

FP-Versuch K127

Mottstreuung von Elektronen

Jan Hartmann Tobias Seifen

25. Oktober 2006

In diesem Versuch soll die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung nachgewiesen werden. Hierzu wird die Polarisation von Elektronen aus dem β -Zerfall (verursacht durch die schwache Wechselwirkung) mittels Mottstreuung bestimmt. Eine nicht verschwindende Polarisation ist nur auf eine Verletzung der Parität zurückzuführen.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	3
1.1	Beta-Zerfall	3
1.2	Parität	3
1.2.1	Transformationsverhalten	3
1.2.2	Paritätsverletzung beim Beta-Zerfall	4
1.3	Mottstreuung	4
1.4	Spin-Umkehr	5
1.5	Detektor	5
1.5.1	Szintillator	5
1.5.2	Photomultiplier	6
2	Aufbau	7
3	Durchführung	8
3.1	Untergrundmessung	8
3.2	Apparative Asymmetrie	8
3.3	Mottstreuung an dünner Folie	8
3.4	Mottasymmetrie	9
4	Fazit	10
A	Tabellen	11
B	Abbildungen	13
	Literaturverzeichnis	15

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Beta-Zerfall

Der β -Zerfall ist ein durch die schwache Wechselwirkung verursachter Zerfall von Atomkernen, bei dem sich die Proton- und Neutronenzahl umwandelt, $Z \leftrightarrow N$, $A = \text{const}$

- β^- -Zerfall:
$$\begin{aligned} (A, Z) &\longrightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e \\ n &\longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \end{aligned}$$
- β^+ -Zerfall:
$$\begin{aligned} (A, Z) &\longrightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e \\ p &\longrightarrow n + e^+ + \nu_e \end{aligned}$$
- Elektroneneinfang (EC): $(A, Z) + e^- \longrightarrow (A, Z - 1) + \nu_e$

Dieser Fall ist nur für schwere Kerne von Bedeutung, da hier die 1s-Elektronen (K-Schale) eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern haben, da ihre Orts-Wellenfunktion eine Überlappung mit dem Kernradius besitzt.

1.2 Parität

Die Parität ist eine Symmetrieeigenschaft eines physikalischen Systems. Sie wird in der Quantenmechanik durch den Paritätsoperator P beschrieben:

$$P\Psi(\vec{x}, t) = \Psi(-\vec{x}, t) \tag{1}$$

Man spricht von positiver Parität, falls der Paritätsoperator die Wellenfunktion invariant lässt: $P\Psi(\vec{x}, t) = \Psi(\vec{x}, t)$. Ändert die Wellenfunktion nach Anwendung des Paritätsoperators ihr Vorzeichen, so spricht man von negativer Parität: $P\Psi(\vec{x}, t) = -\Psi(\vec{x}, t)$

1.2.1 Transformationsverhalten

Vektorielle und skalare Größen kann man anhand deren Transformationsverhalten unter der Paritätsoperation klassifizieren:

Axialvektoren: unter Paritätstransformation invariante Vektoren (z.B. $\vec{L}, \vec{\sigma}$)

Polarvektoren: ändern ihr Vorzeichen unter Paritätstransformation (z.B. \vec{x}, \vec{p})

Skalare: unter Paritätstransformation invariante skalare Größen

Pseudoskalare: skalare Größen, die ihr Vorzeichen unter Paritätstransformation ändern

Das Skalarprodukt aus zwei axialen oder zwei polaren Vektoren ist ein Skalar, das Skalarprodukt aus einem Axial- und einem Polarvektor hingegen ist ein Pseudoskalar.

1.2.2 Paritätsverletzung beim Beta-Zerfall

Für den Spin der beim Beta-Zerfall emittierten Elektronen gibt es prinzipiell zwei mögliche Spin-Zustände: Der Spin kann parallel oder antiparallel zum Impuls (also zur Flugrichtung) stehen. Dies kann durch die Helizität $h = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{\sigma}| |\vec{p}|}$, die Projektion des Spins auf den Impuls, ausgedrückt werden: Die Elektronen können positive oder negative Helizität haben. Da es sich bei der Helizität um einen Pseudoskalar handelt, müssen zur Erhaltung der Parität im Mittel gleich viele Elektronen mit positiver und negativer Helizität erzeugt werden. Ein Nachweis der Paritätsverletzung ist somit mit Hilfe der Messung einer nicht verschwindenden longitudinalen Polarisation P_{\parallel} der Elektronen möglich.

$$P_{\parallel} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (2)$$

Dabei ist N_{\pm} die Anzahl der Elektronen mit positiver bzw. negativer Helizität.

1.3 Mottstreuung

Die Mottstreuung beschreibt die Streuung eines punktförmigen Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchens am Atomkern. Im Gegensatz zur Rutherford-Streuung wird also auch der Spin berücksichtigt. Damit eignet sich die Mottstreuung um die Polarisation der Elektronen zu analysieren.

Im Ruhesystem des Elektrons stellt der Atomkern einen Strom dar, der ein magnetisches Feld erzeugt. Vom Elektron aus gesehen hat dieses Feld links ein anderes Vorzeichen als rechts. Da die Kopplung des Spins an das Magnetfeld im Wesentlichen durch das Skalarprodukt $\vec{\sigma} \cdot \vec{B}$ beschrieben wird, muss der Spin des Elektrons senkrecht auf der Bewegungsrichtung stehen (maximale Kopplung) bzw. darf nicht in Bewegungsrichtung zeigen (sonst verschwindet die Kopplung). Im Falle nicht verschwindender Kopplung ist diese abhängig von der Seite, an der das Elektron den Kern passiert und damit auch von Richtung, in der es abgelenkt wird.

Bei einem unpolarisierten Elektronenstrahl heben sich diese Richtungsunterschiede wieder auf. Haben wir es aber mit einem transversal polarisierten Strahl (Spin senkrecht zum Impuls) zu tun, so erwartet man eine Links-Rechts-Asymmetrie.

Für den Wirkungsquerschnitt der Mottstreuung erhält man

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) (1 - P_t \cdot S(\vartheta, W, Z) \cos \varphi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) (1 - \delta \cos \varphi) \quad (3)$$

wobei $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta)$ den Wirkungsquerschnitt für Streuung unpolarisierter Elektronen, P_t die transversale Polarisation, $S(\vartheta, W, Z)$ die Asymmetriefunktion und $\delta = P_t \cdot S$ der Asymmetriefaktor ist. S hängt ab vom Streuwinkel ϑ , der Energie der Elektronen W und der Ordnungszahl Z des streuenden Kerns. Die Richtung von $\vec{\sigma} \times \vec{p}$ entspricht $\varphi = 0$.

Für die Zählraten L und R zweier gegenüberliegender Detektoren (bei φ und $\varphi + \pi$), gilt dann:

$$\frac{L}{R} = \frac{1 + \delta \cos \varphi}{1 - \delta \cos \varphi} \quad (4)$$

Um die Asymmetrie zu maximieren wird unter einem Winkel $\vartheta = 135^\circ$ gemessen (Maximum von S) und da S mit Z anwächst an einer Au-Folie ($Z = 79$) gestreut. Es werden Elektronenenergien verwendet, bei denen S nur wenig von W abhängt.

1.4 Spin-Umkehr

Wie in Abschnitt 1.3 beschrieben, ist bei der Mottstreuung nur eine Links-Rechts-Asymmetrie zu beobachten, wenn der Elektronenstrahl transversal polarisiert ist. Da beim β -Zerfall jedoch longitudinal polarisierte Elektronen entstehen, muss die Polarisation zunächst umgewandelt werden. Eine solche Spinumkehr lässt sich auf drei Wege realisieren:

1. Ablenkung in einem makroskopischen elektrischen Feld
2. Vielfachstreuung im Kern-Coulombfeld
3. Wienfilter

In diesem Versuch wird der Elektronenstrahl mittels Vielfachstreuung an einem Kupferreflektor um 90° abgelenkt. Das Ergebnis ist hierbei das gleiche wie bei einer Ablenkung in einem makroskopischen elektrischen Feld: Bei niederenergetischen Elektronen wirkt sich das Feld nur auf den Impuls aus, die Orientierung des Spins im Raum bleibt erhalten. Bei relativistischen Elektronen wird der Spin ebenfalls abgelenkt: Nach Ablenkung des Strahls um den Winkel φ gilt für den Winkel α zwischen Impuls und Spin:

$$\alpha = \frac{1}{\gamma} \cdot \varphi = \sqrt{1 - \beta^2} \cdot \varphi \quad \text{mit } \gamma = \frac{E}{m_e c^2} \quad \text{und } \beta = \frac{v}{c} \quad (5)$$

Laut [1] gilt für die Polarisation der Elektronen beim β -Zerfall $P_\beta = -\frac{v}{c}$. Nach Umlenkung des Strahls um 90° gilt also für deren Transversalkomponente

$$P_t = P_\beta \cdot \sin \alpha = -\frac{v}{c} \cdot \sin \left(\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\pi}{2} \right) = -\beta \cdot \sin \left(\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\pi}{2} \right) \quad (6)$$

1.5 Detektor

1.5.1 Szintillator

Zum Nachweis der Elektronen wird ein organischer Szintillator verwendet. Dieser erzeugt ein Lichtsignal durch Übergänge delokalisierte Valenzelektronen. Ionisierende Strahlung (hier die Elektronen, die nachgewiesen werden sollen) regt Valenzelektronen aus dem Grundzustand an, die durch interne Abregung in den ersten angeregten Zustand übergehen. Die Abregung dieses Zustands geschieht durch Emission von (Szintillations-)Photonen.¹

¹Dies beschreibt nur die sogenannte Prompt-Komponente des Signals. Auf die Slow-Komponente, die durch den Übergang des Triplett-Grundzustandes in den Singlett-Grundzustand entsteht, wurde nicht eingegangen.

1.5.2 Photomultiplier

Im Photomultiplier löst ein einfallendes Photon aus der Photokathode ein Elektron aus, welches zur ersten Dynode hin beschleunigt wird. Dort werden Sekundärelektronen ausgelöst, die zur nächsten Dynode hin beschleunigt werden, wo sich der Effekt wiederholt. Auf diese Weise erhält man an der letzten Dynode ein bereits vorverstärktes Signal, welches mittels eines ladungsempfindlichen Verstärkers weiter verstärkt und gemessen werden kann.

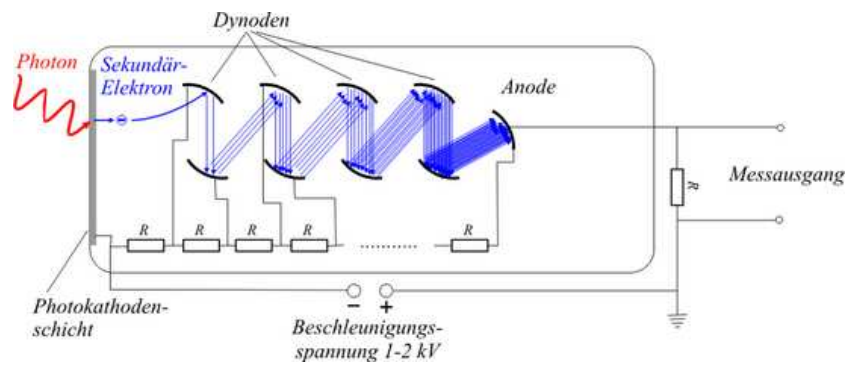


Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers (aus [7])

2 Aufbau

Der Aufbau des Versuchs ist in Abbildung 2 dargestellt. Der obere Teil der Apparatur enthält das radioaktive Präparat (^{90}Sr - ^{90}Y -Quelle, β -Strahler) und den Cu-Reflektor, der die Impulsrichtung der Elektronen nach unten dreht. Dies führt zur transversalen Polarisation der Elektronen (siehe 1.4). Der gesamte obere Teil kann um die Mittelachse gedreht werden, womit der (transversale) Spinvektor um die Impulsrichtung gedreht wird.

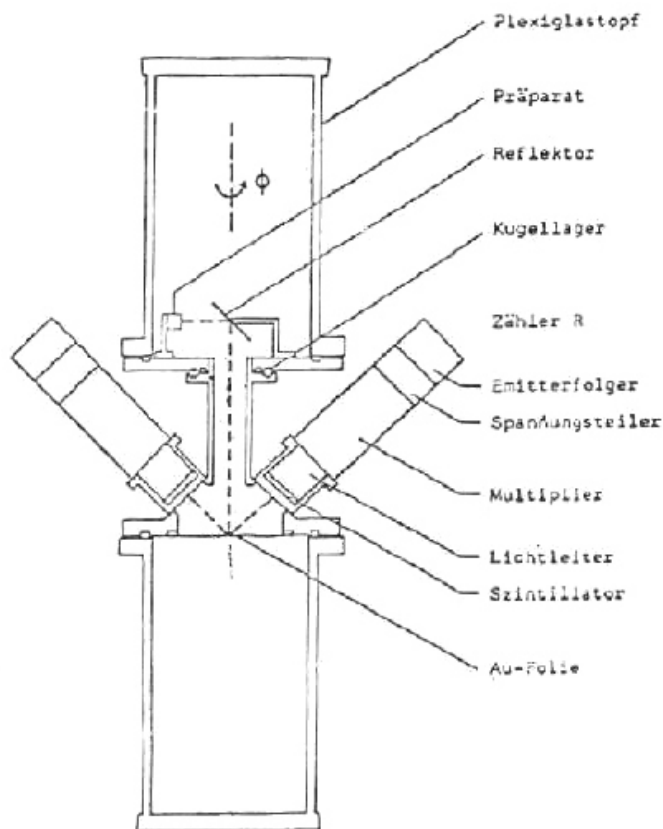


Abbildung 2: Schematischer Versuchsaufbau (aus [1])

Der Elektronenstrahl gelangt durch ein Aluminiumrohr in den unteren Teil der Apparatur, wo er an einer Goldfolie (hohes Z) streuen kann. Unter einem Winkel von je 135° zur ursprünglichen Impulsrichtung der Elektronen befinden sich die Szintillationszähler (Plastikszintillator mit Photomultiplier), da die Asymmetriefunktion bei diesem Winkel ihr Maximum durchläuft. Die gesamte Streuung findet in großen Plexiglastöpfen statt, um die Rückstreuung von Elektronen zu reduzieren.

Um die Streuung der Elektronen an Luftmolekülen zu verhindern, wird die Apparatur evakuiert (ein Grobvakuum reicht dazu schon aus).

Für die Messung der Asymmetrie stehen Goldfolien verschiedener Dicke ($0,5\ \mu\text{m}$ bis $10,0\ \mu\text{m}$) zur Verfügung, die in den unteren Teil der Apparatur eingesetzt werden können. Die Folien befinden sich auf einer Hostaphan-Trägerfolie.

3 Durchführung

3.1 Untergrundmessung

Zunächst muss der Untergrund in Abhängigkeit des Azimutwinkels φ für beide Zähler bestimmt werden. Der Untergrund wird verursacht durch Streuung an der Hostaphan-Trägerfolie und den Gefäßwänden, sowie durch von der ^{90}Sr -Quelle emittierte γ -Quanten. Es wird also eine Hostaphanfolie ohne zusätzlichen Streuer in die Apparatur eingelegt und in 30° -Schritten für jeweils 400s gemessen. Die Messwerte sind in Tabelle 1 im Anhang aufgeführt (für die Fehler der Zählraten gilt: $\Delta L = \sqrt{L}$ bzw. $\Delta R = \sqrt{R}$), die Abhängigkeit des Untergrunds von φ ist für beide Zähler in Abbildung 3 dargestellt. Besonders auffällig ist der starke Untergrund im linken Zähler bei $\varphi = 90^\circ$ und im rechten Zähler bei $\varphi = 270^\circ$. In diesen Stellungen befindet sich die Quelle direkt gegenüber des jeweiligen Detektors, so dass der Untergrund durch γ -Quanten hier besonders hoch ist, da diese auf direktem Weg in den Detektor gelangen können.

3.2 Apparative Asymmetrie

Um Asymmetrien des Aufbaus und der Apparatur zu berücksichtigen, wird der apparative Asymmetriefaktor α in Gleichung (4) eingefügt:

$$\frac{L}{R} = \alpha \frac{1 + \delta \cos \varphi}{1 - \delta \cos \varphi} \quad (7)$$

α wird insbesondere verursacht durch Abweichungen in der Ansprechwahrscheinlichkeit und im aufgespannten Raumwinkel der beiden Detektoren, sowie durch Ungenauigkeiten bei der Justierung der Apparatur (die Strahlachse fällt nicht exakt mit der Rotationsachse zusammen) und Inhomogenitäten in der Streufolie. Der apparative Asymmetriefaktor lässt sich bis auf diese Inhomogenitäten, die wir allerdings vernachlässigen können, bestimmen, indem ein Streumaterial zum Einsatz kommt, welches eine verschwindende Asymmetriefunktion S und somit ein verschwindendes δ bewirkt. Eine 2 mm dicke Aluminiumplatte ($Z = 13$) kommt hierfür in Frage; zusätzlich zum geringen Z wird durch die große Dicke der Einfachstreuung eine starke Vielfachstreuung überlagert. Gemessen wird in 30° -Schritten für jeweils 100 s. Die untergrundbereinigten Messwerte (da die Untergrundmessung über die vierfache Zeit stattfand, muss nur $\frac{1}{4}$ der gemessenen Untergrundereignisse abgezogen werden) stehen in Tabelle 2 (Fehlerfortpflanzung nach Gauß), Abbildung 4 zeigt die Abhängigkeit des apparativen Asymmetriefaktors von φ .

3.3 Mottstreuung an dünner Folie

Nachdem nun Untergrund und apparative Asymmetrie bekannt sind, kann die Mottstreuung an einer $2\mu\text{m}$ dicken Goldfolie gemessen werden. Auch hier wird wieder in 30° -Schritten für jeweils 100 s gemessen, die untergrundkorrigierten Zählraten sind in Tabelle 3 aufgeführt, zusammen mit dem um die apparative Asymmetrie korrigierten Links-/Rechts-Verhältnis

$$\left(\frac{L}{R}\right)_{\text{Mott}} = \frac{1}{\alpha} \cdot \left(\frac{L}{R}\right)_{\text{gemessen}} \stackrel{(4)}{=} \frac{1 + \delta \cos \varphi}{1 - \delta \cos \varphi} \quad (8)$$

In Abbildung 5 ist das Links-/Rechts-Verhältnis gegen den Azimutwinkel φ aufgetragen. Der Asymmetriefaktor δ lässt sich nun mittels eines Fits bestimmen und ergibt sich zu

$$\delta = (5,7 \pm 1,4) \%$$

3.4 Mottasymmetrie

In diesem letzten Versuchsteil wird die Abhängigkeit des Asymmetriefaktors δ von der Foliendicke d gemessen und die Mottasymmetrie δ_0 bestimmt. Hierfür ist es ausreichend, in 180° -Schritten zu messen, für den Quotienten der untergrundkorrigierten Links-/Rechts-Verhältnisse gilt dann unter Berücksichtigung des apparativen Asymmetriefaktors

$$\Xi^2 := \frac{\alpha(\pi)}{\alpha(0)} \frac{\frac{L(0)}{R(0)}}{\frac{L(\pi)}{R(\pi)}} = \left(\frac{1 + \delta}{1 - \delta} \right)^2 \quad \Longrightarrow \quad \frac{1}{\delta} = \frac{\Xi + 1}{\Xi - 1} \quad (9)$$

Die Messwerte und deren Fehler sind in Tabelle 4 aufgeführt, der Untergrund wurde erneut gemessen (Tabelle 5), da seit der ersten Messung einige Zeit vergangen ist. Nach [1] besteht ein linearer Zusammenhang zwischen reziprokem Asymmetriefaktor und Foliendicke:

$$\frac{1}{\delta} = \frac{1}{\delta_0} + m \cdot d \quad (10)$$

wobei die Mottasymmetrie δ_0 dem Asymmetriefaktor bei verschwindender Foliendicke entspricht. In Abbildung 6 ist $\frac{1}{\delta}$ gegen die Foliendicke aufgetragen. Ein Fit liefert

$$\frac{1}{\delta_0} = 5,1 \pm 3,0 \quad \Longrightarrow \quad \delta_0 = 0,19 \pm 0,11$$

Hieraus lässt sich die Polarisation der Elektronen berechnen mittels

$$\delta_0 = P_t \cdot S \stackrel{(6)}{=} -P_0 \cdot \beta \sin \alpha \cdot S \quad (11)$$

Mit $\beta \sin \alpha \cdot S = 0,25$ (aus [2]) ergibt sich somit für die Polarisation

$$P_0 = -0,78 \pm 0,46$$

Man erwartet aus der Theorie eine Polarisation der Elektronen von $P_{\text{theo}} = -1$. Allerdings führen Wechselwirkungen mit der Apparatur zu einem (betragsmäßig) kleineren Wert: Durch Streuung im Präparat (15%), in der Präparatunterlage (15%) und am Reflektor (10%) kommt es zu einer Depolarisation der Elektronen, so dass man nur $P = -0,60$ erwartet.

Dieser Wert (allerdings auch der theoretische) lässt sich mit unserem Messwert vereinbaren. Der Fehler von P_0 ist zwar sehr groß, aber die Polarisation ist eindeutig von 0 verschieden, was ein Beweis für die Paritätsverletzung beim Beta-Zerfall ist.

4 Fazit

Dieser Versuch zeigt mit relativ einfachen Mitteln die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung.

Allerdings sind die Fehler der ermittelten Werte (δ und P_0) recht groß und die Abhängigkeit des Links/Rechts-Verhältnisses vom Azimutwinkel bei der Mottstreuung an der dünnen Folie hätte ruhig deutlicher erkennbar sein können.

Aber da wir $P_0 = 0$ ausschließen konnten, ist es uns gelungen, die Paritätsverletzung zu verifizieren. Der Versuch ist somit ein Erfolg.

A Tabellen

$\varphi/^\circ$	$\Delta\varphi/^\circ$	L	ΔL	R	ΔR
0	3	1825	43	1707	41
30	3	1941	44	1727	42
60	3	2418	49	1799	42
90	3	2683	52	1820	43
120	3	2377	49	1824	43
150	3	2068	45	1744	42
180	3	1856	43	1704	41
210	3	1736	42	1816	43
240	3	1951	44	2224	47
270	3	1829	43	2423	49
300	3	1886	43	2364	49
330	3	1901	44	1871	43

Tabelle 1: Untergrundmessung, Messzeit: 400 s

$\varphi/^\circ$	$\Delta\varphi/^\circ$	L	ΔL	R	ΔR	$\alpha = \frac{L}{R}$	$\Delta\alpha$
0	3	2886	59	2342	54	1,23	0,04
30	3	2958	60	2372	54	1,25	0,04
60	3	2868	60	2301	54	1,25	0,04
90	3	2940	61	2351	54	1,25	0,04
120	3	2986	61	2388	54	1,25	0,04
150	3	2851	59	2333	54	1,22	0,04
180	3	2849	59	2321	53	1,23	0,04
210	3	2912	59	2375	54	1,23	0,04
240	3	2796	58	2385	55	1,17	0,04
270	3	2872	59	2301	55	1,25	0,04
300	3	2860	59	2396	56	1,19	0,04
330	3	2828	58	2388	55	1,18	0,04

Tabelle 2: Messung der apparativen Asymmetrie (untergrundkorrigiert), Messzeit: 100 s

$\varphi/^\circ$	$\Delta\varphi/^\circ$	L	ΔL	R	ΔR	$\frac{L}{R}$	$\Delta\frac{L}{R}$	$(\frac{L}{R})_{\text{Mott}}$	$\Delta(\frac{L}{R})_{\text{Mott}}$
0	3	854	38	667	35	1,28	0,09	1,04	0,08
30	3	944	39	693	35	1,36	0,09	1,09	0,08
60	3	902	41	682	35	1,32	0,09	1,06	0,08
90	3	824	41	707	36	1,17	0,08	0,93	0,07
120	3	812	39	754	36	1,08	0,07	0,86	0,06
150	3	816	38	703	35	1,16	0,08	0,95	0,07
180	3	796	37	750	36	1,06	0,07	0,86	0,06
210	3	867	38	765	37	1,13	0,07	0,92	0,06
240	3	721	36	792	39	0,91	0,06	0,78	0,06
270	3	873	38	766	39	1,14	0,08	0,91	0,07
300	3	899	39	676	38	1,33	0,09	1,11	0,08
330	3	881	38	736	36	1,2	0,08	1,01	0,07

Tabelle 3: Mott-Streuung an 1,6 μm Goldfolie, Messzeit: 100 s

$d/\mu\text{m}$	t/s	$L(0)$	$\Delta L(0)$	$R(0)$	$\Delta R(0)$	$L(\pi)$	$\Delta L(\pi)$	$R(\pi)$	$\Delta R(\pi)$	$\frac{1}{\delta}$	$\Delta\frac{1}{\delta}$
0,5	100	110	26	62	25	67	25	92	25	5	3
1,6	100	909	37	650	33	766	35	739	34	14	5
2,9	100	1945	49	1549	45	1830	48	1704	46	26	12
3,5	100	2817	57	2202	51	2463	54	2534	54	15	3
4,7	100	3950	66	3085	59	3537	63	3497	63	17	4
6,0	100	2269	52	1902	48	2056	50	2186	51	17	5
8,0	400	27718	172	21954	154	25695	166	22815	157	36	15
10,0	400	46185	219	39347	203	43957	214	41086	207	45	23

Tabelle 4: Messung der Mott-Asymmetrie

t/s	$L(0)$	$\Delta L(0)$	$R(0)$	$\Delta R(0)$	$L(\pi)$	$\Delta L(\pi)$	$R(\pi)$	$\Delta R(\pi)$
400	1829	43	1752	42	1850	43	1728	42

Tabelle 5: Untergrund bei Messung der Mott-Asymmetrie

B Abbildungen

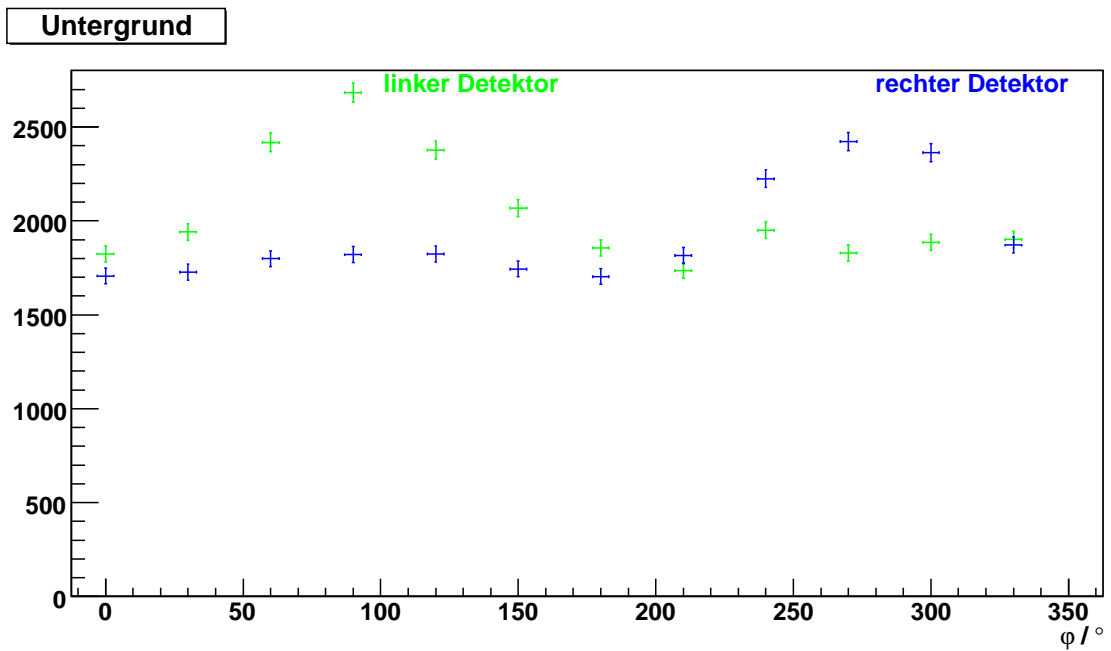


Abbildung 3: Untergrundmessung

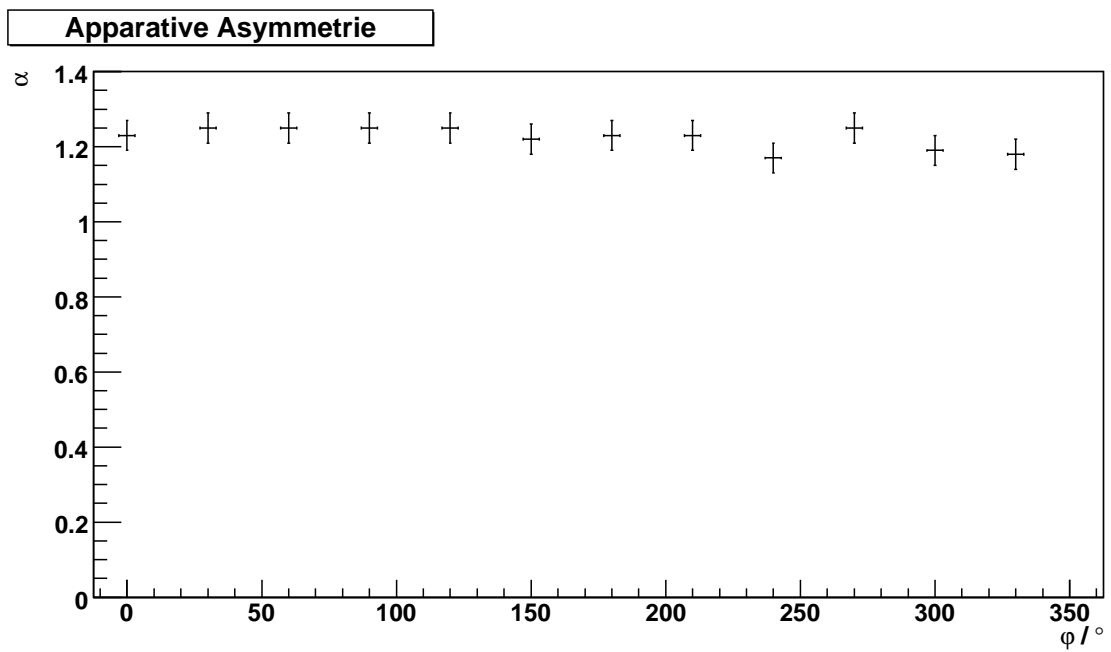


Abbildung 4: Messung der apparativen Asymmetrie

Mottstreuung

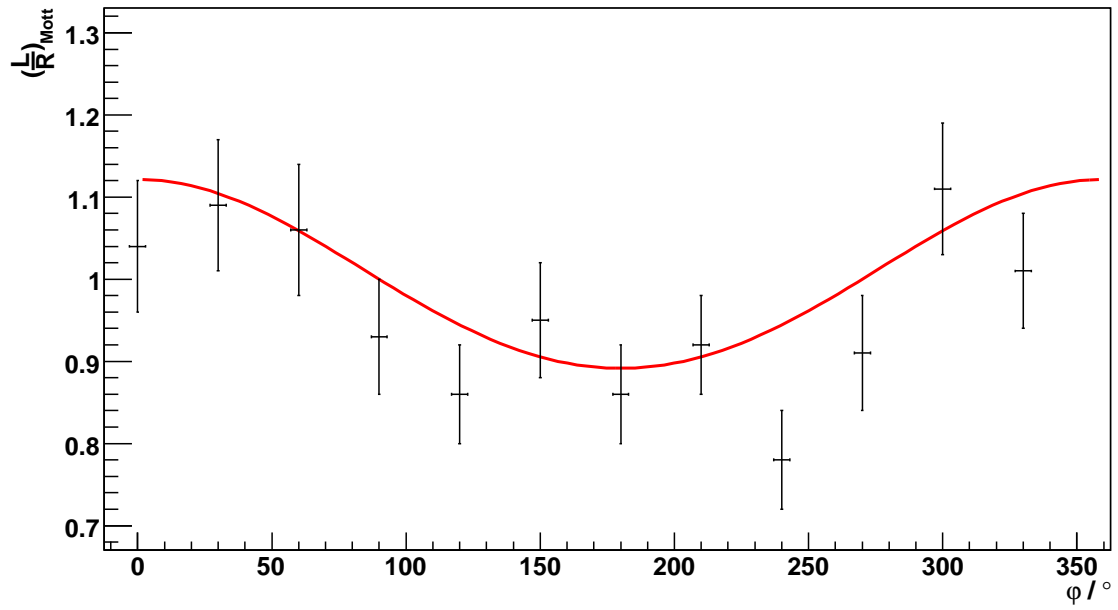


Abbildung 5: Mottstreuung an $2\ \mu\text{m}$ Goldfolie

Mott-Asymmetrie

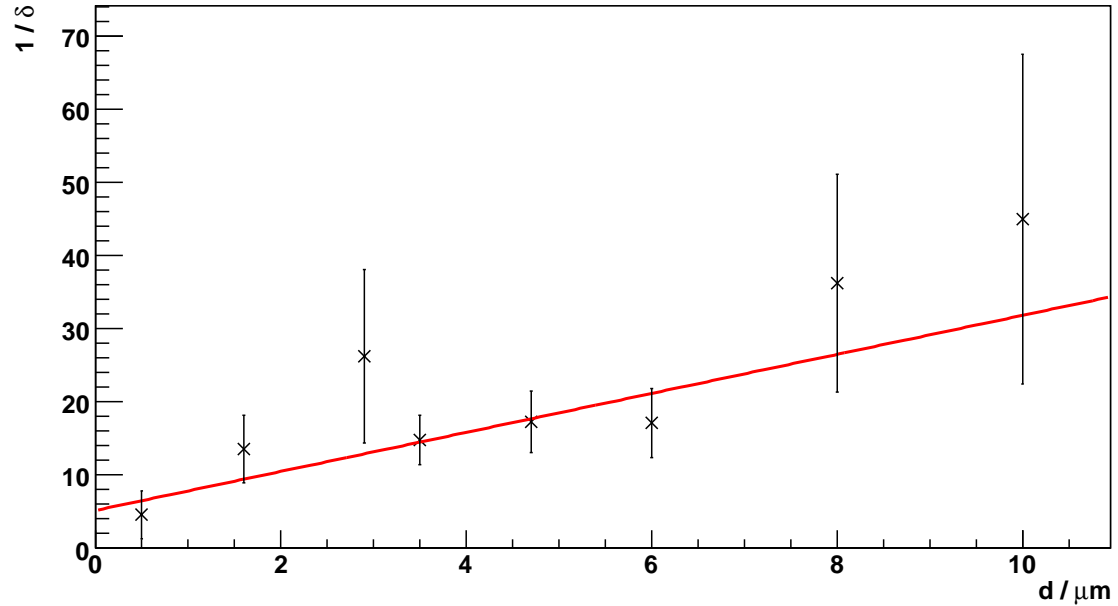


Abbildung 6: Bestimmung der Mottasymmetrie

Literatur

- [1] Meurin *Mottstreuung von Elektronen*, Diplomarbeit
- [2] Versuchsbeschreibungen *Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene Teil I*
- [3] W. Riezler, K. Kopitzki: *Kernphysikalisches Praktikum*
- [4] K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*
- [5] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*
- [6] Skript zur Vorlesung
Preparation and Realisation of a Pion-Production Experiment at ELSA

<http://hsag.physik.uni-bonn.de/education/ExpAtELSA-WS05.html>
- [7] <http://de.wikipedia.org/Photomultiplier>