j a_j \bar{x}_j, \quad (65)$$

wobei $\bar{y}, \bar{x}_j$ die gemessenen Mittelwerte der experimentellen Asymmetrie und der ‘Strahlparameter’ in den N Messungen sind.

Die wahrscheinlichsten Werte für die festen Werte a_j können nun aus den

Korrelationen, Lauf 517

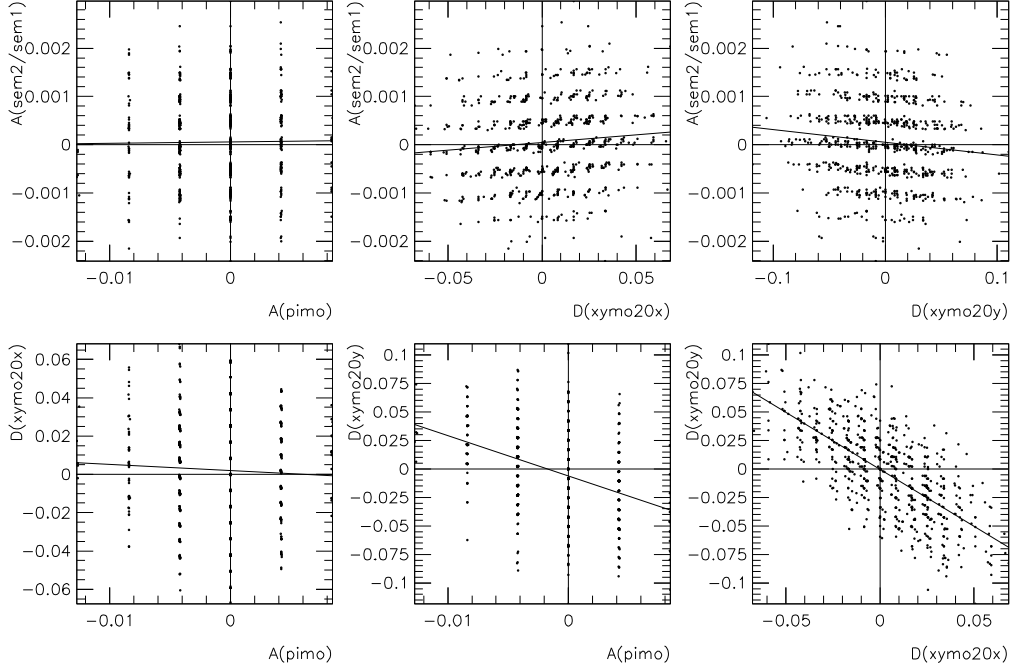


Abbildung 20: Kopplung zwischen der SEM2/SEM1-Asymmetrie und den strahl-
 leigenen Asymmetrien und Differenzen. Die Punkte wurden aus den Zeitver-
 laufsmessungen der Signale aus je 2 Polarisationspaaren berechnet. A bezeichnet
 Asymmetrien, D Differenzen in den Meßwerten bei entgegengesetzten Polaris-
 ationsrichtungen.

Meßwerten y_i , x_{ji} durch Minimierung von

$$\chi^2 = \frac{1}{\sigma_{a0}^2} \sum_i [(y_i - \bar{y}) - \sum_j a_j (x_{ji} - \bar{x}_j)]^2 \quad (66)$$

bestimmt werden (durch Nullsetzen der Ableitungen von χ^2 nach den a_j). Es
 ergeben sich n Gleichungen, die mit den Abkürzungen

$$s_{jk}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_i [(x_{ji} - \bar{x}_j)(x_{ki} - \bar{x}_k)] \quad (67)$$

und

$$s_{jy}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_i [(x_{ji} - \bar{x}_j)(y_i - \bar{y})] \quad (68)$$

geschrieben werden können:

$$s_{ky}^2 = \sum_j a_j s_{jk}^2 \quad k = 1, \dots, n \quad (69)$$

Korrelationen, Lauf 517

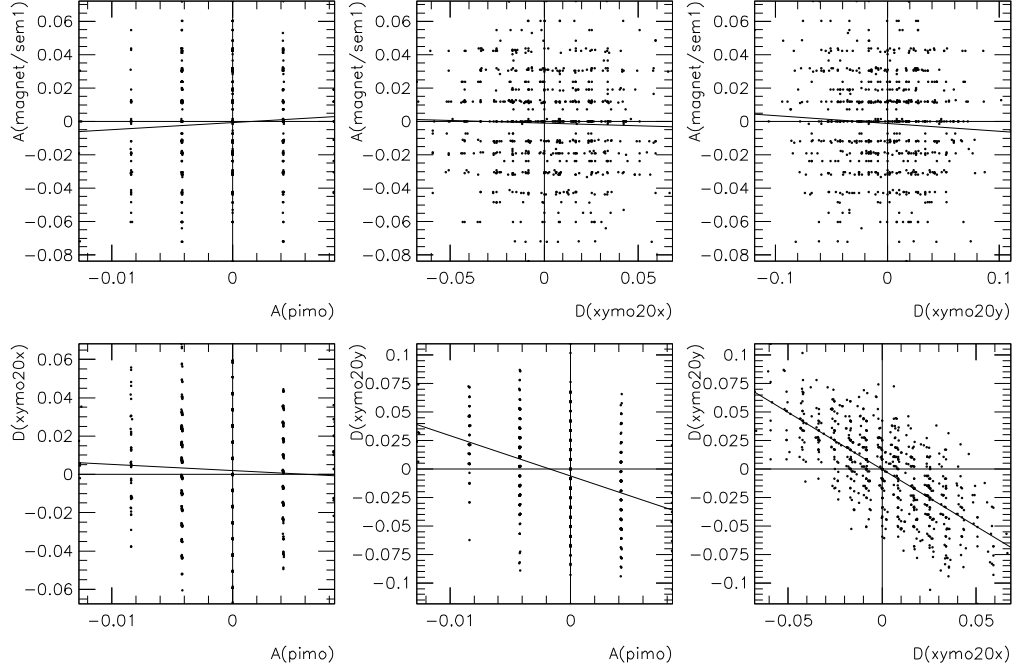


Abbildung 21: Kopplung zwischen der Asymmetrie im Verhältnis der Signale von Magnet und 2. Aufstreuer und den strahleigenen Asymmetrien und Differenzen. Die Punkte wurden aus den Zeitverlaufsmessungen der Signale aus je 2 Polarisationspaaren berechnet. A bezeichnet Asymmetrien, D Differenzen in den Meßwerten bei entgegengesetzten Polarisationsrichtungen.

oder in Matrixschreibweise $((\vec{s}_y)_k = s_{ky}^2, (\mathbf{s})_{jk} = s_{jk}^2, (\vec{a})_j = a_j)$

$$\vec{s}_y = \mathbf{s} \vec{a} \quad (70)$$

Bei der Formulierung in Matrixschreibweise wurde $s_{jk}^2 = s_{kj}^2$ berücksichtigt. Die s_{jk}^2, s_{jy}^2 werden aus den Meßwerten berechnet. Die Auflösung nach den gesuchten a_j lautet dann

$$\vec{a} = \mathbf{s}^{-1} \vec{s}_y. \quad (71)$$

Die inverse Matrix $\mathbf{s}^{-1}$ muß nach den üblichen Verfahren berechnet werden. Wurden die a_j berechnet, kann der entkoppelte Wert a_0 der Größe y nach Formel 65 bestimmt werden.

Als Schätzwerte für die Unsicherheiten in der Bestimmung der a_0, a_j aus den Meßwerten ergibt sich

$$\sigma_{a_j}^2 \approx \frac{1}{N-1} s_{jj}^{-1} s^2 \quad (72)$$

$$\sigma_{a_0}^2 \approx s^2 \quad (73)$$

$$s^2 = \frac{1}{N - n - 1} \sum_i [(y_i - \bar{y}) - \sum_j a_j (x_{ji} - \bar{x}_j)]^2 \quad (74)$$

5.2.4 Diskussion der Meß- und Auswertungsergebnisse

Im folgenden werden die verschiedenen Meß- und Auswertungsergebnisse schrittweise anhand von Darstellungen behandelt, die sich der Übersichtlichkeit wegen im Anhang "Zusammenstellung weiterer Meßergebnisse" befinden.

1. Signalmittelwerte (Abb. 25): Die Signalmittelwerte folgen im wesentlichen dem Verlauf des Stromes, zu dem sie mit kleinen Abweichungen proportional sind. Manche Signale treten mit zwei Darstellungen auf, um alle Meßwerte geeignet zeigen zu können.

2. Durch den Strom geteilte Signalmittelwerte (Abb. 26): diese sollten bei gleichbleibender Verstärkung konstant sein. Die Änderungen deuten auf systematische Effekte, z.B. eine Strahllagewanderung oder Strahlaufweitung während den Messungen hin. Die Kurven zeigen Ähnlichkeiten mit dem y-Meßwert von Lagemonitor 27 ('xymo27y/pimo' in Abb. 27), daher wird die Lageveränderung des Strahls als Hauptursache für die Änderungen in den dargestellten Signalverhältnissen angenommen.

3. Durch den Strom geteilte Signale der Lagemonitore (Abb. 27): Die Signale der Lagemonitore sind bei gleichbleibender Strahllage proportional zum Strahlstrom. Daher müssen die Lagemonitorsignale durch den Strom geteilt werden, um eine Größe zu erhalten, die wirklich die Strahllage mißt. Die Strahllage weist Sprünge und Gänge auf, die sich auch in den durch den Strom geteilten Signalen wiederfinden. Das ist verständlich, da sich bei Änderung der Strahllage das Strahlungsmaximum über die Polarimeterbauteile bewegt und eine Zu- oder Abnahme der Signale bewirkt.

4. Signalasymmetrien und -differenzen: Abb. 28 zeigt die aus den Histogrammmittelwerten berechneten Asymmetrien $A(S) = (S^L - S^R)/(S^L + S^R)$ bzw. Differenzen $D(S) = S^L - S^R$ der verschiedenen Signale. Differenzen wurden für die (durch den Strom geteilten) Lagemonitorsignale berechnet, da ihr Mittelwert etwa bei Null liegt. Eine Asymmetrie läßt sich dann nicht mehr berechnen, bzw. ist sinnlos. Man sieht, daß die meisten Polarimetersignalasymmetrien von der Stromasymmetrie beherrscht werden, die sich wegen der fast vollständigen Proportionalität von Polarimetersignalen und Stromsignal auf die Polarimetersignale überträgt. Deutliche Abweichungen von der Stromasymmetrie erkennt man bei der Magnetsignalasymmetrie, deren Betrag deutlich größer ist, jedoch bei hohen Strömen (letzte Läufe) infolge der Entmagnetisierung des Magneten durch Erhitzung bis auf den Wert der Stromasymmetrie abfällt. 'gate' bezeichnet die gemessenen Längen der 20 ms langen Meßzeitfenster, über welche alle Signale integriert und dann histogrammiert werden. Die Meßzeitfensterasymmetrien sind sehr klein und nicht systematisch.

5. Signalverhältnisasymmetrien (Abb. 28 und 29): Die, wie oben genannt, von der Stromasymmetrie verursachten Polarimetersignalasymmetrien müßten verschwinden, wenn man statt von Einzelsignalen die Asymmetrien von Signalverhältnissen bildet. Dadurch müßten die sonstigen Asymmetrien, insbesondere die vom Magneten verursachten polarisationsabhängigen Asymmetrien, deutlicher sichtbar werden. Man erkennt in der Tat, daß die Signalverhältnisasymmetrien zweier Signale (Abb. 29), die von Bauteilen vor dem Magneten stammen, gegenüber den Einzelsignalasymmetrien deutlich vermindert sind und keinen Zusammenhang mit der Polarisationsvertauschung (bei Lauf 490/491 und Lauf 509/510) mehr erkennen lassen. Dagegen tritt z.B. die ‘Transmissionsasymmetrie’ im Signalverhältnis $\text{sem2}/\text{sem1}$ deutlich hervor und insbesondere die Signalverhältnisse unter Beteiligung des Magnetsignals zeigen statistisch signifikante, verhältnismäßig große Asymmetrien von rund $5 \cdot 10^{-4}$.

6. Kopplung zwischen Signalverhältnisasymmetrien und Strahlparameterasymmetrien und -differenzen (Abb. 20 und 21): Diese Abbildungen erhält man aus den gemessenen Zeitverläufen der Signale: in diesem Fall wurden aus jeweils 2 Polarisationspaaren die Asymmetrien und Differenzen der Signale und Signalverhältnisse berechnet und dann gegeneinander aufgetragen. Die Ausdehnungen der Punktwolken sind durch statistische Schwankungen der Signalhöhe, Strahllageschwankungen und Digitalisierungsfehler bestimmt. Oft tritt eine stärkere oder schwächere Kopplung der Signale zutage. Mit Hilfe dieser Kopplungen können die Einflüsse der Strahlparameter auf das betrachtete Signal(verhältnis) entfernt werden (“Entkopplung” der Signale). Abb. 19 zeigt die Kopplung zwischen dem Strahlort und dem durch den Strom geteilten SEM1-Signal. Diese Kopplung ist weitgehend linear, eine Voraussetzung dafür, daß lineare Regression zur Entkopplung der Signal(verhältnis)asymmetrien angewendet werden kann.

7. Entkoppelte Signalverhältnisasymmetrien $A(\text{sem2}/\text{sem1})$ und $A(\text{magnet}/\text{sem1})$ (Abb. 23): Die Asymmetrien haben sich durch die Entkopplung nicht wesentlich verändert, was ein Beweis dafür ist, daß die Asymmetrien keine falschen Asymmetrien sind, die von Strahlschwankungen verursacht wurden. Im Vergleich mit den nicht entkoppelten Asymmetrien (siehe Abb. 29 oder Abb. 22 mit der SEM2/SEM1-Rohasymmetrie) sind die statistischen Unsicherheiten kleiner und damit ist die Asymmetrie statistisch signifikanter geworden.

5.2.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die wichtigsten Ergebnisse der Auswertung seien hier kurz zusammengefaßt: Insbesondere die Strahlstromstärke wies bei den Messungen große Asymmetrien von rd. $6 \cdot 10^{-4}$ auf, die sich auf die anderen Strahlparameter und die Polarimetersignale übertragen. Die dadurch verursachten falschen Asymmetrien verschwinden bei der Betrachtung von Signalverhältnisasymmetrien fast vollständig.

Fehler in den Signalnullpunkten und durch die Digitalisierung der Signale führen zu Fehlern in den gemessenen Asymmetrien. Diese Fehler können vermin-

dert werden, wenn durch geeignete Signalverstärkung die digitalen Signale hohe absolute Werte annehmen.

Die Entkopplung der Asymmetrien $A(\text{sem2}/\text{sem1})$ und $A(\text{magnet}/\text{sem1})$ von der Strahlage ändert die Größe dieser Asymmetrien kaum. Sie sind daher als physikalische Asymmetrien zu sehen. Dem entspricht auch die Tatsache, daß diese beiden Asymmetrien bei der absichtlichen Vertauschung der Polarisationsrichtungen des Strahles ihr Vorzeichen wechseln. Die Entkopplung bringt eine starke Verminderung der Meßunsicherheit für die Asymmetrien mit sich. Das Ergebnis der Auswertung ist für die SEM2/SEM1-Asymmetrie ein Wert von etwa $4 \cdot 10^{-5} \pm 15\%$ und für die Magnet/SEM1-Asymmetrie ein Wert von etwa $5 \cdot 10^{-4} \pm 1\%$. Die angegebenen relativen Unsicherheiten geben die typische Unsicherheit in der Messung nach 600 s Meßzeit an.

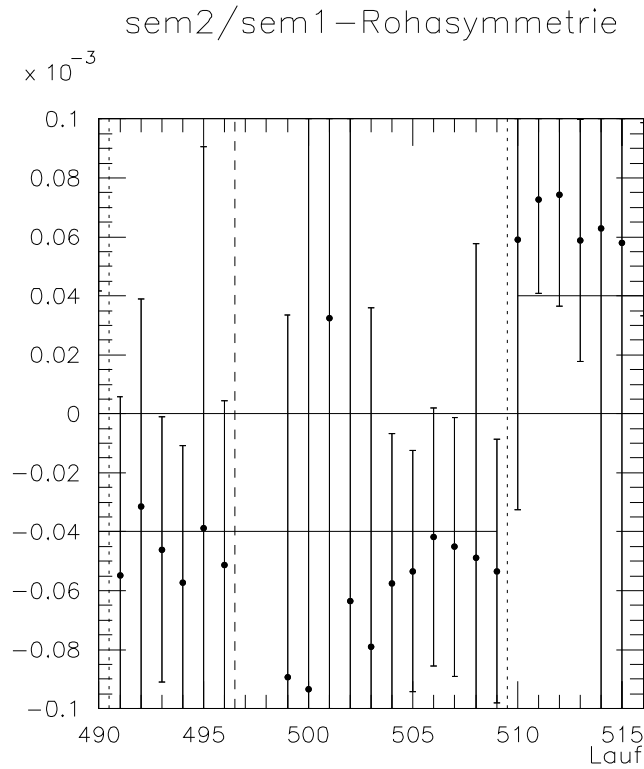


Abbildung 22: Verlauf der Rohasymmetrie im Signalverhältnis $\text{sem2}/\text{sem1}$ im Verlauf der Strahlzeit, berechnet aus den nicht nullpunktberichtigten Histogrammmittelwerten für jeden Lauf.

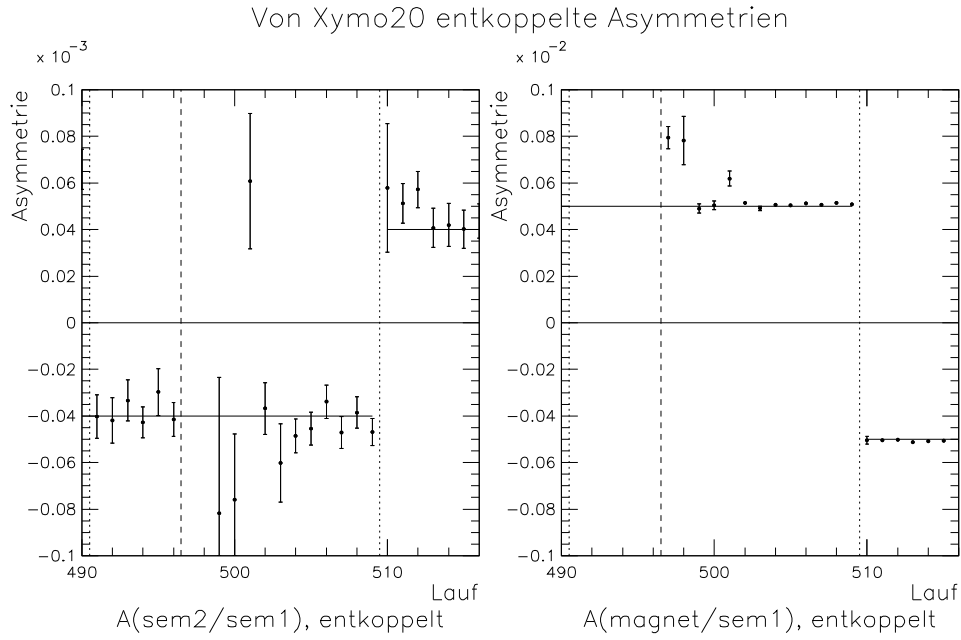


Abbildung 23: Die Asymmetrien $A(\text{sem2/sem1})$ und $A(\text{magnet/sem1})$ nach der Entkopplung von den Signaldifferenzen von Lagemonitor 20 bei einer Mittelungsdauer von 10 s. Diese Bilder stellen das Endergebnis der Analyse dar. Die Gerade bei $\pm 4 \cdot 10^{-5}$ im Bild von $A(\text{sem2/sem1})$ und die Gerade bei $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ im Bild von $A(\text{magnet/sem1})$ stimmen gut mit den Mittelwerten der entkoppelten Asymmetrien überein. Der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls beträgt rund 0.8. Der Unterschied zu den nicht entkoppelten Werten in Abb. 29 ist i.d.R. gering, Abweichungen treten besonders bei kleinen Stromwerten auf. Die statistische Unsicherheit der Asymmetrie ist bei der entkoppelten Asymmetrie deutlich verringert, weil die Strahllage und -stromschwankungen nicht, wie bei den Histogrammen, die Standardabweichung der Signalmittelwerte vergrößern können.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das A4-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) mißt die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Streuung von rechts- und linkshändig longitudinal polarisierten Elektronen an Wasserstoff. Die gemessene Asymmetrie ist proportional zum Polarisationsgrad der Elektronen, daher ist die Polarimetrie für das Experiment unverzichtbar. Derzeit ist eine Polarisationsmessung nur mit dem A1-Møllerpolarimeter möglich, das sich in einer anderen Experimentierhalle befindet und daher nur gelegentlich benutzt werden kann. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte relativ messende Transmissions-Compton-Polarimeter soll die Polarisationsmessung schon vor der Fertigstellung des A4-Laser-Rückstreu-Compton-Polarimeters ermöglichen, sowie eine schnelle ständige Polarisationsüberwachung gleichzeitig zum Experiment und eine schnelle Maximierung der Longitudinalpolarisation am Experimentierort.

Das Prinzip des Transmissions-Compton-Polarimeters beruht auf der Polarisationsabhängigkeit der Compton-Streuung polarisierter Bremsstrahlung in einem Magneten. Die polarisationsabhängige Durchlässigkeit des Magneten für die Bremsstrahlung wird mit Hilfe von Sekundärelektronenmonitoren vor und hinter dem Magneten gemessen. hintere Sekundärelektronenmonitor einen Wandler Da das Transmissions-Compton-Polarimeter den Elektronenstrahl stört, ist es zwischen dem Target des Experiments und dem Strahlfänger in den Strahlführungsröhren eingebaut. Um die zu starke Erhitzung des verwendeten Dauermagneten zu verhindern, muß der Elektronenstrahl zwischen dem Wasserstofftarget und dem Magneten aufgestreut werden. Dies geschieht mit Hilfe von 3 Graphit-Aufstreuern, deren Anordnung und Abmessungen durch Berechnung der Vielfachstreuung in den Aufstreuern optimiert wurden. Der Anteil der Strahlelektronen, die den Magneten noch erreichen, beträgt rund 1.4%. Desweiteren wurde die Bremsstrahlungsintensität (bzw. das Bremsstrahlungs-Intensitätsspektrum) vor dem Magneten berechnet. Die vom Magneten aufgenommene Bremsstrahlungsleistung beträgt den Rechnungen zufolge bei einem Strahlstrom von $20\ \mu A$ rund $960\ W$, bei welcher eine Magnettemperatur von mindestens rund $1100^\circ C$ erreicht würde. Die Curie-Temperatur des Magneten wird den Berechnungen zufolge bei einem Strahlstrom von rund $8\ \mu A$ erreicht. Der Leckanteil der Elektronen aus dem Wasserstofftarget und den 3 Aufstreuern des Polarimeters wurde zu 0.35 % berechnet. Die Analysierstärke des Polarimeters wurde nur grob abgeschätzt, da eine genaue Behandlung bzw. Simulation der daran wesentlich beteiligten elektromagnetischen Schauer zeitlich nicht möglich war. Eine Abschätzung der Analysierstärke ergab Werte zwischen $2 \cdot 10^{-4}$ und $4 \cdot 10^{-4}$. Eine grobe Abschätzung der günstigsten Magnetlänge, bei der der relative Fehler der Analysierstärke am kleinsten ist, ergab Werte von rund $4\ cm$ (bis $7\ cm$) Länge.

Der entworfene Polarimetraufbau besteht aus 3 Graphit-Aufstreuern, einem Samarium-Kobalt Dauermagneten und 2 Sekundärelektronenmonitoren. Diese Bauteile haben Durchmesser zwischen $32\ mm$ und $19\ mm$ und sind auf einer

Länge von rund 7 m auf der Strahlachse angeordnet. Die Länge der Aufstreuer ist so gewählt, daß fast alle darin gestreuten Elektronen den Strahlfänger treffen. Der Elektronenstrahl durchquert zuerst die drei Aufstreuer, wobei der Großteil der Elektronen aus der Polarimeterachse entfernt und polarisierte Bremsstrahlung erzeugt wird. Kurz vor dem Magneten befindet sich der 1. Sekundärelektronenmonitor dessen Signal zur Normierung dient. Im 6 cm langen Magneten mit einem Elektronen-Polarisationsgrad von rund 3.2% findet die polarisationsabhängige Streuung der Bremstrahlung statt. Rund 35 cm hinter dem Magneten befindet sich der 2. Sekundärelektronenmonitor mit Aluminium-Wandler, in dem die durchgelassenen Photonen in geladene Elektronen und Positronen umgewandelt, und damit meßbar gemacht werden. Kurz hinter dem 2. Sekundärelektronenmonitor beginnt der Strahlfänger. Bis auf den 1. Aufstreuer, der auf einem eigenen kleinen Gestell befestigt ist, befinden sich alle Bauteile des Polarimeters auf einem rund 3.5 m langen Gestell, das als Ganzes in die Strahlführungsrohre gerollt werden kann und durch Fangstifte in der vorgesehenen Lage gehalten wird. Die Bauteile sind an den Gestellen elektrisch isoliert befestigt, so daß von allen Signalströme gemessen werden können. Im strahlnahen Bereich besteht die Halterung der Bauteile aus dünnen, hitzebeständigen Titanstäben. Der Einbau bzw. die Einrichtung des Polarimeters in den Strahlführungsrohren findet in zwei Schritten statt, wozu ein Theodolith benötigt wird. Im ersten Schritt werden die Bauteile auf einer Achse angeordnet und im zweiten Schritt wird diese Achse auf die Sollachse ausgerichtet.

Die mit dem Polarimeter durchgeführten Messungen ergeben im Signalverhältnis $\text{SEM2}/\text{SEM1}$ eine Asymmetrie von rund $4 \cdot 10^{-5}$, die wie erwartet bei absichtlicher Vertauschung der Polarisationsrichtungen des Strahles an der polarisierten Elektronenquelle ihr Vorzeichen wechseln. für eine physikalische polarisationsabhängige Asymmetrie ist. Die Abweichung dieses gemessenen Wertes vom erwarteten Wert von $3 \cdot 10^{-4}$ weist auf eine Unterschätzung des von Schauerteilchen aus dem Magneten verursachten Signalanteiles und möglicherweise auch der Asymmetrie dieses Schauersignalanteiles hin. Ein überraschendes Ergebnis der Messungen ist, daß die Asymmetrie im Signalverhältnis $\text{Magnet}/\text{SEM1}$ mit rund $5 \cdot 10^{-4}$ etwa 10 mal so groß war wie die Asymmetrie im Verhältnis $\text{SEM2}/\text{SEM1}$ (mit umgekehrtem Vorzeichen). Weil die Asymmetrie im gemessenen Strahlstrom mit Werten um $6 \cdot 10^{-4}$ größer als die beiden oben genannten Asymmetrien war, bestanden zunächst Zweifel, ob diese beiden Asymmetrien vom Magneten erzeugte physikalische Asymmetrien waren oder aber falsche Asymmetrien, die von der Stromasymmetrie oder Asymmetrien anderer Strahlparameter herrührten. Es wurde daraufhin eine Entkopplung der Asymmetrien in den Signalverhältnissen $\text{SEM2}/\text{SEM1}$ und $\text{Magnet}/\text{SEM1}$ von den polarisationsgekoppelten Differenzen der Strahlage mit Verfahren der linearen Regression durchgeführt. Eine reine Stromasymmetrie kann in den Signalverhältnissen keine falschen Asymmetrien erzeugen, falsche Asymmetrien können aber auftreten, wenn z.B. die Strahlage an den Strom gekoppelt ist. Die Entkopplung der Asymmetrien ergab nun keine

wesentliche Verminderung der Asymmetrien, aber eine Verringerung der Meßunsicherheit, weshalb sich die Entkopplung der Asymmetrien auf jeden Fall lohnt (wenigstens aber die punktweise Berechnung der Asymmetrien aus den Zeitverlaufsmessungen). Die aus den entkoppelten Asymmetrien bei einer angenommenen Strahlpolarisation von $P_S = 0.8$ ermittelten Analysierstärken betragen rund $\mathcal{A}(SEM2/SEM1) \approx 5 \cdot 10^{-5} \pm 15\%$ für das Signalverhältnis SEM2/SEM1 und $\mathcal{A}(Magnet/SEM1) \approx 6.3 \cdot 10^{-4} \pm 1\%$ für das Signalverhältnis Magnet/SEM1. Die angegebenen relativen Unsicherheiten werden nach 600 s Meßdauer erzielt. Die Analysierstärke im Signalverhältnis Magnet/SEM1 ist offensichtlich deutlich größer und führt zu genaueren Meßergebnissen. Bei hohen Strahlströmen, wenigstens aber bei Strömen oberhalb von $10 \mu A$, nahmen die gemessenen im Magneten erzeugten Asymmetrien ab. Bei $20 \mu A$ Strahlstrom wurde der Dauermagnet durch Überhitzung entmagnetisiert. Der Strahlstrom, bei welchem die Curie-Temperatur des Dauermagneten überschritten wurde liegt also zwischen 10 und $20 \mu A$.

Zur Vermeidung der Überhitzung des Dauermagneten beim Sollstrom von $20 \mu A$ kann entweder versucht werden, den auf den Magneten treffenden Energiefluß zu verringern, oder die Wärmeabfuhr vom Magneten zu verbessern. Beispielsweise könnte der Magnet mit gut wärmeleitenden Blechen versehen werden, die die Wärme abstrahlende Oberfläche vergrößern und quer zur Strahlrichtung eine geringe Querschnittsfläche aufweisen. Im Bereich der Elektronik sind die Signalhöhen der digitalen Signale durch geeignete Verstärkung in den Bereich größtmöglicher Werte zu legen, um die Auswirkungen der Digitalisierungs- und Nullpunktfehler zu vermindern. Außerdem ist daran zu denken, die Signalnullpunkte regelmäßig zu messen.

A Zusammenstellung weiterer Meßergebnisse

Die folgende Tabelle gibt die auf den primären Strahlstrom bezogenen gemessenen Signalströme an, wie sie sich bei Verwendung der Nenngrößen der elektronischen Bauteile (Verstärker u.a.) ergeben, gemessen bei einem Strahlstrom von 100 nA :

Polarimeterbauteil	Signalstrom/Strahlstrom in %
S1	17
S2	17
S3	16
SEM1	0.33
Magnet	6.5
SEM2	0.19

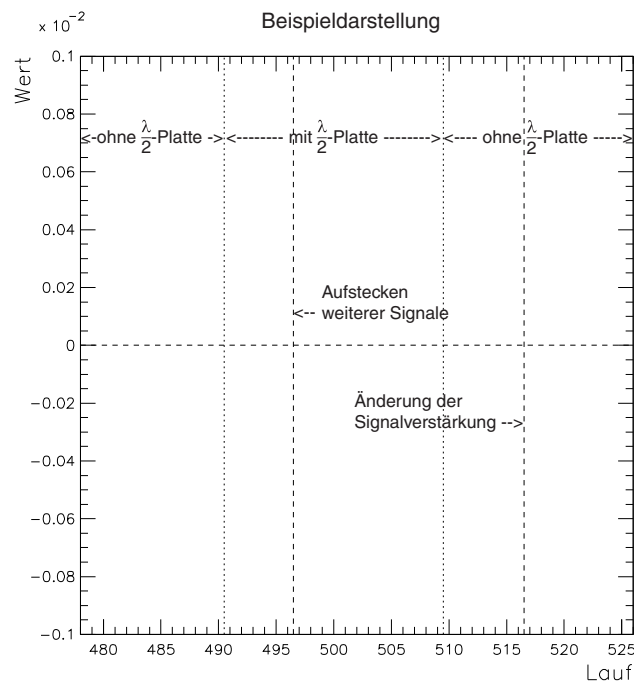


Abbildung 24: Beispieldarstellung zur Erläuterung der nachfolgenden Abbildungen: Die kurzgestrichelten Linien bezeichnen den Zeitpunkt, wo die Halbwellenplatte zum Polarisationsstausch an der Quelle eingebracht bzw. entfernt wurde. Die langgestrichelten Linien kennzeichnen Zeitpunkte, wo Änderungen an der Elektronik (Verkabelung und Signalverstärkung) stattfanden, z.B. das Verkabeln weiterer Signale oder das Abschwächen der Signale.

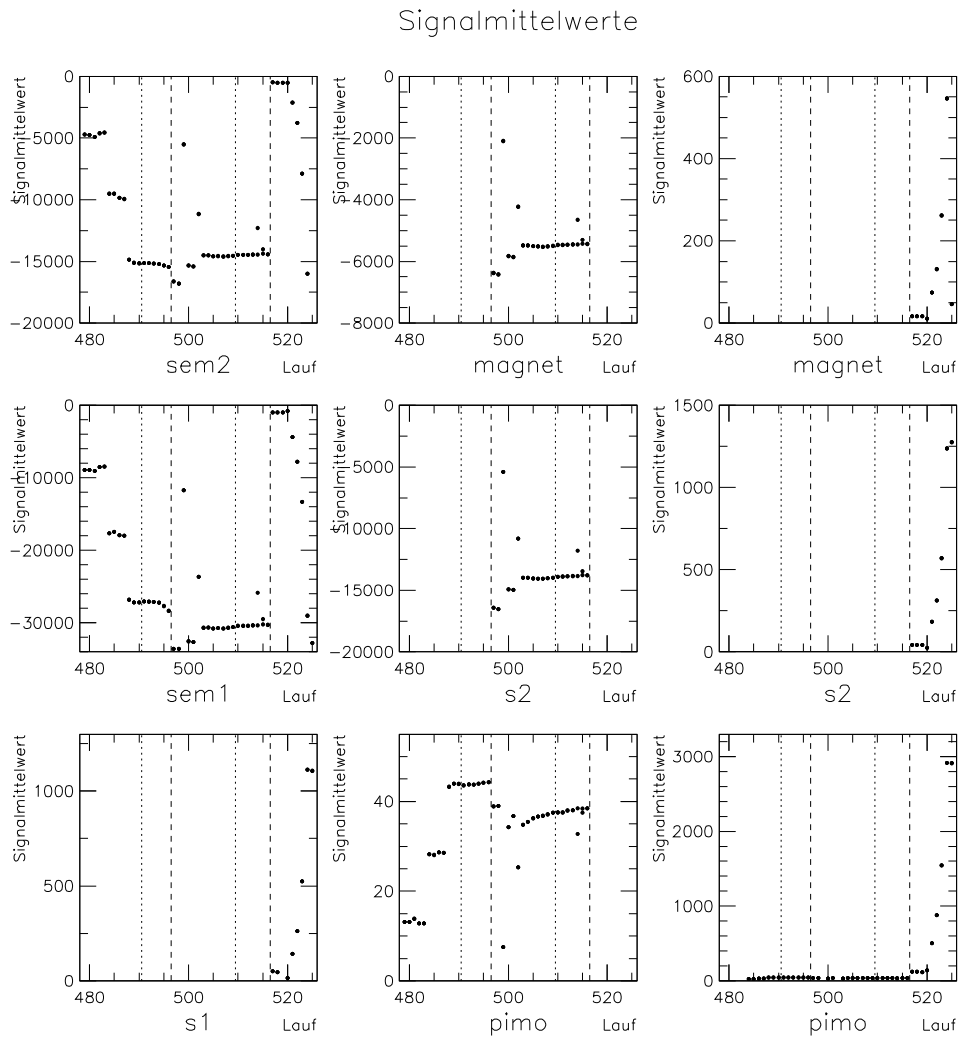


Abbildung 25: Der Verlauf der nullpunktberichtigten Signale während der Strahlzeit. Gezeigt ist der Histogrammmittelwert mit seiner aus den Histogrammen berechneten Standardabweichung für jeden Lauf.

Signalmittelwerte, auf den Strom normiert

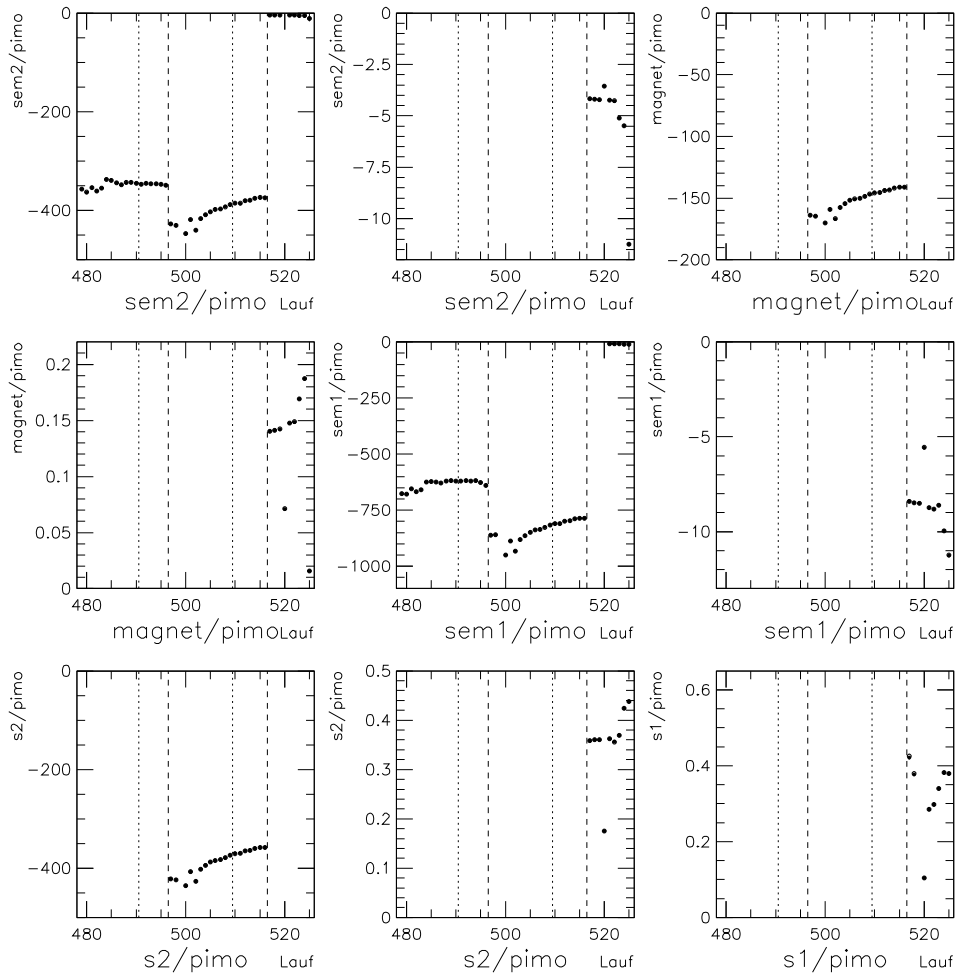


Abbildung 26: Verlauf der nullpunktberichtigten und auf den Strom ('pimo') normierten Signale während der Strahlzeit, berechnet aus den Histogrammmittelwerten, mit Standardabweichung der Mittelwerte aus den Histogrammen für jeden Lauf.

Xymomittelwerte, auf den Strom normiert

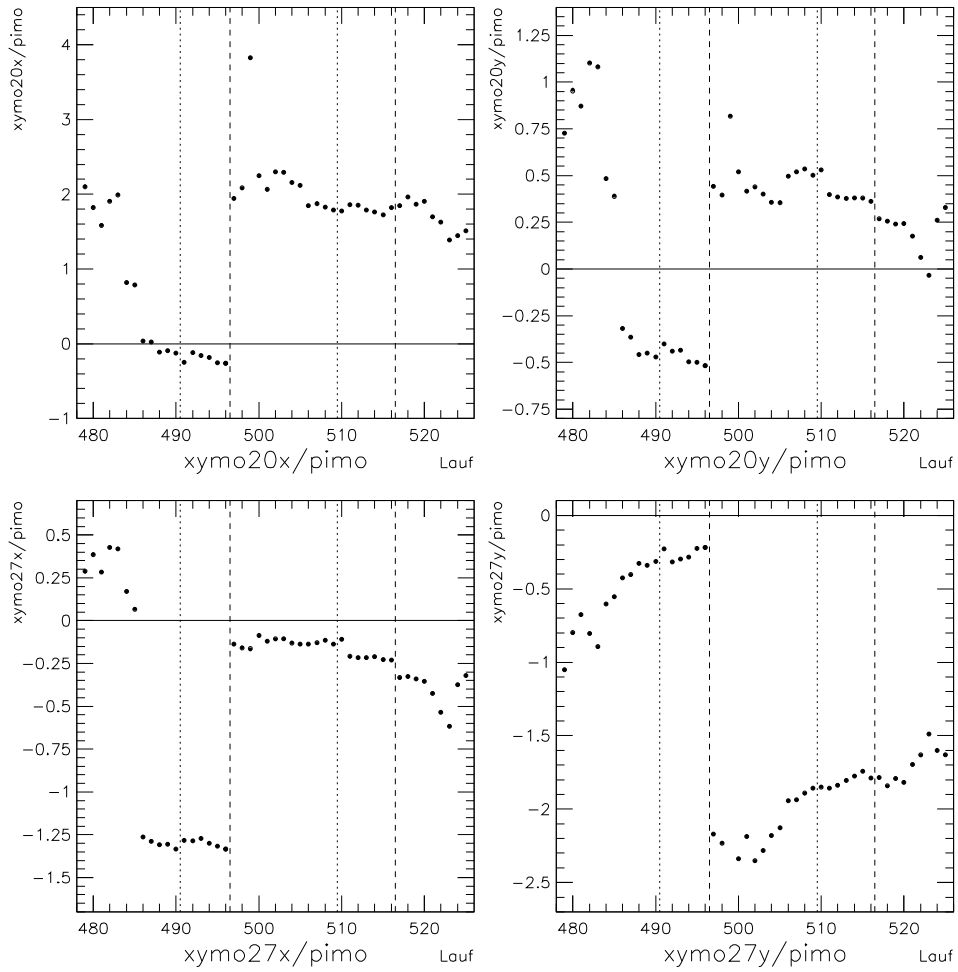


Abbildung 27: Verlauf der nullpunktberichtigten und auf den Strom ('pimo') normierten Signale der Lagemonitore während der Strahlzeit, berechnet aus den Histogrammen für jeden Lauf.

Signal-Asymmetrien und -Differenzen

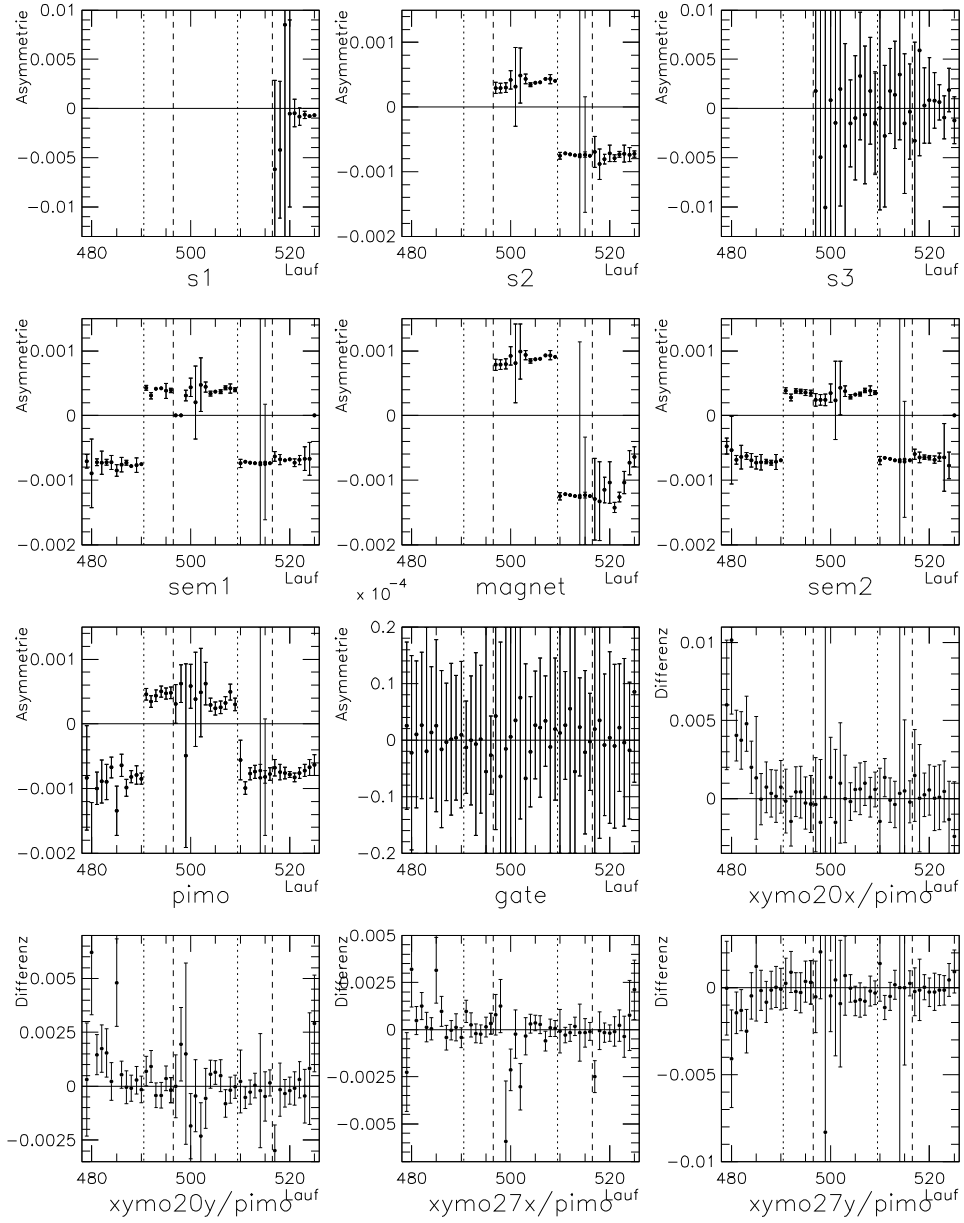


Abbildung 28: Verlauf der Signalasymmetrien bzw. -differenzen während der Strahlzeit, berechnet aus den nullpunktberichtigten Histogrammmittelwerten für jeden Lauf. Die Fehlerbalken geben die aus den Histogrammen berechneten Standardabweichungen des Mittelwertes wieder.

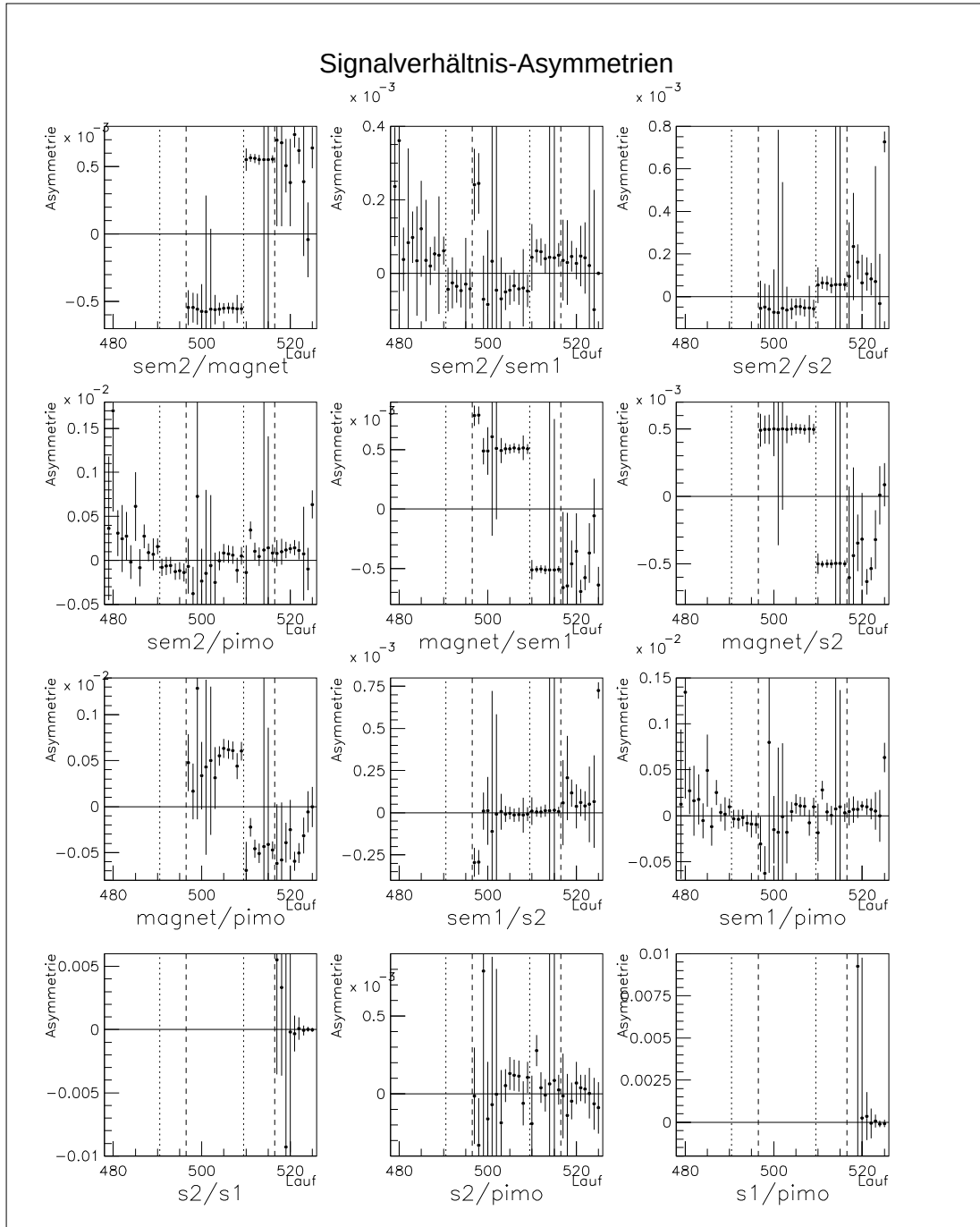


Abbildung 29: Verlauf der Asymmetrien von Signalverhältnissen während der Strahlzeit, berechnet aus den nullpunktberichtigten Histogrammmittelwerten für jeden Lauf. Die Fehlerbalken entsprechen den aus den Histogrammen berechneten Standardabweichungen des Mittelwertes.

B Bilder und Zeichnungen

Im folgenden einige Bilder des Transmissions-Compton-Polarimeters kurz vor dem Einbau sowie einige Zeichnungen zum Polarimeter.



Abbildung 30: Der fahrbare hintere Teil des Polarimeters ('Trägergestell') vor dem Einbau mit den Bauteilen (von links nach rechts): 2. Aufstreuer, 3. Aufstreuer, SEM1, Magnet, Wandler (hier mit Justieraufsatz) und SEM2. Der Elektronenstrahl trifft von vorne links auf das Polarimeter. An den Querträgern befinden sich die Kugelrollen, auf denen das Gestell in das Strahlführungsrohr gefahren wird.

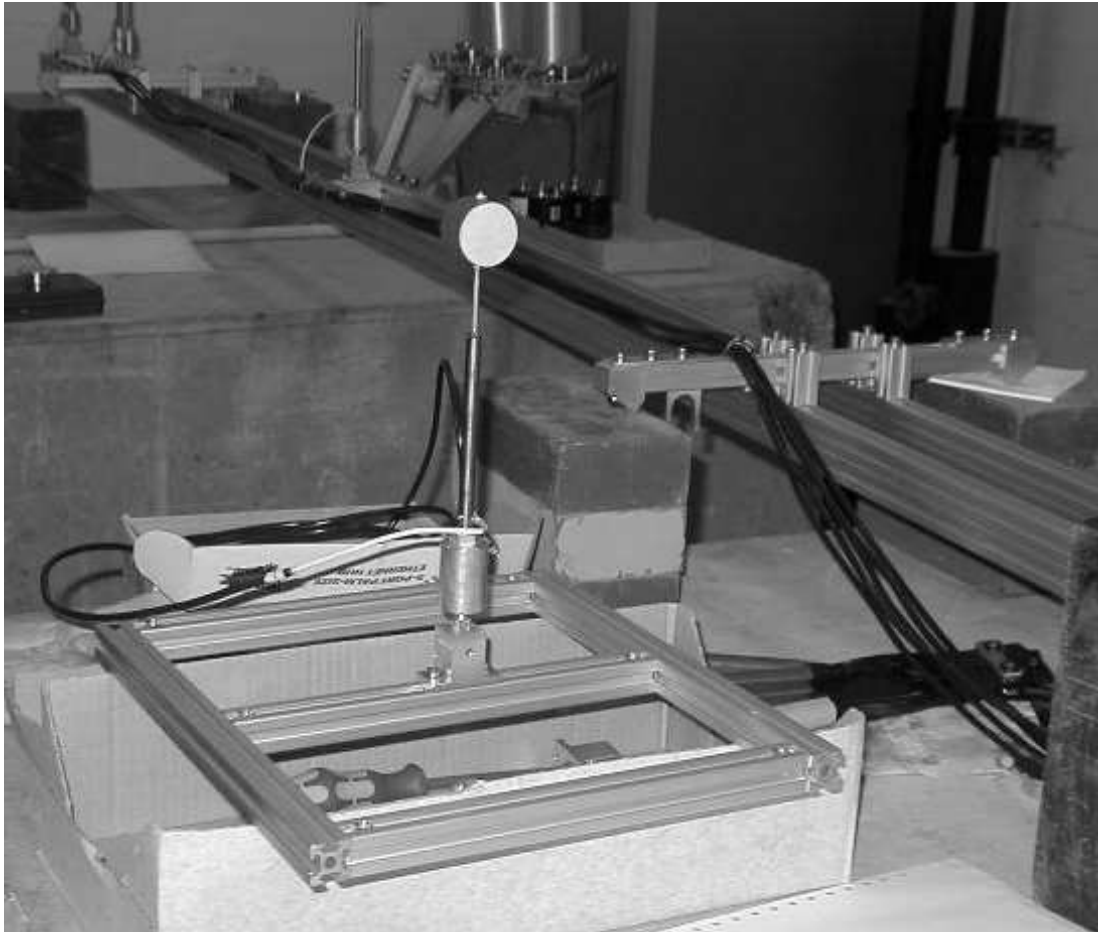


Abbildung 31: Der 1. Aufstreuer, der auf einem eigenen Gestell sitzt, das nach dem Einschieben des hinteren Teils des Polarimeters an den Anfang des Strahlführungsrohres gesetzt wird

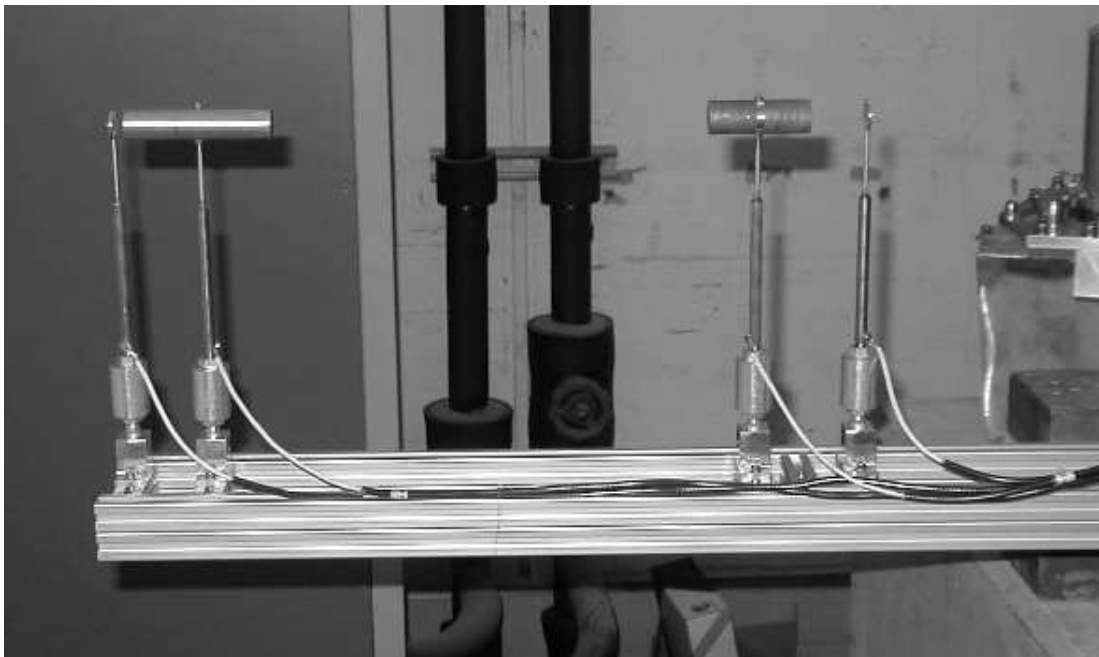


Abbildung 32: Die hintersten Bauteile des Polarimeters vor dem Einbau desselben (v.r.n.l.): SEM1, Magnet, Wandler und SEM2. Der Elektronenstrahl trifft von rechts auf das Polarimeter. Der Magnet hält sich durch die Anziehung seiner beiden Hälften an einer Aluminiumplatte fest.

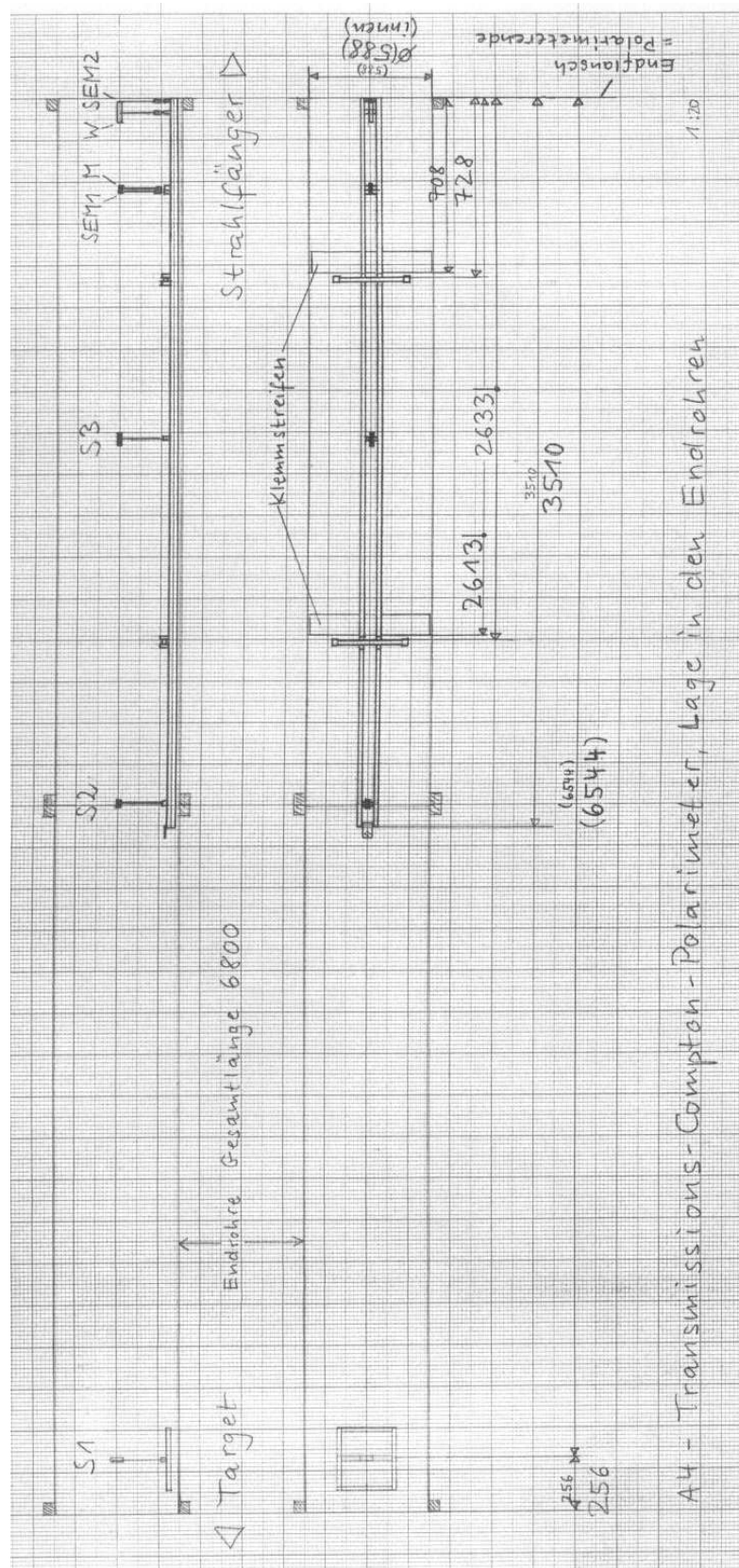


Abbildung 33: Überblickzeichnung: Lage des Polarimeters in den Strahlführungsrohren

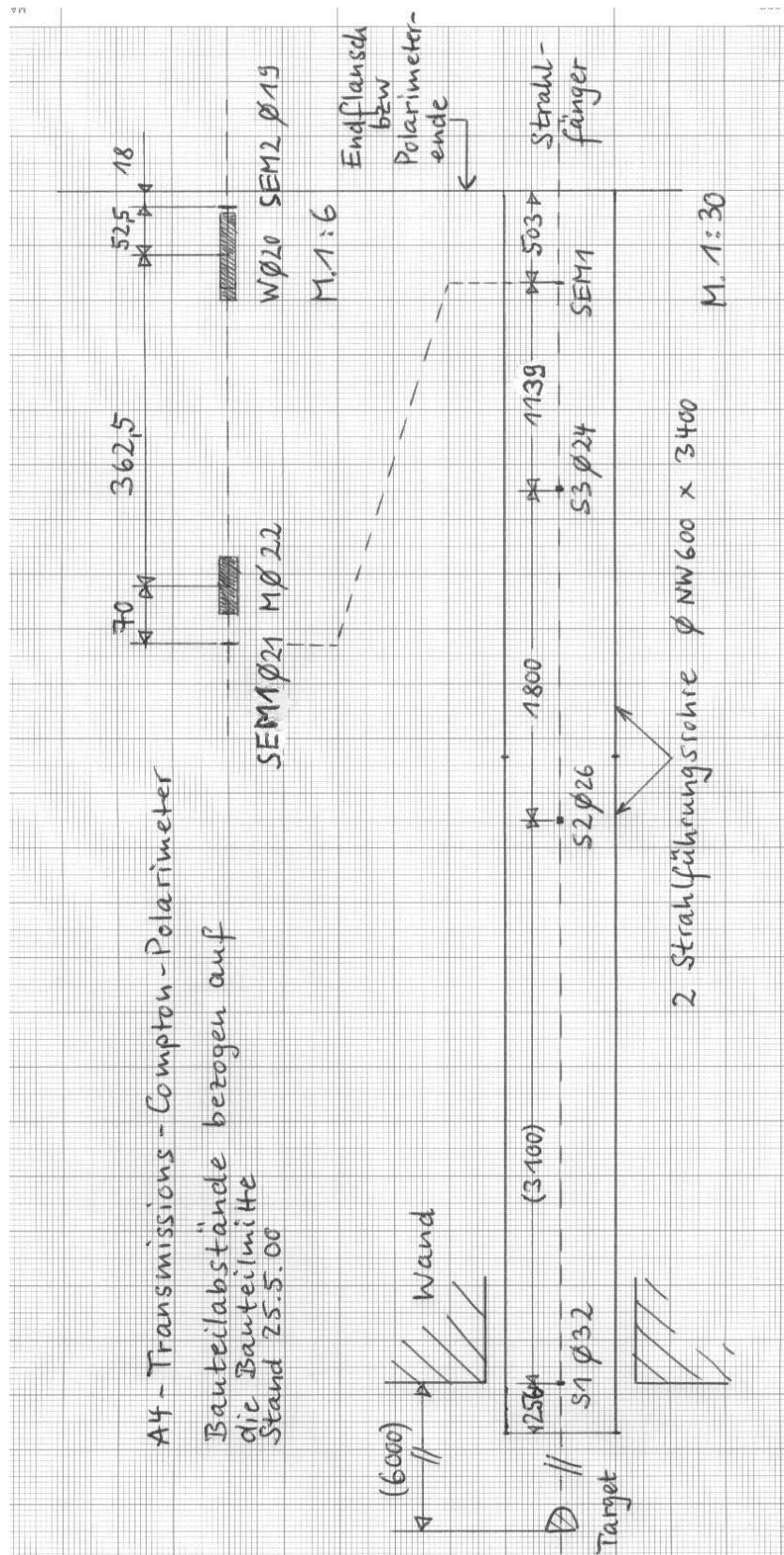


Abbildung 34: Abstände auf der Längsachse und Durchmesser der Bauteile

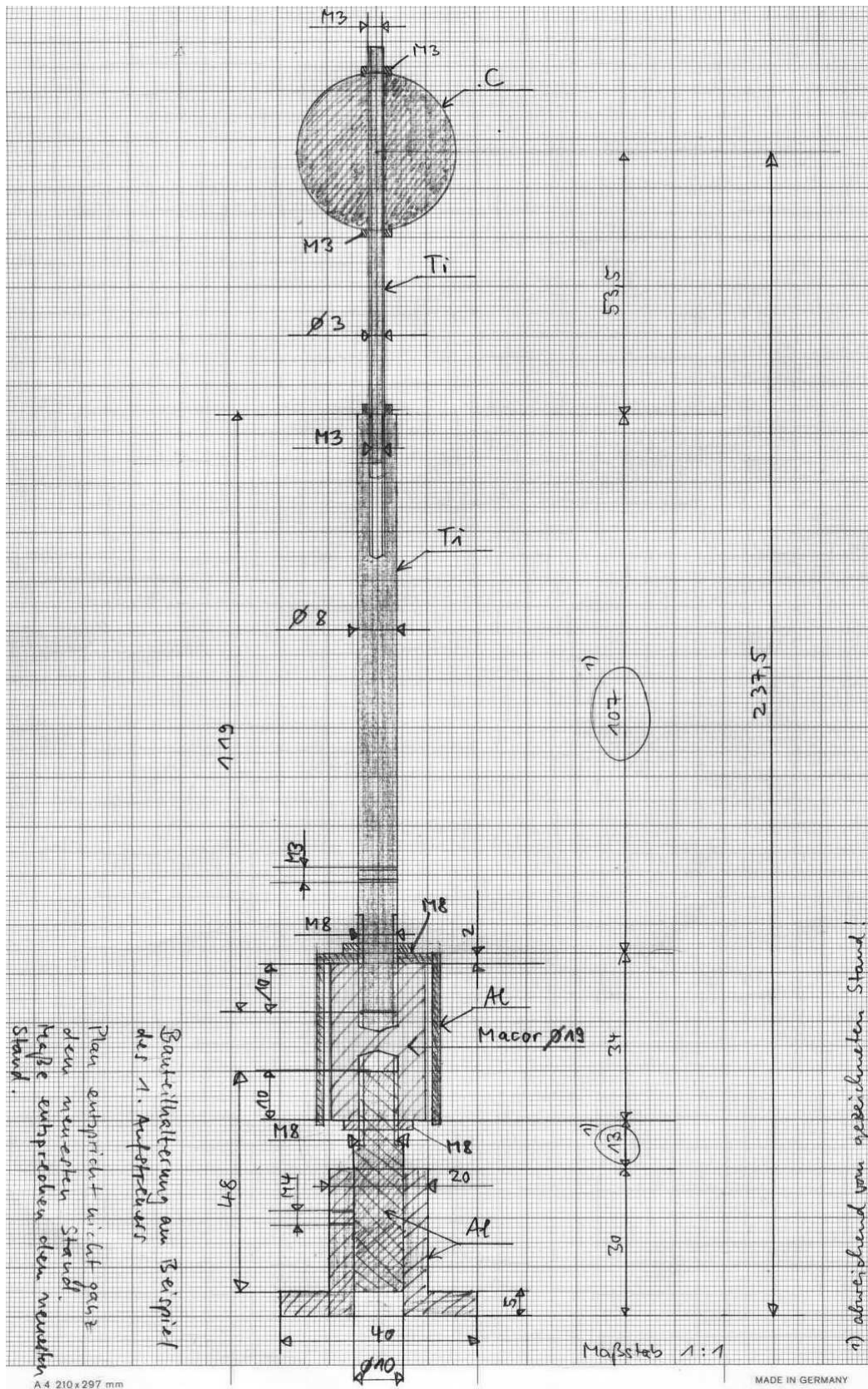


Abbildung 36: Bauteilträger am Beispiel des 1. Aufstreuers

Literatur

- [Bev69] P. R. Bevington: Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill, 1969
- [Dre95] I. Drescher: Aufbau und Test eines Compton-Polarimeters, Diplomarbeit im Hause, 1995
- [EPJC398] Eur. Phys. J. C 3 (1998)
- [Ket98] W. Ketter: Entwurf zum Bau eines optischen Resonators für ein Comptonrückstreupolarimeter, Diplomarbeit im Hause, 1998
- [Hei95] E. Heinen-Konschak: Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung, Dissertation im Hause, 1995
- [Huth] Michael Huth, Institut für Physik, Mainz, Persönliche Mitteilung
- [JB92/93] Jahresbericht des Instituts für Kernphysik Mainz 1992/1993, S. 180 ff
- [JB96/97] Jahresbericht des Instituts für Kernphysik Mainz 1996/1997, S. 83 ff
- [Kar64] C. J. Karzmark: Secondary Emission Monitor as a Linear Accelerator Electron Beam Dose Monitor, The Review of Scientific Instruments, Vol. 35, No. 12 (1964), 1646-1652
- [Ket85] T. Kettner: Entwicklung eines Comptonpolarimeters als Polarisationsmonitor für relativistische Elektronen, Diplomarbeit im Hause, 1985
- [KoMo59] H. W. Koch und J. W. Motz: Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data, Review of Modern Physics, Vol. 31. No. 4 (1959), 920
- [Koll56] R. Kollath: Sekundärelektronen-Emission fester Körper, Handbuch der Physik, Band XXI, Springer, 1956, S. 232 ff
- [Leo87] Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer, 1987
- [Lop96] A. Lopes Ginja: Vorbereitende experimentelle Studien zum Bau eines Polarisationsmonitors für ein Experiment der paritätsverletzenden Elektronenstreuung, Diplomarbeit im Hause, 1996
- [LyDa91] G. R. Lynch und O. I. Dahl: Approximations to multiple Coulomb scattering, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B58 (1991), 6
- [Mar65] P. Marmier: Kernphysik I, Verlag des Vereins der Mathematiker und Physiker an der ETH Zürich, 3. Auflage, 1965

- [Mue97] B. A. Mueller: Measurement of the Strange Quark Contribution to the Magnetic Moment of the Proton, Dissertation am California Institute of Technology, Pasadena, Kalifornien, 1997
- [Mus94] M. J. Musolf, et al.: Intermediate-Energy Semileptonic Probes Of The Hadronic Neutral Current, Physics Reports 239 (1994), 1
- [Nov93] V. A. Novikov, et al.: On the electroweak one=loop corrections, Nucl. Phys. B 397 (1993), 35
- [OlMa59] H. Olsen und L. C. Maximon: Photon and Elektron Polarisation in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening, Physical Review 114 (1959), 887
- [PruDom62] J.S. Pruitt und S.R. Domen, NBS Monograph 48 (1962)
- [Ros52] B. Rossi: High Energy Particles, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., 1952, 2. Auflage 1956
- [Sch58] H. Schopper, Nuclear Instruments, Vol. 3 (1958), 158
- [Tsai74] Y. S. Tsai: Pair production and bremsstrahlung of charged leptons, Review of Modern Physics, Vol. 46, No. 4 (1974), 815
- [TsWh66] Y. S. Tsai und Van Whitis: Thick-Target Bremsstrahlung and Target Considerations for Secondary-Particle Production by Electrons, Physical Review, Vol. 149, No. 4 (1966), 1248

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

Mainz, den 3. Juli 2000

Christoph Weinrich

Danksagung

Bei Prof. Dr. D. v. Harrach möchte ich mich für die reizvolle Aufgabe und die anregenden Gespräche bedanken.

Bei Frank Maas möchte ich mich bedanken für das stete Interesse am Fortgang der Arbeit, die Anregungen und Gespräche und für die oft unermüdliche Unterstützung.

Bei den Werkstätten und Mitarbeitern im Hause bedanke ich mich für die gute, verständnisvolle und fachkundige Zusammenarbeit, insbesondere bei Herrn Luzius für seine Geduld und die rasche Erledigung meiner Aufträge und bei Herrn Dr. G. Stephan für seine Beratung in Fragen der Elektronik.

Michael Huth am Institut für Physik danke ich für seine freundliche Unterstützung in Fragen der Magnetphysik.

Bei der Firma Vacuumschmelze in Hanau bedanke ich mich für die kostenlose Überlassung des Dauermagneten.

Mein Dank gilt auch den Mitgliedern der AG v. Harrach: Amilcar, Jessica, Klaus, Patrick, Rainer, Sebastian und Thorsten für das angenehme Arbeitsumfeld in der Gruppe und ihre tatkräftige Mithilfe.

Mein Dank gilt auch meinen Eltern und Verwandten, die mir das Studium ermöglichten und meinen Freunden, die mir zur Seite standen.