

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

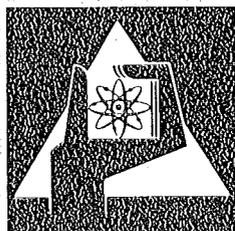
März 1976

KFK 2269

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Experimentelle Untersuchung der Links-Rechts-  
Asymmetrie in der Compton-Streuung an polarisierten  
Elektronen**

P. Luksch



**GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK-BERICHT 2269

INSTITUT FÜR EXPERIMENTELLE KERNPHYSIK\*\*

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER LINKS -  
RECHTS - ASYMMETRIE IN DER COMPTON - STREUUNG  
AN POLARISIERTEN ELEKTRONEN\*\*\*

P. LUKSCH

\*\* Z. ZT. PHYSIKALISCHES INSTITUT  
DER UNIVERSITÄT HEIDELBERG

\*\*\* VON DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK DER  
UNIVERSITÄT KARLSRUHE  
IM DEZEMBER 1975  
GENEHMIGTE DISSERTATION

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M.B.H., KARLSRUHE



Experimentelle Untersuchung der Links-Rechts-Asymmetrie in der Compton-Streuung an polarisierten Elektronen.

### Zusammenfassung

Die Quantenelektrodynamik sagt eine kleine Links-Rechts-Asymmetrie in der Compton-Streuung voraus, wenn die Polarisationsrichtung der Elektronen senkrecht zur Streuebene ist.

Diese durch Strahlungskorrekturen entstehende Asymmetrie wurde untersucht, indem Kern- $\gamma$ -Strahlung an magnetisiertem Eisen gestreut wurde.

Dieses Experiment testet die Zeitumkehr-Invarianz in der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die gemessene Asymmetrie beträgt  $(87 \pm 11)\%$  des theoretischen Wertes. Aus diesem Ergebnis lässt sich eine obere Grenze von  $3 \cdot 10^{-4}$  für die T-verletzenden Amplituden ableiten.

Experimental investigation of the left-right hand asymmetry in Compton scattering by polarized electrons.

### Abstract

Quantum electrodynamics predict a small left-right hand asymmetry in Compton scattering, when the polarization direction of the electrons is perpendicular to the scattering plane.

This asymmetry, arising from radiative corrections was investigated by scattering nuclear gamma radiation by a magnetized iron target.

This experiment tests time reversal invariance in the electromagnetic interaction. The measured asymmetry has  $(87 \pm 11)\%$  of the theoretical value. This results yields to an upper limit of  $3 \cdot 10^{-4}$  for the T-violating amplitudes.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Meßverfahren	5
III. Kontrollexperimente	10
IV. Meßergebnisse und Theorie	25
V. Stör-Effekte	29
VI. Auswertung und Ergebnisse	40
VII. Interpretation des Ergebnisses	47
Schlußbemerkungen	50
Anhang	53
Literaturverzeichnis	61

## I. Einleitung

Seit über 30 Jahren werden Experimente zur Quantenelektrodynamik durchgeführt. Trotzdem gibt es erstaunlicherweise immer noch Phänomene, die von dieser Theorie vorhergesagt werden und experimentell noch nicht untersucht sind. Dies gilt z.B. für Polarisationskorrelationen in der Compton-Streuung.

Während die niedrigste Bornsche Näherung der Quantenelektrodynamik bereits vor langer Zeit berechnet wurde (1-3), führen die höheren Ordnungen der QED zu einer Reihe von Polarisationsphänomenen, über die bis vor kurzem nur wenig bekannt war.

Einer dieser Effekte höherer Ordnung ist die Links-Rechts-Asymmetrie in der Compton-Streuung von unpolarisierten Photonen an polarisierten Elektronen. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Streuprozess hat die folgende Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left( 1 + \frac{(\vec{k} \times \vec{k}') \cdot \vec{Z} \cdot B}{|\vec{k} \times \vec{k}'|} \right) \quad (1)$$

$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  ist der bekannte Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt,  $\vec{k}$  und  $\vec{k}'$  sind die Impulse des Photons vor und nach der Streuung,  $\vec{Z}$  ist der Polarisationsvektor des Elektrons und B die Links-Rechts-Asymmetrie.

In der niedrigsten Bornschen Näherung ist B gleich Null. Korrekturen der Ordnung  $\alpha^2$  zur Streuamplitude haben zur Folge, daß B nicht exakt verschwindet.

Die Berechnung von B wurde von Frolov (4), Miller und Wilcox (5), Christillin und Remiddi (6), Tsai, de Raad und Milton (26) und Bock (7) auf verschiedene Weisen durchgeführt. Alle theoretischen Ergebnisse stimmen überein bis auf einen Vorzeichenfehler bei (5) und (6).

Seitdem haben mehrere Autoren Messungen zur Bestimmung der Links-Rechts-Asymmetrie durchgeführt. In allen Experimenten dienten als polarisiertes Target die 3d-Elektronen in magnetisiertem Eisen. Gemessen wurde die Intensitätsasymmetrie.

$$\delta = \frac{N_+ - N_-}{\frac{1}{2}(N_+ + N_-)}$$

die beim Umpolen der Magnetisierung auftritt. Zwischen dieser Asymmetrie und B besteht der Zusammenhang

$$\delta = 2 \cdot B \cdot f$$

wobei f der Polarisationsgrad der Elektronen im Target ist. Die Experimente unterscheiden sich im wesentlichen nur durch die Wahl der Gamma-Quelle und des Streuwinkels. Die nachfolgende Tabelle zeigt den experimentellen Stand zu Beginn dieser Arbeit.

Autoren	$\gamma$ -Energie Streuwinkel	$B_{\text{exp}} \cdot 10^5$	$B_{\text{th}} \cdot 10^5$
Bock (8)	412 keV 90°	-40 < B < -10 syst. Fehler ?	12.2
Lobashov et al. (9)	412 keV 135°	-10 ± 3.5 syst. Fehler ?	8.0
Semrich (10)	412 keV 53° 90°	3 ± 1 8 ± 1 syst. Fehler ca. 3 · 10 <sup>-5</sup>	- 0.4 12.2
Dragomirescu u. Kanya (11)	1173 keV 1333 keV 30°	42.1 ± 3.61	- 34.2

Tab. 1

Alle bei diesen Resultaten angegebenen Fehler sind rein statistischer Natur. Innerhalb dieser Fehler stimmt keines der Experimente mit der Theorie überein\*.

Wie heute bekannt ist und in dieser Arbeit noch näher erläutert wird, treten bei allen diesen Experimenten systematische Fehler auf, die Anfang der siebziger Jahre unbekannt waren und deren Erfassung auch heute noch schwierig ist.

Das Ziel dieser Arbeit war es, die Links-Rechts-Asymmetrie mit einer Genauigkeit von ca. 10% zu bestimmen.

Angesichts der hervorragenden Übereinstimmung der bisherigen QED-Experimente (Lamb-Shift,  $g-2$  usw.) mit den Vorhersagen der Theorie stellt sich die Frage nach dem Sinn dieses Experiments.

Feinberg (12) und Dolgov (13) haben darauf hingewiesen, daß auf Grund der bisherigen QED-Experimente eine Verletzung der Zeitumkehr-Invarianz nicht von vornherein ausgeschlossen werden kann und daß die Compton-Streuung ein geeigneter Test für die Prüfung der T-Invarianz sein kann.

Im Gegensatz zu den bisherigen QED-Experimenten läßt sich aus dem Vergleich der gemessenen LRA mit der Theorie eine direkte Information über die Gültigkeit der Zeitumkehr-Invarianz in der elektromagnetischen Wechselwirkung der Leptonen gewinnen.

---

\*Dragomirescu und Kanya geben in ihrer Publikation zwar Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment an, vergleichen aber ihr Meßergebnis mit der Theorie von Miller und Wilcox, die mit dem falschen Vorzeichen behaftet ist.

Zur Messung der Links-Rechts-Asymmetrie wurde die von einer  $^{46}\text{Sc}$ -Quelle emittierten Strahlung an einem magnetisierten ringförmigen Eisentarget unter einem Winkel von  $25^\circ$  gestreut. Die Meßapparatur wird in Kapitel II beschrieben.

Da die zu erwartende Asymmetrie sehr klein ist ( $4 \cdot 10^{-5}$ ), muß sichergestellt werden, daß die Apparatur keine parasitären Asymmetrien aufweist. Außerdem muß die Elektronik sorgfältig geeicht werden. Die zu diesen Zwecken durchgeführten Kontrollmessungen werden in Kapitel III beschrieben.

Es zeigt sich, daß die gemessenen Asymmetrien sehr stark von der Targetdicke abhängen. Der Grund dafür ist, daß durch Bremsstrahlung und Mehrfachstreuung im Target erhebliche Asymmetrien vorgetäuscht werden. Kapitel V beschäftigt sich mit der Berechnung dieser Störeffekte.

Nach Korrektur auf diese Effekte kann aus den Daten ein Wert für die Links-Rechts-Asymmetrie bestimmt werden, der mit der Vorhersage der Quantenelektrodynamik verträglich ist (Kapitel VI).

Schließlich wird aus dem experimentellen Ergebnis eine obere Grenze für das Verhältnis einer irregulären, in der QED verbotenen Streuamplitude zur regulären Vorwärtsstreuamplitude abgeleitet (Kapitel VII).

## II. Das Meßverfahren

### a) Apparatur

Der experimentelle Aufbau zur Messung der Links-Rechts-Asymmetrie ist in Abb. 1 skizziert. Auf der Symmetrie-Achse ist ein  $^{46}\text{Sc}$ -Präparat angebracht. Die Aktivierung auf ca. 100 Curie erfolgte im FR2-Reaktor des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Das Präparat emittiert zwei Gamma-Linien mit Energien von 890 und 1120 keV. Die aus Blei gedrehten Kollimatoren lassen einen Kegel frei, der einen mittleren Winkel von  $13^\circ$  zur Symmetrie-Achse bildet und durch den die Strahlung das Target erreichen kann.

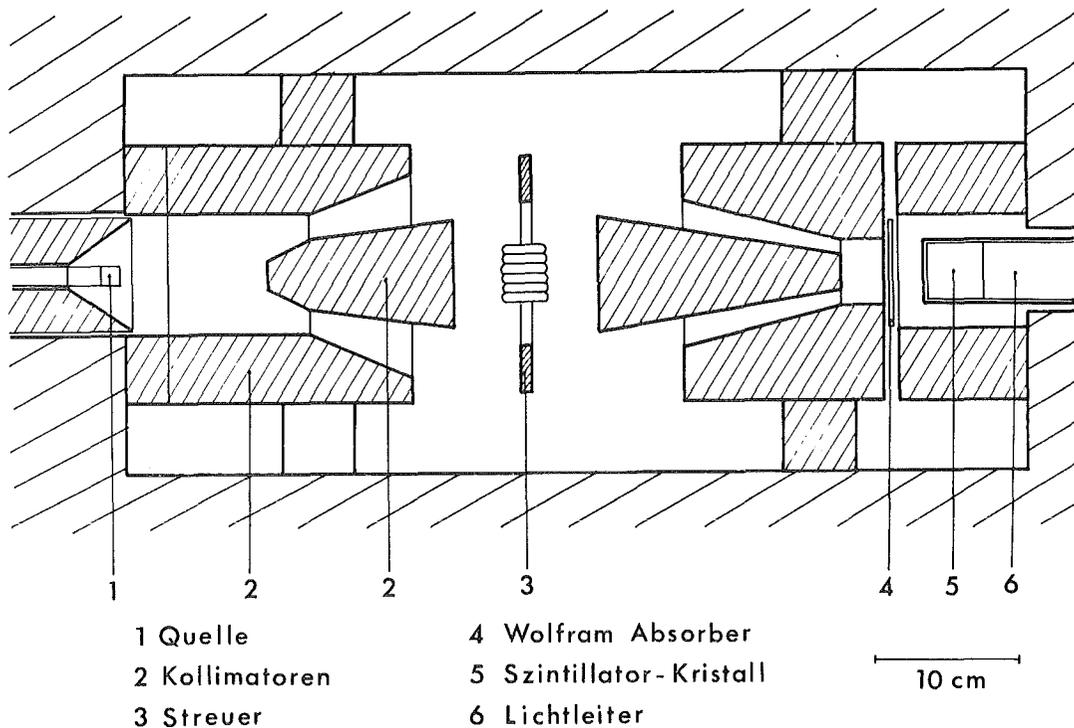


Abb. 1: Versuchsaufbau

Abb. 2 zeigt den ringförmigen Eisenstreuer. Er wird durch zwei Spulen, die an zwei diametral gegenüberliegenden Sektoren angebracht sind, magnetisiert. Diese beiden Sektoren sind von der Strahlung abgeschirmt. Durch einen zweiten, ebenfalls kegelförmigen Kollimator erreichen die gestreuten Photonen den Detektor, der aus einem 2" x 2" CsJ-Kristall und einem RCA 8053 Multiplier besteht. Um den Einfluß von Streufeldern zu verringern, ist der Multiplier mit Mu-Metall abgeschirmt und über einen 2 m langen Lichtleiter mit dem Kristall verbunden. Die vor dem Detektor aufgestellten Wolfram-Absorber haben die Aufgabe, den niederenergetischen Untergrund von den gewünschten Quanten abzutrennen.

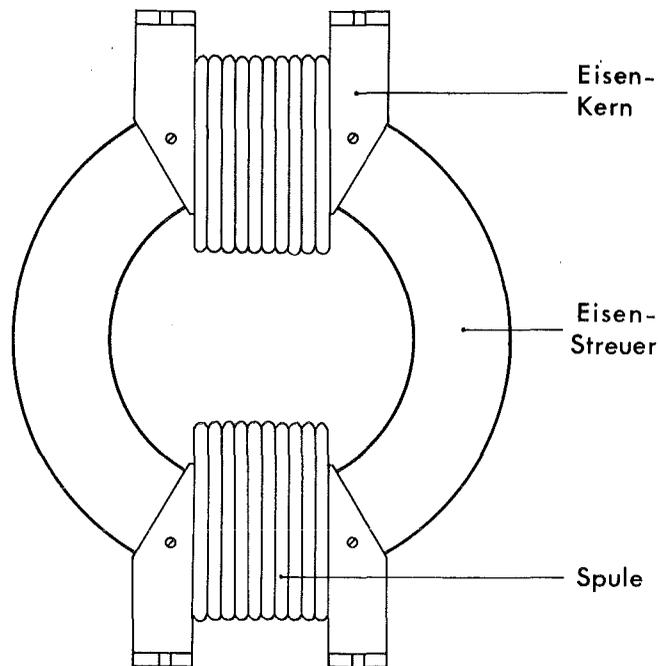


Abb. 2: Eisen-Streuer

b) Elektronik

Um eine möglichst hohe statistische Genauigkeit zu erreichen, wurde auf die konventionelle Methode der Zählung einzelner Quanten, die eine Totzeit-Begrenzung der Zählrate mit sich bringt, verzichtet. Statt dessen wurden die aus dem Detektor austretenden Ströme integral gemessen. Das Blockschaltbild der verwendeten Elektronik ist in Abb. 3 dargestellt.

Der wichtigste Teil besteht aus einem Meßverstärker S-109 (Tönnies 1966), dessen Funktion hier kurz erläutert werden soll. Ein Koppel-Kondensator sorgt dafür, daß nur Stromfluktuationen auf den Verstärker übertragen werden. Diese Stromfluktuationen sind sowohl statistisch als auch durch das Umpolen des Magnetfeldes bedingt.

Nach einer ersten Verstärkung (V1) durchläuft das Stromsignal einen Tiefpaß zur Unterdrückung von 50 Hz-Störungen. Die dadurch entstehende Dämpfung wird durch einen zweiten Verstärker (V2) ausgeglichen. In der letzten Stufe (V3) wird der verstärkte Strom über eine Zeit von 900 msec aufintegriert.

Die Verstärkerausgangsspannung liegt am Eingang eines Spannungsfrequenzwandlers an (Vidar 260). Ein Timer (KBB-EKP 10-17-G) sorgt dafür, daß gleich nach Ablauf der Integrationszeit während einer Zeit von 20 msec die Ausgangsimpulse des Spannungsfrequenzwandlers in Zählern (KBB-EKP 10-12-G) gespeichert werden. Danach wird der Integrator gelöscht und eine neue Integrationszeit begonnen. Die Speicherung erfolgt entsprechend der Polung der Magnetisierung im ersten oder im zweiten Zähler.

Sämtliche Funktionen der Apparatur, wie Starten, Stoppen und Löschen des Integrators, Umpolen des Magneten, Ablesen des SFW, werden von einem zentralen Taktgeber gesteuert.

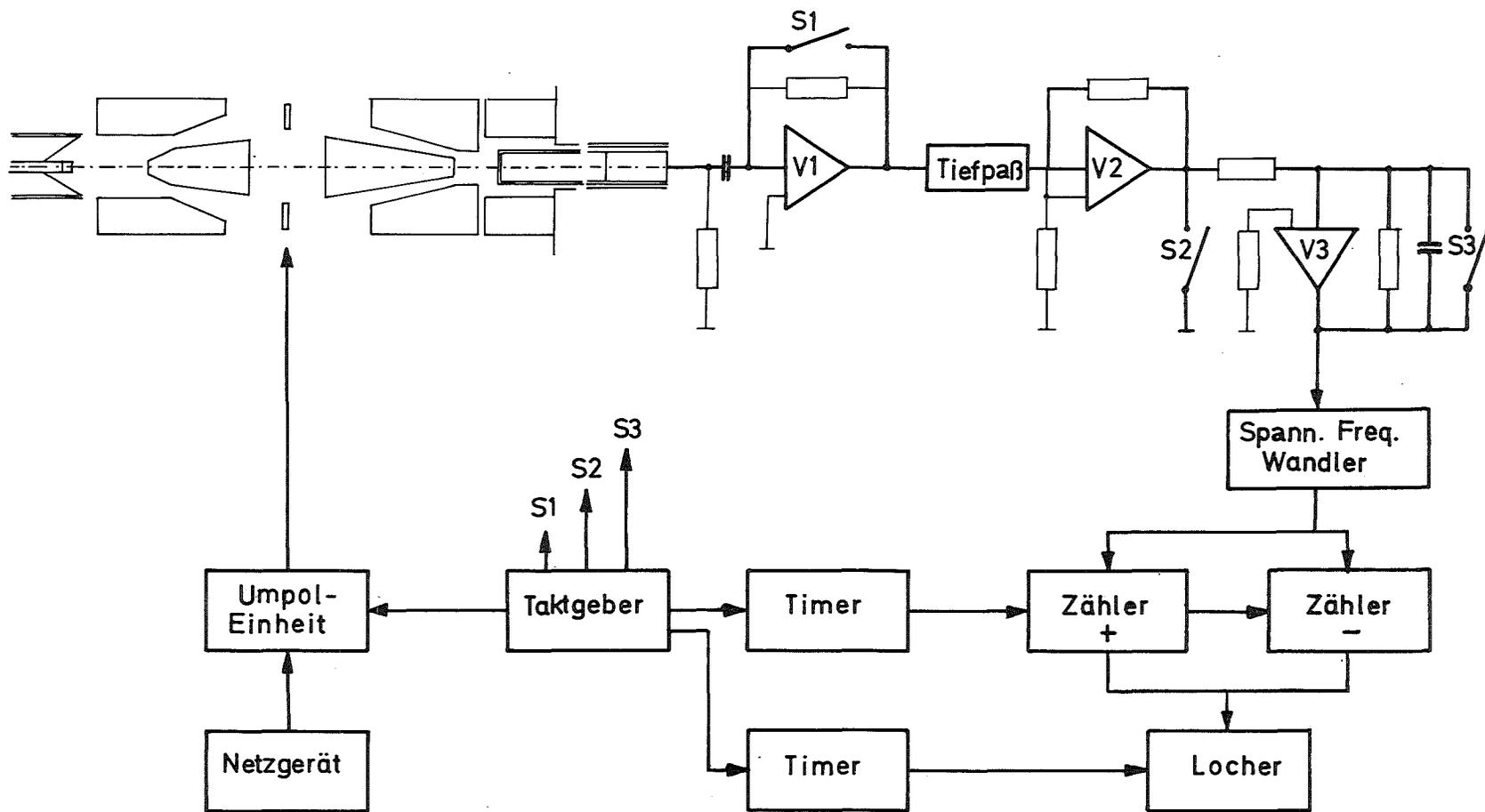


Abb. 3: Blockschaltbild der Elektronik

Der zeitliche Ablauf der einzelnen Operationen während einer Sekunde ist wie folgt:

Zeit (1/100 sec)	Operation
00	Umpolen des Magneten
06	Integrationsstart
95	Integrationsstop
96	Übertragen des SFW-Ausgangssignals in Zählern
98	Löschen des Integrators

Die Magnetspulen werden von einem Netzgerät (Bruker B-MNS 12/100) mit 7.5A versorgt. Das Umpolen dieses Stromes erfolgt mit Hilfe einer Transistor-Brückenschaltung (Bruker B-MN 12/100). Der Taktgeber steuert einen zweiten Timer, der so eingestellt ist, daß nach jeweils 2000 sec Meßzeit während einer Pausenzeit von 7 sec der Inhalt der Zähler von einem Tally-Locher auf Lochstreifen gestanzt wird.

### c) Auswertung

Die Daten wurden an der IBM 370 Anlage des Kernforschungszentrums Karlsruhe ausgewertet. Zunächst werden die Differenzen der Zählraten  $N_+$  und  $N_-$  (von jeweils 2000 sec Meßzeit) für beide Polungsrichtungen gebildet. An die Differenzen wird eine e-Funktion mit der Halbwertszeit (84d) von  $^{46}\text{Sc}$  gefittet und daraus der Wert  $N_+ - N_-$  am Anfang der Messung bestimmt. Der statistische Fehler dieser Differenz wird ebenfalls berechnet. Auf die gleiche Weise wird der Anfangswert des mittleren Multiplier-Ausgangsstromes  $\bar{N}$  ermittelt, der in regelmäßigen Zeitabständen ebenfalls mit dem SFW durch Überbrückung des Verstärkers mitgemessen wurde.

Danach wird der Quotient beider Anfangswerte  $(N_+ - N_-)/\bar{N}$  gebildet. Diese Größe ist bis auf eine Eichkonstante, auf die im nächsten Kapitel eingegangen wird, gleich der gesuchten Asymmetrie.

### III. Kontrollexperimente

#### a) Eichung

Die gesuchte Asymmetrie ist gleich dem Quotienten aus Stromänderung  $\Delta I$  und mittleren Strom  $\bar{I}$  am Multiplier-Ausgang.

Die gemessene Zählratendifferenz  $N_+ - N_-$  ist proportional der Verstärkungsausgangsspannung und damit proportional  $\Delta I$ . Es gilt

$$N_+ - N_- = c \cdot R_V \cdot \Delta I$$

wobei  $R_V$  der effektive Widerstand des Verstärkers und  $c$  die Eichkonstante des SFW ist. Zur Messung des mittleren Stromes  $\bar{I}$  wurde der Spannungsabfall über dem Arbeitswiderstand  $R_a$  des Multipliers direkt, das heißt ohne Verstärker, mit dem Spannungsfrequenzwandler gemessen. Für die Zählrate gilt

$$\bar{N} = c \cdot R_a \cdot \bar{I}$$

Daraus folgt für die Asymmetrie  $\delta$

$$\delta = \frac{\Delta I}{\bar{I}} = \frac{N_+ - N_-}{\bar{N}} \cdot \frac{R_a}{R_V}$$

Sowohl  $N_+$ ,  $N_-$  als auch  $\bar{N}$  wurden gemessen. Zur Bestimmung der Eichkonstanten  $R_a/R_V$  wurde folgendes Verfahren angewendet:

Ein Rechtecksignal von ca. 0.5 mV mit einer Frequenz von 0.5 Hz wurde direkt mit dem SFW gemessen. Für die positive und negative Halbperiode ergab sich pro 20 msec Meßzeit eine Zählratendifferenz.

$$\Delta N_{\perp} = 261 \pm 2$$

Dieses Signal wurde dann über den Arbeitswiderstand  $R_a$

auf den Verstärker gegeben und ebenfalls mit dem SFW gemessen. Dies führte zu einer Zählratendifferenz von

$$\Delta N = 215801 .$$

Daraus ergab sich für die Eichkonstante:

$$\frac{R_v}{R_a} = \frac{\Delta N}{\Delta N_{rl}} = 828 \pm 8$$

Der Eichfaktor bei der Untersuchung der LRA könnte hier- von etwas abweichen, da in diesem Fall das Signal der magnetischen Induktion proportional ist und dies keine exakte Rechteckfunktion ist.

Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen, wurde ein weiteres Eichexperiment durchgeführt.

Eine willkürliche periodische Strom-Funktion  $I(t)$  kann nach phasenverschobenen Rechtecken zerlegt werden. Wenn  $I_{rl}(t - \tau)$  um die Zeit  $\tau$  verschobenen Rechteckfunktionen sind, gilt

$$I(t) = \int I_{rl}(t - \tau) A(\tau) d\tau$$

Ein Rechtecksignal bestimmter Höhe wurde sowohl unver- zögert als auch mit verschiedenen Verzögerungszeiten  $\tau$  in gleicher Weise wie bei der ersten Eichung auf den Ver- stärker gegeben. Mit dem Spannungsfrequenzwandler wurden die Verstärkerausgangsspannungen für die positive und negative Halbperiode des Rechtecksignals gemessen.

Bezeichnet man die gemessenen Zählratendifferenzen mit  $\Delta N(\tau)$ , so unterscheidet sich die Eichkonstante für das Signal  $I(t)$  von derjenigen eines unverzögerten Rechteck- signals um folgenden Faktor

$$f = \frac{\int \Delta N_{rl}(\tau) A(\tau) d\tau}{\Delta N_{rl}(0) \int A(\tau) d\tau}$$

Bei der Messung der LRA wird die Form des Stromsignals durch die magnetische Induktion B im Streuer bestimmt. Für B gilt folgende Zerlegung

$$B(t) = \int f_{\perp}(t - \tau) A(\tau) d\tau$$

Zur Bestimmung der A( $\tau$ ) wurde um den Streuer eine Spule gewickelt. Beim Umpolen von B im Streuer wird an dieser Spule eine Spannung  $U_{\text{ind}}(t)$  induziert, wobei folgende Proportionalität gilt

$$U_{\text{ind}}(t) \sim \frac{dB}{dt}$$

Abb. 4 zeigt die Darstellung des Induktionssignals mit dem Oszillographen.

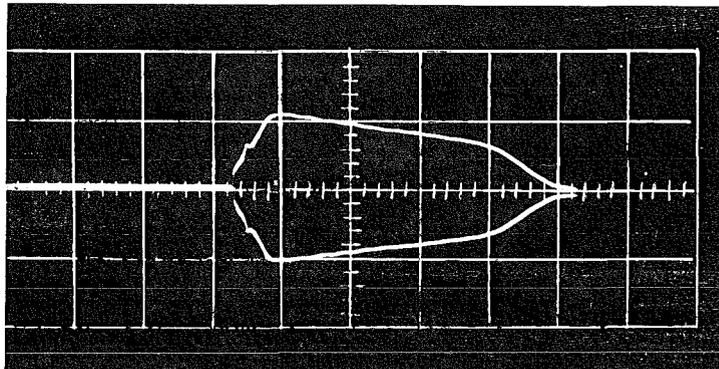


Abb. 4: Induktionssignal der Spule

Für die zeitliche Ableitung von B gilt aber nach

$$\frac{dB}{dt} = \int \delta(t - \tau) A(\tau) d\tau = A(t)$$

Daraus folgt  $U_{\text{ind}}(t) \sim A(t)$

Die Koeffizienten  $A(\tau)$  können somit bis auf eine Konstante aus Abb. 4 bestimmt werden.

In der nachfolgenden Tabelle sind die gemessenen Zählratendifferenzen für die zeitlich verzögerten Rechtecksignale aufgeführt.

Verzögerungszeit $\tau$	$\Delta N(\tau)$
15 msec	324 267
25 msec	325 722
35 msec	324 200
45 msec	323 896
55 msec	323 933
65 msec	323 500

Tab. 2

Da diese Werte um weniger als 0.5% voneinander abweichen, wurde eine Korrektur überflüssig.

Bei Kenntnis der Größe des Rechtecksignals läßt sich aus dieser Meßreihe ein weiterer Wert für die Eichkonstante  $R_v/R_a$  ermitteln.

Bildet man den Quotienten aus dem Mittelwert von  $\Delta N(\tau)$  und der Zählratendifferenz, die die Messung des unverstärkten Rechtecksignals ergibt, so erhält man

$$\frac{R_v}{R_a} = 835 \pm 7$$

Daß die kleine Abweichung der Magnetisierungskurve von einem Rechtecksignal keinen Einfluß auf die Eichkonstante hat, zeigte auch eine weitere Messung.

Um den Streuer (5 mm Dicke) wurde eine aus 100 Windungen bestehende Spule gewickelt. Die beim Umpolen des Magnetfeldes entstehende induzierte Spannung  $U(t)$  wurde mit Hilfe der abgebildeten Schaltung integriert.

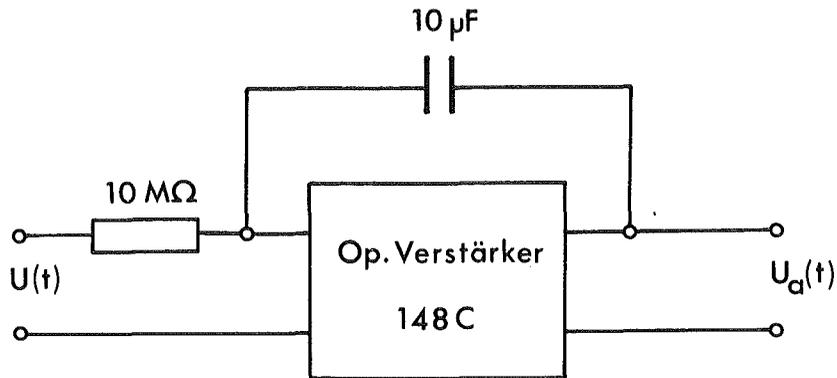


Abb. 5: Integrator

Da die Abklingzeitkonstante des Operationsverstärkers groß gegen 1 sec war, ist die Ausgangsspannung gegeben durch:

$$U_a(t) = \int \frac{U(t)}{R \cdot C} dt$$

Wenn  $F$  der Querschnitt des Streuers und  $n$  die Windungszahl der Spule ist, dann ist das zeitliche Integral der Spannung durch folgenden Ausdruck gegeben

$$\int_{-\infty}^t U dt = B(t) \cdot n \cdot F \quad ,$$

das heißt,  $U_a(t)$  ist der magnetischen Induktion  $B(t)$  proportional.

Die direkte Messung von  $U_a(t)$  mit dem SFW ergab eine Zählratendifferenz von

$$\Delta N = 216 \pm 3 \quad ,$$

während die Messung mit Verstärker einen Wert von 181000 lieferte.

Daraus folgt

$$\frac{R_v}{R_a} = 838 \pm 11$$

Alle ermittelten Eichfaktoren stimmten innerhalb der Fehler gut überein.

Für die Auswertung wurde ein mittlerer Wert von  $835 \pm 4$  verwendet.

b) Bestimmung des Polarisationsgrades

Aus der Größe des im letzten Abschnitt gemessenen Induktionssignals  $\Delta U_a$  läßt sich die Magnetisierung berechnen.

Es gilt folgende Beziehung

$$\Delta U_a = \frac{U(t)}{RC} dt = \frac{2B n \cdot F}{RC}$$

Die Zeitkonstante RC des Integrators wurde dadurch bestimmt, daß eine bekannte Spannung an den Eingang angelegt wurde und die mit der Zeit linear ansteigende Ausgangsspannung mit einem zeitlich fortgeschalteten Vielkanalanalysator aufgezeichnet wurde. Die Steigung ergab für die Zeitkonstante

$$RC = 100.8 \pm 0.2 \text{ sec} \quad .$$

Bei einem Querschnitt  $F = 1.6 \text{ cm}^2$  für den 5 mm starken Streuer und für 100 Windungen folgt

$$B = 17.6 \text{ KG} \quad .$$

Weitere Magnetisierungsmessungen wurden mit einem Flußmesser (AEG PL 12/5236) ausgeführt.

Zunächst wurde der Flußmesser mit verschiedenen Spulen in einem sehr genau bekannten Standardfeld geeicht. Danach wurde die Magnetisierung der einzelnen Streuer mit den gleichen Spulen und dem Flußmesser bestimmt.

Die Genauigkeit dieses Verfahrens ist im wesentlichen durch die Messung der Spulenflächen bedingt, die in die Eichung eingehen.

Insgesamt ergaben sich für die einzelnen Streuer folgende Resultate:

5 mm Streuer	B = 17.6 KG
7 mm Streuer	B = 17.4 KG
10 mm Streuer	B = 16.1 KG

Der relative Fehler dieser Werte wurde zu ca. 1% abgeschätzt.

Bei einem g-Faktor von 1.93 lassen sich daraus folgende Werte für den Polarisationsgrad errechnen:

5 mm Streuer	$f_p = 0.067$
7 mm Streuer	$f_p = 0.066$
10 mm Streuer	$f_p = 0.061$

In den theoretischen Berechnungen der Links-Rechts-Asymmetrie wurde angenommen, daß zwei Elektronen pro Atom polarisiert sind. Dies entspricht einem Polarisationsgrad  $f_o = 2/26$ .

Um die Meßergebnisse mit der Theorie vergleichen zu können, müssen sie auf den gleichen Polarisationsgrad normiert sein. Sie sind deshalb mit dem folgenden Korrekturfaktor zu multiplizieren:

$$f = f_o / f_p$$

### c) Nachleuchten des Kristalls

Es ist bekannt, daß der Nachweiskristall nach Beendigung der Bestrahlung nachleuchtet. Dies führt zu einer Verkleinerung der Intensitätsasymmetrie. Dieses Phänomen wurde bereits von Jenschke (15) am gleichen Kristall untersucht, indem der Multiplier-Ausgangsstrom nach Entfernen einer  $^{46}\text{Sc}$ -Quelle in Abhängigkeit von der Zeit gemessen wurde.

Die gemessenen Werte ließen sich durch zwei Exponentialfunktionen mit Halbwertszeiten von 0.39 sec und 4.9 sec gut anpassen. Wird die auf den Szintillator treffende Strahlungsintensität rechteckförmig mit der Periode  $2T$  moduliert, erhält man am Ausgang des Meßverstärkers ein Signal der in Abb. 6 dargestellten Form.

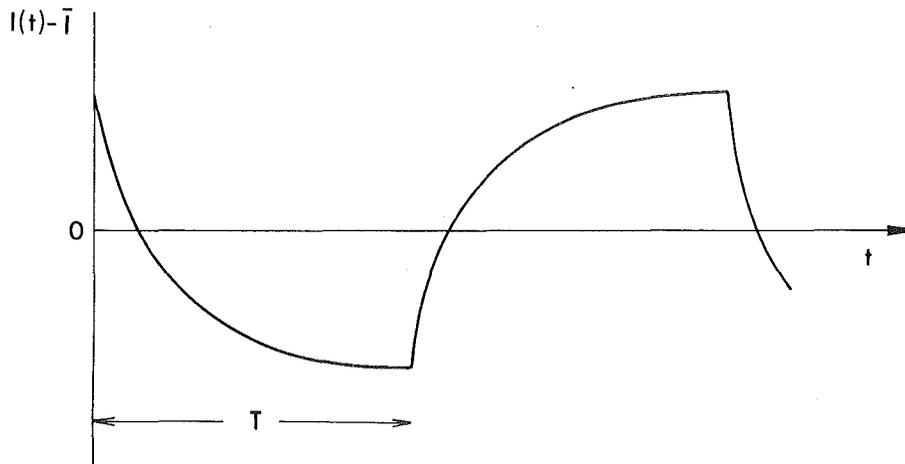


Abb. 6: Ausgangssignal des Meßverstärkers

Das integrierte Signal wird durch die folgende Formel beschrieben:

$$R_V \cdot \Delta I = R_V \left[ \Delta I_0 + \Delta I_1 \left( 1 - \frac{2(1 - e^{-\lambda_1 T})}{\lambda_1 \cdot T(1 + e^{-\lambda_1 T})} \right) + \Delta I_2 \left( 1 - \frac{2(1 - e^{-\lambda_2 T})}{\lambda_2 \cdot T(1 + e^{-\lambda_2 T})} \right) \right] \quad (2)$$

Hierin bedeuten

$\Delta I_0$  das Stromsignal, das durch das prompt emittierte Licht entsteht;

$\Delta I_1$  und  $\Delta I_2$  die Stromsignale, die durch die langlebigen Komponenten mit den Zerfallskonstanten  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  entstehen.

Der eigentliche Effekt wird demnach um so mehr abgeschwächt, je kürzer die Zeit T zwischen zwei Umschaltvorgängen ist. Messungen, bei denen ein Signal mit konstanter Amplitude bei verschiedenen Zeiten T untersucht wurde, bestätigten diese Abhängigkeit.

Die Bestrahlungsintensität des Kristalls wurde durch einen magnetisch betriebenen Chopper, der einen dünnen Absorber periodisch in den Strahl schob, rechteckförmig moduliert.

Um die Synchronisation zwischen Signal und Meßverstärker zu gewährleisten, wurde der Chopper mit dem Taktgeber gesteuert. Die Schaltzeit T wurde durch Untersetzen der Versorgungsfrequenz des Taktgebers mit Hilfe von einfachen Flip-Flop-Schaltungen von 1 bis 8 sec variiert. Die Ergebnisse dieser Meßreihe sind in der nächsten Tabelle zusammengefaßt.

Schaltzeit T	Effekt = $\frac{\Delta I}{I}$
1 sec	$(4.86 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
2 sec	$(4.94 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
4 sec	$(5.03 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
8 sec	$(5.11 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$

Tab. 3

$\frac{\Delta I}{I}$  ist das Stromsignal am Multipliaerausgang, normiert auf den mittleren Strom. Die Eichkonstante des Verstärkers wurde für jede Taktfrequenz neu bestimmt.

In Abb. 7 sind die Meßpunkte, auf den Wert für T = 1 sec normiert, über 1/T aufgetragen.

Die Extrapolation auf T =  $\infty$  liefert den Korrekturfaktor, um den der Meßwert für T = 1 sec vergrößert werden muß.

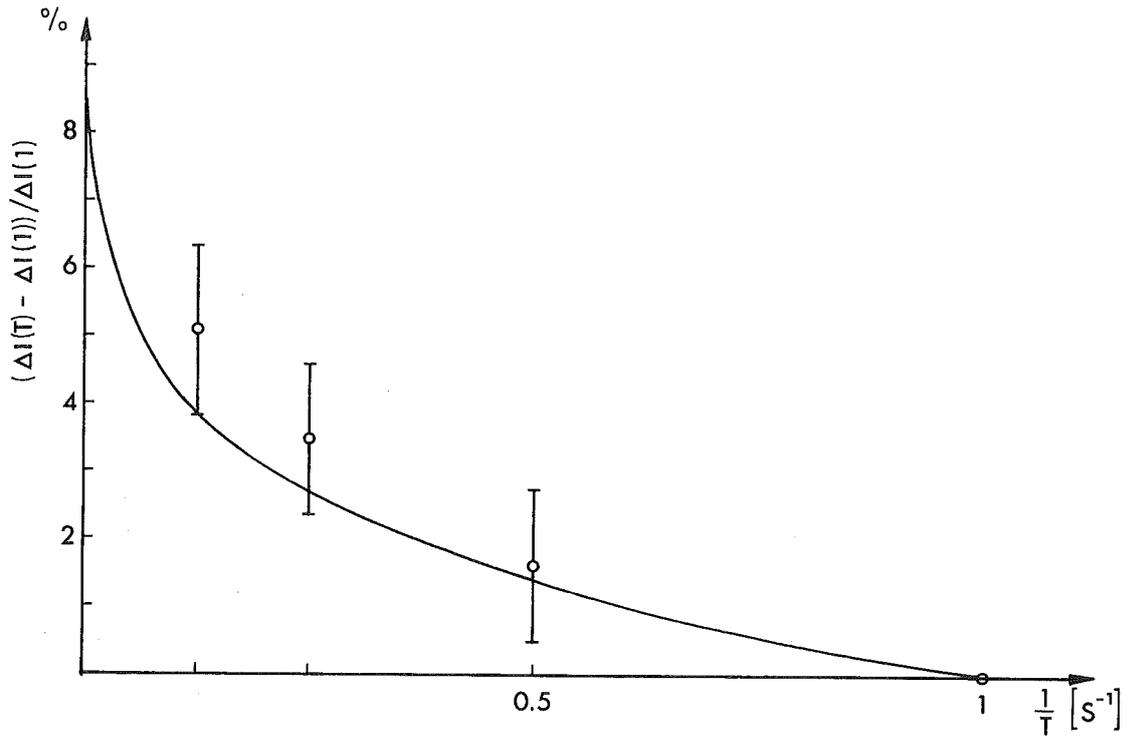


Abb. 7: Nachleuchteffekt des Kristalls

Die eingezeichnete Kurve wurde aus Formel (2) berechnet, wobei für  $\Delta I_1$ ,  $\Delta I_2$ ,  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  die von Jenschke ermittelten Werte eingesetzt wurden.

Beide Ergebnisse sind miteinander verträglich und führen zu einem Korrekturfaktor von

$$f_L = \frac{\delta(T = \infty)}{\delta(T = 1 \text{ sec})} = 1.07 \pm 0.02$$

d) Linearität

Um eventuelle Nichtlinearitäten der Apparatur festzustellen wurde untersucht, ob die Bestrahlungsintensität des Kristalls einen Einfluß auf die Messung einer konstant gehaltenen Asymmetrie hat.

Die bei der Messung der LRA benutzte Quelle wurde durch eine schwache Quelle von ca. 5 Ci ersetzt. Durch einen Chopper, der mit einer Frequenz von 0.5 Hz einen dünnen Absorber hinter dem Streuer in den Strahl schob, wurde ein definiertes Signal erzeugt. Danach erfolgte die Messung des gleichen Effektes mit einer um einen Faktor 3 stärkeren Quelle. Schließlich wurde der Kristall direkt mit einer zusätzlichen Quelle bestrahlt, wodurch sich die Intensität um einen weiteren Faktor 5 erhöhte. Diese Intensität würde bei einer regulären Messung durch eine Quelle von 75 Ci erzeugt werden. Da im letzten Fall die Intensität der zusätzlichen Quelle nicht durch den Chopper verändert wurde, wurde zur Ermittlung des Effektes die Intensitätsänderung nur auf den Intensitätsanteil der 15 Ci-Quelle bezogen.

Die drei Messungen ergaben folgende Effekte:

Aktivität	Effekt
ca. 5 Ci	$\frac{\Delta I}{I(5)} = (4.25 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$
ca. 15 Ci	$\frac{\Delta I}{I(15)} = (4.18 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$
ca. 75 Ci	$\frac{\Delta I}{I(75)} = (4.13 \pm 0.03) \cdot 10^{-3}$

Diese Resultate zeigen, daß Abweichungen von der Linearität höchstens 3% betragen.

e) Untergrund ohne Streuer

Außer den vom Target gestreuten Photonen werden vom Detektor noch weitere unerwünschte Quanten nachgewiesen. Dieser unerwünschte Untergrund verfälscht die zu messende Asymmetrie und muß daher zu Korrekturzwecken bestimmt werden.

Dieser Untergrund kann auf zwei Weisen entstehen:

- Untergrund durch Bremsstrahlung

Durch die auftreffende Strahlung werden aus dem zweiten Blei-Kollimator Elektronen herausgeschlagen. Ein Teil dieser Elektronen erreicht den Streuer und erzeugt Bremsstrahlung, die vom Detektor nachgewiesen wird. Trotz der geringen Intensität dieser Strahlung kann durch die unterschiedliche Ablenkung der Elektronen im Streufeld je nach Polungsrichtung eine nennenswerte Asymmetrie vorgetäuscht werden. Um diesen Störeffekt möglichst klein zu halten, wurde zwischen Streuer und Kollimator eine 2 mm dicke Plastik-Abschirmung angebracht. Außerdem wurde das Streufeld durch Abschirmung der Magnetspulen mit Armco-Eisen reduziert. Eine Kontrollmessung mit einem 5 mm dicken Messing-Streuer und 1 mm Wolfram-Absorber ergab einen Effekt

$$\delta = (-0.06 \pm 0.15) \cdot 10^{-5} ,$$

der mit Null verträglich ist.

- Ein weiterer Untergrund entsteht durch Doppelstreuung an den Kollimatoren, durch Transmission durch den zentralen Kollimator hinter der Quelle und nachfolgender Streuung am äußeren Kollimator und schließlich durch Einfachstreuung an der Plastik-Abschirmung.

Um den Anteil dieses Untergrunds an der nachgewiesenen Strahlung zu ermitteln, wurden Intensitätsmessungen mit und ohne Streuer bei Wolfram-Dicken von 0, 1, 2 und 4 mm durchgeführt.

Es zeigte sich, daß das Verhältnis zwischen der Intensität ohne Streuer zur Intensität mit Streuer von der Absorberdicke unabhängig ist. Folgende Werte wurden ermittelt:

5 mm Streuer:	12.9%
7 mm Streuer:	10.7%
10 mm Streuer:	8.7%

Der Untergrundanteil bei den Messungen mit Streuer ist tatsächlich etwas kleiner, als es die oben genannten Zahlen angeben, weil er zum Teil vom Streuer absorbiert wird.

Dadurch erhält man für das Verhältnis von Untergrund zu Gesamtintensität folgende Werte:

5 mm Streuer:	(11.9 ± 1)%
7 mm Streuer:	( 9.7 ± 1)%
10 mm Streuer:	( 8.0 ± 1)%

Der Fehler entsteht durch eine gewisse Unsicherheit bei der Abschätzung der Absorption der Untergrund-Strahlung durch den Streuer.

Dies führt zu folgenden Korrekturfaktoren, die an den Meßergebnissen anzubringen sind:

5 mm Streuer:	$f_u = 1/0.881$
7 mm Streuer:	$f_u = 1/0.903$
10 mm Streuer:	$f_u = 1/0.920$

f) Magnetostriktion

Durch das angelegte Magnetfeld können zwei Effekte auftreten, die eine Asymmetrie vortäuschen würden.

- Verformung des Streuers durch Magnetostriktion.
- Schwingen des Streuers auf Grund der Wechselwirkung seines Magnetfeldes mit dem Erdfeld.

Beide Effekte würden dazu führen, daß der Raumwinkel von Quelle zu Streuer in beiden Polungsrichtungen unterschiedlich groß ist. Die Intensitätsasymmetrie, die dadurch entstehen könnte, wäre allerdings kleiner als diese Raumwinkeländerung, weil der Streuer in der Mitte zwischen Quelle und Detektor steht. Eine Verkleinerung des Raumwinkels Quelle-Streuer bedeutet in diesem Fall eine Vergrößerung des Raumwinkels Streuer-Detektor und umgekehrt.

Durch Anbringen eines induktiven Verlagerungsaufnehmers (Philips PR 9310) an die in Abb. 8 gekennzeichneten Stellen, wurde die Verlagerung des Streuers beim Umpolen des Magnetfeldes gemessen.

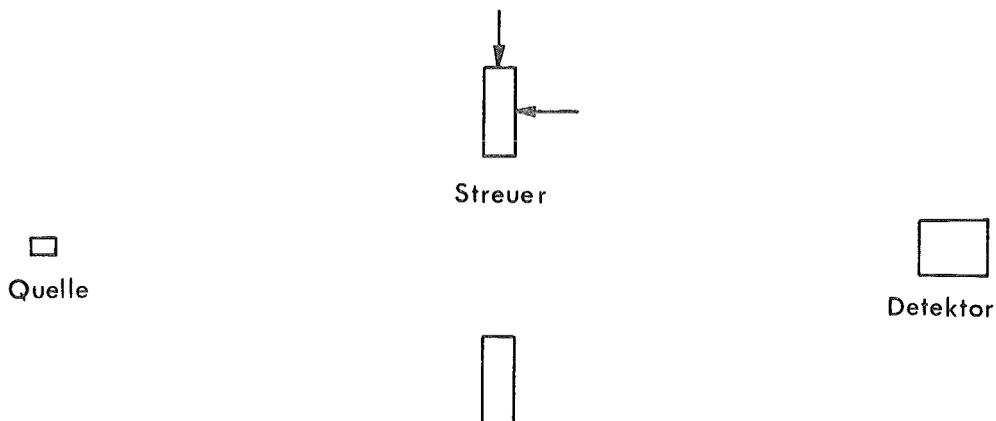


Abb. 8:

Der Aufnehmer war dabei an einer Meßbrücke (Philips PR 9303) angeschlossen, die eine sehr hohe Meßgenauigkeit gestattet.

Es zeigte sich, daß die absolute Verlagerung des Streuers in beiden Richtungen kleiner als  $10^{-5}$  mm war.

Die dadurch entstehende Intensitätsasymmetrie wurde zu maximal  $7 \cdot 10^{-8}$  abgeschätzt.

#### IV. Meßergebnisse und Theorie

Die im letzten Kapitel bestimmten Korrekturfaktoren wurden wie folgt an den gemessenen Asymmetrien angebracht:

$$\delta_{\text{korr.}} = \delta_{\text{mess}} \cdot f_u \cdot f_p \cdot f_L$$

$f_u$  ist der Korrekturfaktor für den Untergrund.  
Durch den Faktor  $f_p$  werden die Asymmetrien auf den theoretischen Polarisationsgrad von zwei Elektronen pro Atom normiert.

$f_L$  ist der Korrekturfaktor für das Nachleuchten des Kristalls.

In Tab. 4 sind die korrigierten Asymmetrien für alle Streuer- und Absorber-Dicken aufgeführt.

Wolfram- Dicke	Streuer - Dicke		
	5 mm	7 mm	10 mm
0 mm	$-9.55 \pm 0.24$	$-7.11 \pm 0.18$	$-4.39 \pm 0.19$
1 mm	$-6.63 \pm 0.24$	$-5.35 \pm 0.23$	$-4.13 \pm 0.21$
2 mm	$-6.01 \pm 0.24$	$-5.36 \pm 0.20$	$-4.25 \pm 0.18$
4 mm	$-5.36 \pm 0.23$	$-4.99 \pm 0.24$	$-4.72 \pm 0.25$

Tab. 4: Asymmetrien  $\delta_{\text{korr}} \cdot 10^5$

Die in der Tabelle angegebenen Fehler sind rein statistischer Natur.

Hinzu kommen systematische Fehler, die bei der Bestimmung folgender Größen auftreten:

- Korrekturfaktor für den Untergrund:  $\pm 1\%$
- Korrekturfaktor für das Nachleuchten:  $\pm 2\%$
- Polarisationsgrad der Elektronen im Streuer:  $\pm 1\%$
- Eichkonstante des Verstärkers:  $\pm 0.5\%$
- Linearität des Nachweissystems:  $\pm 3\%$
- Streugeometrie:  $\pm 2\%$

### Theorie

Um den theoretischen Wert der Links-Rechts-Asymmetrie für das vorliegende Experiment zu ermitteln, ist zunächst die Intensität  $I_1(E_\gamma, S)$  der Photonen, die an einem vorgegebenen Streuzentrum  $S$  im Target gestreut und im Detektor nachgewiesen werden, zu bestimmen.  $E$  sei die Energie des Photons vor der Streuung.

Durch die Links-Rechts-Asymmetrie entsteht beim Umpolen der Magnetisierung eine Änderung  $\Delta I_1(E_\gamma, S)$  dieser Intensität. Beide Größen sind unter Berücksichtigung der Absorption im Target und im Wolfram und der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors zu berechnen.

Da das Target eine endliche Ausdehnung besitzt, sind die Funktionen  $I_1(E_\gamma, S)$  und  $\Delta I_1(E_\gamma, S)$  über alle möglichen Streuzentren  $S$  zu integrieren. Dies ist gleichbedeutend mit einer Integration über die Streuer-Dicke und über die vom Strahl erfaßte Oberfläche. Die Integration über die Target-Dicke kann in guter Näherung analytisch ausgeführt werden. Die Integration über die Target-Oberfläche erfolgt numerisch und ist im Anhang beschrieben.

Die Asymmetrien  $\overline{\Delta I_1}(E_\gamma) / \overline{I_1}(E_\gamma)$  wurden für die  $\gamma$ -Energien der beiden  $^{46}\text{Sc}$ -Linien (890 keV und 1120 keV) berechnet.

Der theoretische Wert der LRA ergibt sich durch Mittelung über beide  $\gamma$ -Energien nach folgender Formel:

$$\delta = \frac{\frac{\Delta I_1(890)}{I_1(890)} \cdot W(890) + \frac{\Delta I_1(1120)}{I_1(1120)} \cdot W(1120)}{W(890) + W(1120)}$$

Hierbei sind  $W(890)$  und  $W(1120)$  die Ansprechwahrscheinlichkeiten der gesamten Apparatur für die einfach gestreuten Quanten beider Energien.

Die berechneten Werte für diese Ansprechwahrscheinlichkeiten zeigt die nächste Tabelle.

Abs.- Dicke	$E_\gamma$  keV	Streuer-Dicke		
		5 mm	7 mm	10 mm
0 mm	890	0.3243	0.4076	0.4954
	1120	0.3434	0.4363	0.5389
1 mm	890	0.2745	0.3450	0.4193
	1120	0.2989	0.3798	0.4691
2 mm	890	0.2324	0.2920	0.3550
	1120	0.2602	0.3306	0.4083
4 mm	890	0.1665	0.2093	0.2544
	1120	0.1972	0.2505	0.3094

Tab. 5: Nachweiswahrscheinlichkeiten  $W(E_\gamma) \cdot 10^5$

Das Einsetzen dieser Werte in die Mittelungsformel führt zu den folgenden Ergebnissen für die Links-Rechts-Asymmetrie.

---

Absorber- Dicke	Streuer-Dicke		
	5 mm	7 mm	10 mm
0 mm	- 4.17	- 4.17	- 4.18
1 mm	- 4.18	- 4.18	- 4.19
2 mm	- 4.19	- 4.19	- 4.20
4 mm	- 4.20	- 4.20	- 4.21

---

Tab. 6: Berechnete Asymmetrien  $\delta_{LRA} \cdot 10^5$

Bis auf sehr geringe Abweichungen, die durch die unterschiedliche Absorption der beiden  $\gamma$ -Linien bedingt sind, ist die Links-Rechts-Asymmetrie unabhängig von Streuer- und Absorber-Dicke.

Die gemessenen Asymmetrien (Tab. 4) erscheinen daher zunächst sehr widersprüchlich. Der Grund für die starken Schwankungen der Meßwerte ist, daß bei einem solchen Experiment zwei Störeffekte auftreten, die ebenfalls zu erheblichen Asymmetrien führen können.

## V. Stör-Effekte

### a) Bremsstrahlung

Bei jeder Compton-Streuung entsteht im Target ein Rückstoßelektron, das mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit Bremsstrahlung erzeugt, die vom Szintillationszähler nachgewiesen werden kann.

Da die Bremsstrahlungsverteilung nicht isotrop ist, sondern von der Impulsrichtung des emittierenden Elektrons abhängt und dieses Elektron im angelegten Magnetfeld abgelenkt wird, entsteht durch das Umpolen der Magnetisierung eine Zählraten-Asymmetrie.

Um diesen Effekt zu berechnen, müssen die einzelnen physikalischen Prozesse während der Abbremsung eines Elektrons im Target verfolgt werden. Im wesentlichen sind es folgende:

- Produktion durch Rückstoß
- Richtungsablenkung durch Vielfachstreuung an den Eisenkernen.
- Energieabgabe durch Streuung an den Hüllenelektronen.
- Ablenkung im angelegten Magnetfeld.
- Erzeugung eines Bremsquants.

Der erste Punkt ist unproblematisch, denn die Energie- und Winkel-Verteilung der entstehenden Rückstoßelektronen werden durch die Klein-Nishina-Formel beschrieben.

Bei der Richtungsänderung durch Vielfachstreuung wurde angenommen, daß der mittlere Ablenkungswinkel nach Durchlaufen einer bestimmten Schichtdicke durch eine Gauß-Verteilung beschrieben wird (17). In numerischen Rechnungen läßt sich diese Verteilung relativ einfach durch eine Monte-Carlo Methode erzeugen.

Der Energieverlust der Elektronen pro cm kann aus Tabellen von Berger und Seltzer (18) entnommen werden.

Bei der Berechnung der Bahnkrümmung im Magnetfeld wurde eine mittlere Lorentzkraft proportional der makroskopisch gemessenen Induktion angesetzt.

Was die Bremsstrahlungsproduktion betrifft, so wurde besonderer Wert auf die richtige Behandlung der hochenergetischen Bremsquanten gelegt, da diese die größte Nachweiswahrscheinlichkeit besitzen. Bei der Emission eines Bremsquants mit hoher Energie behält das Elektron nur geringe kinetische Energie und kann daher im Coulombfeld eines Kernes nicht durch eine ebene Welle beschrieben werden. In diesem Fall liefert die erste Bornsche Näherung (Bethe-Heitler) schlechte Ergebnisse für die Bremsstrahlungsausbeute. Deshalb wurden Bremsstrahlungsquerschnitte nach Elwert und Haug (19) verwendet, die mit Coulomb-Wellenfunktionen berechnet wurden.

Der Fall eines eng gebündelten monoenergetischen Gammastrahls der unter einem definierten Winkel auf den Streuer trifft, wurde bereits von Semmrich (10) behandelt. Die Bremsstrahlungsproduktion durch ein Elektron mit bestimmtem Startimpuls wird unter Berücksichtigung der Richtungsänderung längs des Bremsweges berechnet. Die für verschiedene Startimpulse gewonnenen Bremsstrahlungsausbeuten  $S(E, \theta_b, k_b)$  sind über das gesamte Bremsspektrum zu integrieren und über die Winkelverteilung der im Target entstehenden Elektronen zu mitteln:

$$N = \iint_{\Omega k} S(E, \theta_b, k_b) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \cdot W(k_b) dk_b \cdot d\Omega$$

Hierin bedeuten

E Energie des Elektrons

$\theta_b$  Winkel zwischen Bremsquantimpuls und Impuls des emittierenden Elektrons

$\theta$       Streuwinkel des Elektrons

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left( \frac{k'_\gamma}{k_\gamma} \right)^2 \left( \frac{k_\gamma}{k'_\gamma} + \frac{k'_\gamma}{k_\gamma} - \sin^2 \theta_\gamma \right) \frac{(1 + k_\gamma)^2 (1 - \cos \theta_\gamma)^2}{\cos^3 \theta}$$

nach (16)

$\theta_\gamma$       Streuwinkel des Photons

$k_\gamma, k'_\gamma$       Energie vor bzw. nach dem Compton-Prozess

$\Omega$       Raumwinkel des Elektrons nach dem Compton-Prozess

$W(k_b)$       ist eine Funktion, die sowohl die Absorption im Eisen und im Wolfram als auch die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kristalls berücksichtigt.

Da die gesamte Oberfläche des Streuers von der Strahlung erfaßt wird, muß die angegebene Funktion  $N$  noch darüber integriert werden. Wegen der Rotationssymmetrie des Streuers genügt es, über dessen radiale Ausdehnung zu integrieren und zwar vom inneren Radius  $R_i$  bis zum äußeren Radius  $R_a$ .

Es ist folgender Ausdruck zu berechnen:

$$\bar{N} = \frac{1}{R_a - R_i} \int_{R_i}^{R_a} N(r) \cdot r \cdot dr$$

Dazu wurde die Funktion bzw. die Zählrate  $N(j)$  an den folgenden drei Stützstellen berechnet:

$$r(1) = (R_a + R_i)/2$$

$$r(2) = R_a$$

$$r(3) = R_i$$

Die über die radiale Ausdehnung gemittelte Zählrate  $\bar{N}$  ist dann gleich

$$\bar{N} = \frac{1}{R_a - R_i} \left\{ \frac{2}{3} N(1) \cdot r(1) + \sum_{j=2}^3 \frac{1}{6} N(j) \cdot r(j) \right\}$$

Diese Zählraten wurden für beide Magnetfeldrichtungen und Gamma-Energien numerisch berechnet.

Zwecks Normierung wurde die Zählratendifferenz  $\bar{N} = \bar{N}^+ - \bar{N}^-$  durch  $\bar{N}_\gamma$  dividiert, wobei

$$\bar{N}_\gamma = \frac{l}{R_a - R_i} \int_{R_i}^{R_a} N_\gamma(r) \cdot r \cdot dr$$

auf die gleiche Weise numerisch ermittelt wurde.

$N_\gamma = \frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma} \cdot W(k'_\gamma)$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Gamma-Quant aus der Quelle im Target gestreut und im Detektor nachgewiesen wird.

In der nachfolgenden Tabelle sind die Asymmetrien für beide  $\gamma$ -Energien aufgeführt.

Abs.- Dicke	$E_\gamma$  keV	Streuer-Dicke		
		5 mm	7 mm	10 mm
0 mm	890	- 9.29	- 8.65	- 7.86
	1120	- 21.31	- 20.00	- 18.43
1 mm	890	- 3.34	- 3.25	- 3.12
	1120	- 9.67	- 9.42	- 9.06
2 mm	890	- 2.26	- 2.10	- 2.03
	1120	- 6.89	- 6.75	- 6.53
4 mm	890	- 1.17	- 0.98	- 0.95
	1120	- 4.37	- 3.73	- 3.62

Berechnete Bremsstrahlungsasymmetrien  
 $\delta = \Delta\bar{N}/\bar{N}_\gamma$  in Einheiten von  $10^{-5}$

Die Mittelung über beide  $\gamma$ -Energien erfolgt analog zur Links-Rechts-Asymmetrie nach der Formel

$$\delta_{\text{Br}} = \frac{\delta(890) \cdot W(890) + \delta(1120) \cdot W(1120)}{W(890) + W(1120)}$$

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten  $W(890)$  und  $W(1120)$  sind aus Tab. 5 zu entnehmen.

Für die gemittelten Bremsstrahlungsasymmetrien ergeben sich folgende Werte:

Absorber- Dicke	Streuer-Dicke		
	5 mm	7 mm	10 mm
0 mm	- 15.47	- 14.52	- 13.37
1 mm	- 6.64	- 6.48	- 6.25
2 mm	- 4.66	- 4.57	- 4.44
4 mm	- 2.50	- 2.47	- 2.42

Tab. 7: Berechnete Bremsstrahlungsasymmetrien

$$\delta_{\text{Br}} \cdot 10^5$$

b) Faraday-Effekt

Beim Durchgang von linear polarisierten Photonen durch magnetisierte Materie dreht sich die Polarisationssebene um die Impulsrichtung. Diese Faraday-Rotation kommt dadurch zustande, daß der Brechungsindex für links- und rechts-zirkular polarisierte Photonen verschieden ist.

Im magnetisierten Eisen ist dieser Drehwinkel durch folgenden Ausdruck gegeben

$$\alpha = n \cdot \frac{4}{26} \cdot r_0^2 \cdot F(E) \cdot \cos\theta \cdot s$$

Dabei ist

n die Elektronendichte

$r_0$  der klassische Elektronenradius

s die durchlaufene Strecke

$\theta$  der Winkel zwischen Magnetisierungs- und Impulsrichtung

$F(E)$  beschreibt die Abhängigkeit des Drehwinkels von der Photonenenergie. Diese Funktion ist theoretisch bekannt (20,21) und durch Experimente mit einer Genauigkeit von etwa 10% bestätigt (20,22).

Das Zustandekommen einer Zählraten-Asymmetrie wird anhand von Abb. 9 gezeigt.

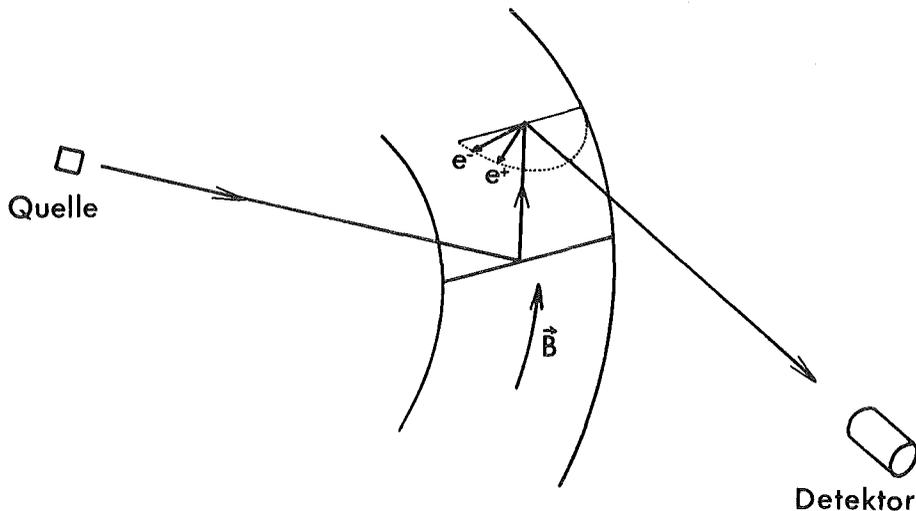


Abb. 9: Drehung der Polarisationssebene

Gamma-Quanten, die aus der Quelle Q kommen, werden im Streuer unter  $90^\circ$  nach oben in Richtung der Magnetisierung  $\vec{B}$  gestreut und gelangen nach einer zweiten Streuung um ca  $90^\circ$  zum Detektor. Die Polarisationssebene, die zunächst senkrecht zur ersten Streuebene ist, dreht sich bis zum zweiten Streupunkt um den Winkel  $\alpha$ . Das Vorzeichen dieser Drehung hängt von der jeweiligen Richtung der Magnetisierung  $\vec{B}$  ab. Die Polarisationssebene wird somit entweder in die zweite Streuebene hinein oder aus ihr herausgedreht, was eine Verringerung bzw. eine Vergrößerung des Wirkungsquerschnitts für die zweite Streuung zur Folge hat. Dadurch ergibt sich beim Umpolen von  $\vec{B}$  eine Zählraten-Asymmetrie.

Diese durch Doppelstreuung entstehende Asymmetrie wurde für alle im Experiment vorkommenden Streuer- und Absorber-Dicken berechnet.

Eine Beschreibung des hierfür erstellten Computer-Programms befindet sich im Anhang.

Tabelle 8 zeigt die Ergebnisse für beide Gamma-Energien von 890 keV und 1120 keV.

Abs.- Dicke	$E_\gamma$ keV	Streuer-Dicke		
		5 mm	7 mm	10 mm
0 mm	890	3.13	4.22	5.74
	1120	2.36	3.19	4.36
1 mm	890	1.18	1.78	2.72
	1120	0.98	1.47	2.24
2 mm	890	0.60	0.98	1.62
	1120	0.53	0.85	1.39
4 mm	890	0.25	0.45	0.79
	1120	0.24	0.41	0.72

Tab. 8: Berechnete Faraday-Asymmetrien durch Doppelstreuung  $\delta_2 \cdot 10^5$

Die darin aufgeführten Asymmetrien sind wie folgt definiert:

$$\delta_2 = \frac{\Delta I_2}{I_1}$$

$\Delta I_2$  ist die Intensitätsdifferenz der doppelt gestreuten Quanten und  $I_1$  die Intensität der einfach gestreuten Quanten.

Neben den zweifach gestreuten Quanten werden vom Detektor auch dreifach und mehrfach gestreute Quanten nachgewiesen. Auch in diesen Fällen tritt zwischen je zwei Streuprozessen eine Drehung der Polarisation auf. Die durch Dreifachstreuung entstehende Asymmetrie wurde mit einem vorhandenen Programm (24) berechnet. Dieses Programm wurde erstellt für einen unendlich ausgedehnten Streuer mit einem trapezförmig ausgeblendeten Photonenstrahl und paralleler Magnetisierung (Abb. 9a).

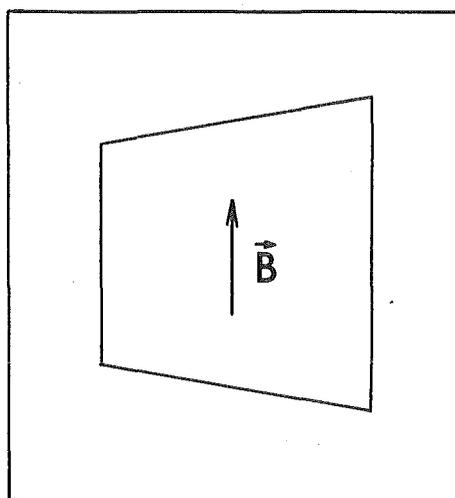


Abb. 9a: Trapezförmig bestrahlter Streuer

Die Näherung (unendlich ausgedehnter Streuer) ist zulässig, wenn die Abmessungen des Streuers groß gegen die freie Weglänge der Photonen im Eisen sind.

Für das vorliegende Experiment kann ein Sektor des ringförmigen Streuers durch ein Trapez angenähert beschrieben werden. Allerdings ist die Näherung bezüglich der freien Weglänge der Photonen nicht gut erfüllt. Ein weiterer Nachteil ist, daß in diesem Programm die Krümmung der Magnetisierung nicht berücksichtigt werden kann. Um den dadurch entstehenden Fehler zu ermitteln, wurde die Intensitätsasymmetrie durch Zweifachstreuung ebenfalls mit dieser Programm-Version berechnet und mit den Ergebnissen von Tabelle 8 verglichen.

Es zeigte sich, daß die Asymmetrien um ca 20% zu groß waren. Man kann sicherlich annehmen, daß Ähnliches für die Dreifachstreuung gilt.

Da andererseits zu erwarten ist, daß Vier- und Mehrfachstreuung einen zusätzlichen Beitrag zur Intensitätsasymmetrie geben, der in der Größenordnung dieses Fehlers liegt, wurden die Ergebnisse des Programms unverändert übernommen.

Die in Tabelle 9 aufgeführten Asymmetrien sind wiederum auf die Intensität der Einfachstreuung normiert.

Abs.- Dicke	$E_\gamma$ keV	Streuer-Dicke		
		5 mm	7 mm	10 mm
0 mm	890	1.42	2.21	3.40
	1120	1.06	1.68	2.58
1 mm	890	0.35	0.59	1.04
	1120	0.30	0.50	0.88
2 mm	890	0.12	0.23	0.44
	1120	0.11	0.21	0.40
4 mm	890	0.03	0.06	0.13
	1120	0.03	0.06	0.13

Tab. 9: Berechnete Faraday-Asymmetrien durch Dreifach-Streuung  $\delta_3 \cdot 10^5$

Wenn  $W(890)$  und  $W(1120)$  die in Tabelle 6 aufgeführten Ansprechwahrscheinlichkeiten für die einfach gestreuten Quanten beider Gamma-Energien sind, dann ist die gesamte Faraday-Asymmetrie durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\delta_F = \frac{(\delta_2(890) + \delta_3(890)) \cdot W(890) + (\delta_2(1120) + \delta_3(1120)) \cdot W(1120)}{\left(1 + \frac{I_2(890)}{I_1(890)} + \frac{I_3(890)}{I_1(890)}\right) W(890) + \left(1 + \frac{I_2(1120)}{I_1(1120)} + \frac{I_3(1120)}{I_1(1120)}\right) W(1120)}$$

Tabelle 10 zeigt die auf die Intensität der Einfachstreuung normierten Intensitäten  $I_2$  und  $I_3$ .

Abs.- Dicke	E	Streuer-Dicke					
		5 mm		7 mm		10 mm	
		890	1120	890	1120	890	1120
0 mm	$I_2$	0.077	0.069	0.100	0.089	0.131	0.117
	$I_3$	0.014	0.012	0.020	0.017	0.029	0.025
1 mm	$I_2$	0.057	0.053	0.077	0.071	0.105	0.097
	$I_3$	0.004	0.004	0.008	0.007	0.013	0.012
2 mm	$I_2$	0.049	0.046	0.067	0.063	0.093	0.088
	$I_3$	0.003	0.003	0.005	0.005	0.009	0.008
4 mm	$I_2$	0.041	0.039	0.057	0.056	0.079	0.076
	$I_3$	0.003	0.003	0.003	0.003	0.006	0.005

Tab. 10: Intensitäten  $I_2$  und  $I_3$  der Doppel- und Dreifach-Streuung.

Neben der Faraday-Rotation gibt es einige weitere polarisationsabhängige Phänomene in Doppelstreuung, die ebenfalls eine Links-Rechts-Asymmetrie vortäuschen. Obwohl diese Effekte nur sehr kleine Beiträge zur LRA liefern, wurden sie wie in (24) erläutert, mitberechnet.

In den Asymmetrien  $\delta_F$ , die in Tab.11 aufgeführt sind, sind sämtliche Polarisationsphänomene in der Doppelstreuung und Faraday-Effekt in der Dreifach-Streuung enthalten.

Absorber- Dicke	Streuer-Dicke		
	5 mm	7 mm	10 mm
0 mm	3.60	4.99	6.90
1 mm	1.28	1.93	2.96
2 mm	0.57	0.95	1.59
4 mm	0.17	0.33	0.63

Tab. 11: Berechnete Asymmetrien

$$\delta_F \cdot 10^5$$

Diese Asymmetrien sind auf die Gesamtintensität  $(I_1 + I_2 + I_3)$  normiert.

## VI. Auswertung und Ergebnisse

Mit der Bremsstrahlung und der Mehrfachstreuung im Target dürften alle niederenergetischen Photonen erfaßt sein, die vom Detektor nachgewiesen werden. Wenn die im letzten Kapitel beschriebenen Rechnungen die physikalischen Effekte gut beschreiben, setzt sich die gemessene Asymmetrie folgendermaßen zusammen:

$$\delta_{\text{Exp}} = \delta(\text{LRA}) + \delta(\text{Bremss.}) + \delta(\text{F}) \quad (*)$$

Bildet man die Summe der drei theoretischen Asymmetrien für sämtliche Streuer- und Absorber-Dicken und vergleicht diese mit den entsprechenden Meßwerten, dann lassen sich folgende Schlüsse ziehen.

1. Die Abhängigkeit von der Streuer-Dicke wird gut beschrieben. Da diese Abhängigkeit im wesentlichen durch den Faraday-Effekt verursacht ist, ist dies ein guter Test für die berechnete Faraday-Asymmetrie.
2. Die Abhängigkeit von der Wolfram-Dicke läßt sich nicht beschreiben. Im Vergleich zum Experiment liefert die Theorie einen um einen Faktor zwei zu steilen Abfall als Funktion der Absorber-Dicke.

Diese Tatsache spricht eindeutig dafür, daß die berechneten Bremsstrahlungsasymmetrien um ca. 30% zu groß sind.

Eine derartige Unsicherheit in dieser Rechnung ist nicht weiter überraschend, wenn man bedenkt, wie viele Näherungen in der Theorie enthalten sind. Die wichtigsten Fehlerquellen dürften folgende sein:

---

(\*) Die auf die Intensität der Einfachstreuung normierten Asymmetrien  $\delta_{\text{LRA}}$  und  $\delta_{\text{Br}}$  aus Tab.6 und 7 wurden hierfür auf die Gesamtintensität unnormiert.

1. Im Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlungserzeugung ist Screening nicht berücksichtigt.
2. Durch die Annahme einer Gaußverteilung für die Elektronen-Diffusion wird die Großwinkelstreuung unterschätzt.
3. Bei der Berechnung der Elektronen-Ablenkung im Magnetfeld wird angenommen, daß das Elektron im Streuer im Mittel das makroskopische B sieht. Es ist nicht geklärt, inwieweit diese Annahme zutrifft.

Trotz der bestehenden Unsicherheiten ist es möglich, aus den Meßdaten den Wert der LRA zu extrahieren. Es sei angenommen, daß die Energieverteilung der Bremsspektren von der Rechnung richtig wiedergegeben wird. Damit ist das Verhalten der theoretischen Asymmetrien in Abhängigkeit von der Absorberdicke vorgegeben, und der Absolutwert der Bremsstrahlungsasymmetrie kann durch Anpassen eines Skalenfaktors  $R_{Br}$  an die experimentellen Werte bestimmt werden. Die zwölf Meßwerte seien mit  $\delta_i$  ( $i = 1$  bis  $12$ ) bezeichnet. Anpassung der Theorie an diese Werte heißt, folgenden Ausdruck zu minimieren

$$\sum \frac{(\delta_i - R_{LRA} \cdot \delta_i(LRA) - R_{Br} \cdot \delta_i(Br) - \delta_i(F))^2}{\sigma_i^2} = \min$$

Durch diese Gleichung werden zwei freie Skalenfaktoren  $R_{LRA}$  und  $R_{Br}$  für die LRA und die Bremsstrahlungsasymmetrie bestimmt.

Man erhält

$$R_{LRA} = \frac{\sum \frac{(\delta_i - \delta_i(F)) \delta_i(Br)}{\sigma_i^2} \sum \frac{\delta_i(Br) \delta_i(LRA)}{\sigma_i^2} - \sum \frac{(\delta_i - \delta_i(F)) \delta_i(LRA)}{\sigma_i^2} \sum \frac{\delta_i(Br)^2}{\sigma_i^2}}{\left( \sum \frac{\delta_i(LRA) \delta_i(Br)}{\sigma_i^2} \right)^2 - \sum \frac{\delta_i(LRA)^2}{\sigma_i^2} \cdot \sum \frac{\delta_i(Br)^2}{\sigma_i^2}}$$

mit folgendem Fehler

$$(\overline{\Delta R_{LRA}})^2 = \frac{\sum \frac{\delta_i(\text{Br})^2}{\sigma_i^2}}{\sum \frac{\delta_i(\text{LRA})^2}{\sigma_i^2} \sum \frac{\delta_i(\text{Br})^2}{\sigma_i^2} - \left( \sum \frac{\delta_i(\text{LRA}) \delta_i(\text{Br})}{\sigma_i^2} \right)^2}$$

Analoge Ausdrücke gelten für  $R_{\text{Br}}$  und  $(\overline{\Delta R_{\text{Br}}})^2$ . Man erhält sie einfach durch Vertauschen der Indizierung (LRA) und (Br).

Abb. 10 zeigt eine zweidimensionale Darstellung der Meßpunkte in Abhängigkeit von Streuer- und Absorberdicke. Die durch die gekrümmten Linien dargestellte Fläche ist das Ergebnis der angepaßten Theorie.

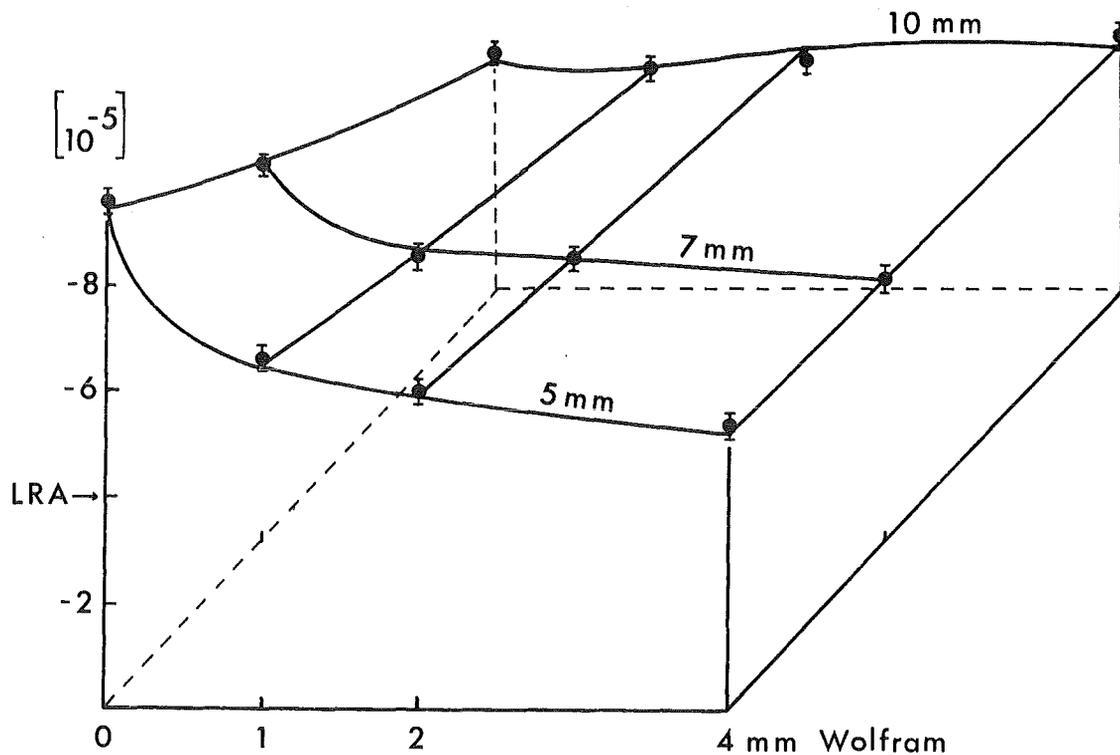


Abb. 10: 12 Punkte-Fit

Es zeigt sich, daß die Anpassung der Theorie an die Meßwerte sehr gut ist. Bei einem  $\chi^2$  von 4.9 bei 11 Freiheitsgraden erhält man folgendes Ergebnis:

$$R_{LRA} = 0.87 \pm 0.02$$

Das bedeutet, daß die experimentell bestimmte LRA 87% des von der QED vorhergesagten Wertes hat. Für den Skalenfaktor der Bremsstrahlung ergibt sich

$$R_{Br} = 0.68 \pm 0.01$$

Die Vielzahl der Meßpunkte ermöglicht die Überprüfung der Annahme, daß die Spektrumsform der Bremsstrahlung richtig beschrieben wird. Dazu wurde ein zweiter Fit durchgeführt, bei dem die drei Meßpunkte ohne Wolfram-Absorber weggelassen wurden. Wenn die gemachte Annahme richtig ist, müßte dieses Verfahren die gleichen Ergebnisse für die LRA und den Bremsstrahlungs-Skalenfaktor ergeben. Das Ergebnis des 9-Punkte-Fits ist in Abb. 11 dargestellt.

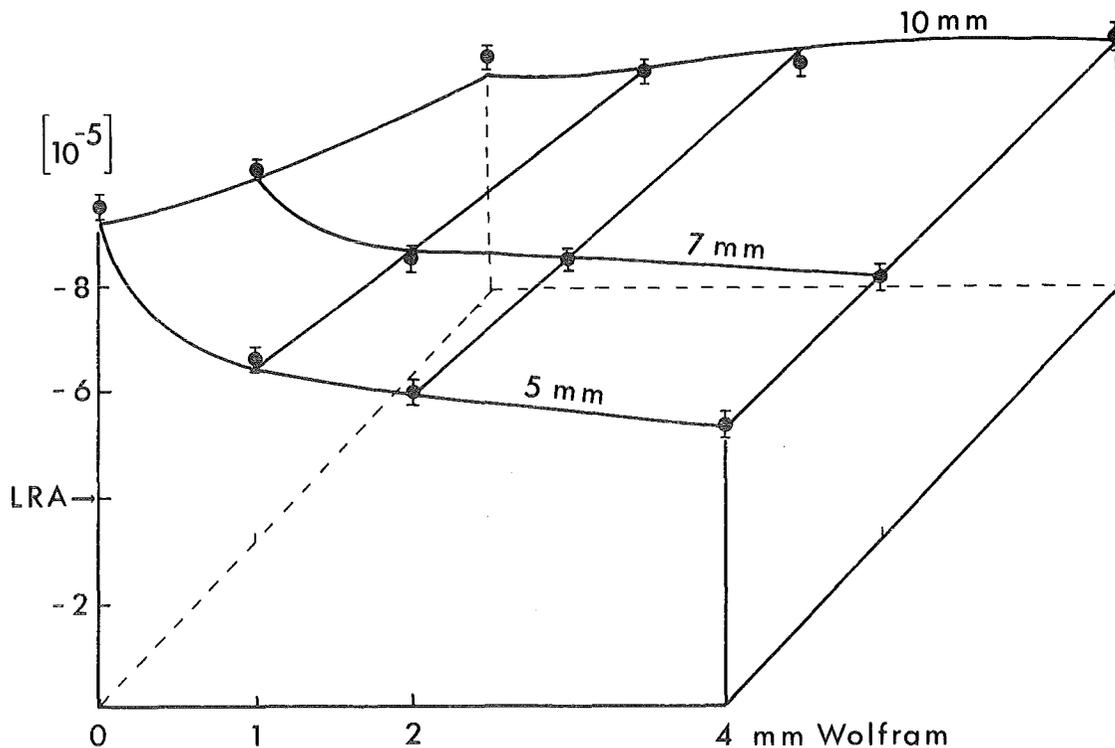


Abb. 11: 9 Punkte - Fit

Mit einem  $\chi^2$  von 3 bei 7 Freiheitsgraden erhält man für die freien Parameter folgende Werte:

$$R_{LRA} = 0.90 \pm 0.05$$

$$R_{Br} = 0.66 \pm 0.04$$

Es zeigt sich keine statistisch signifikante Abweichung von den Ergebnissen des 12-Punkte-Fits.

Daß der Skalenfaktor für die Bremsstrahlung um ca. 30% von 1 abweicht, ist sicher durch Vernachlässigungen in den Rechnungen bedingt. Wenn man bedenkt, daß es bis heute noch keine Bremsstrahlungsberechnungen für dicke Targets gibt, die weniger als 10% Abweichung von gemessenen Daten aufweisen, und daß hier die zusätzliche Anwesenheit eines Magnetfeldes erschwerend hinzu kommt, ist eine Genauigkeit von 30% durchaus zufriedenstellend.

Bei der Auswertung wurde lediglich angenommen, daß die Spektrumsform und die Transmission im Wolfram von den Rechnungen richtig beschrieben werden.

Im folgenden soll untersucht werden, wie zutreffend diese Annahme ist und wie sich Unsicherheiten diesbezüglich auf das Endergebnis auswirken können.

a) Die berechnete Transmission im Wolfram könnte einen Fehler haben.

Absorptionsmessungen an Wolfram mit geeichten Quellen verschiedener Energien (25) zeigten nur Abweichungen von der berechneten Transmission von 2%. Allerdings ist diese Abweichung nahezu energieunabhängig. Das bedeutet, daß der Fehler für die Transmission des gesamten Bremspektrums gleich groß ist wie für die Transmission der einfach gestreuten Quanten. Da aber die Bremsstrahlung auf die Einfachstreuung normiert wird, wirkt sich dieser Fehler fast nicht auf die Ergebnisse aus.

b) Die Form des Bremspektrums könnte falsch sein. Die in der Theorie enthaltenen Näherungen (kein Screening, Unterschätzung der Großwinkelstreuung bei der Elektronendiffusion) sprechen dafür, daß das Bremspektrum höchstens härter sein kann als berechnet.

Dies bestätigen auch frühere Messungen von Semmrich (10) bei größeren Streuwinkeln, die im Vergleich zur Rechnung eine etwas zu schwache Absorption als Funktion der Absorber-Dicke ergaben.

Dance und Mitarbeiter (23) haben dicke Eisen-Targets mit Elektronen von 1 MeV beschossen und das Spektrum der erzeugten Bremsstrahlung unter verschiedenen Winkeln gemessen. Der Vergleich dieser Messungen mit den Rechnungen zeigt gute Übereinstimmung im hochenergetischen Teil des Spektrums. Im niederenergetischen Bereich liefert die Theorie wie erwartet zu große Intensitäten. Durch Anbringen eines empirisch ermittelten Korrekturfaktors an die Wirkungsquerschnitte läßt sich das berechnete Spektrum an das Gemessene anpassen.

Eine wiederholte Auswertung mit diesen härteren Bremspektren ergab für den Skalenfaktor der LRA folgende Werte:

$$9\text{-Punkte-Fit: } R_{\text{LRA}} = 0.88 \pm 0.05 \quad (\chi^2 = 4.1)$$

$$12\text{-Punkte-Fit: } R_{\text{LRA}} = 0.80 \pm 0.03 \quad (\chi^2 = 6.8)$$

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß der zuvor ermittelte Skalenfaktor

$$R_{\text{LRA}} = 0.87 \pm 0.02$$

aufgrund der bestehenden Unsicherheit in der Spektrumsform höchstens um 0.07 zu groß ist.

In dem angegebenen Resultat für den Skalenfaktor der LRA ist nur der statistische Fehler enthalten.

Eine Liste der systematischen Fehler war bereits in Kapitel III angegeben.

Die Fehler, die bei der Bestimmung des Untergrundes, des Polarisationsgrades, der Eichkonstante des Verstärkers und der Streugeometrie entstehen, haben kein bevorzugtes Vorzeichen und können daher quadratisch addiert werden. Sie ergeben einen Gesamtfehler von 2,5%. Hinzu kommen 2% bei der Bestimmung des Korrekturfaktors für das Nachleuchten des Kristalls und 3% für die Nichtlinearität des Nachweissystems.

Außerdem wurde abgeschätzt, daß Streuung Kollimator-Target die gemessenen Asymmetrien um maximal 2% verkleinern könnte. Die zuletzt genannten Fehler gehen alle in die gleiche Richtung, wodurch ein asymmetrischer Fehler von  ${}_{-0}^{+7}\%$  entsteht.

Die Zusammenfassung aller Fehler führt zu folgendem Endergebnis für die Links-Rechts-Asymmetrie:

$$B_{\text{Exp}} = (0.87 \pm 0.11) \cdot B_{\text{QED}}$$

## VII. Interpretation des Ergebnisses

Das gewonnene experimentelle Ergebnis ermöglicht eine quantitative Aussage über die Gültigkeit der Zeitumkehr-Invarianz in der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Die Spinabhängigkeit der Compton-Streuung kann in Form von Helizitätsamplituden beschrieben werden (7).

Im allgemeinsten Fall gibt es 16 derartige Amplituden. Die Voraussetzung der Paritäts-Invarianz reduziert die Zahl der unabhängigen Amplituden auf acht.

Nach (14) kann man folgenden Satz von Amplituden wählen:

$$f_1 = \langle k' + 1, +\frac{1}{2} | T | k, +1, +\frac{1}{2} \rangle$$

$$f_4 = \langle k', +1, +\frac{1}{2} | T | k, -1, -\frac{1}{2} \rangle$$

$$f_5 = \langle k', +1, -\frac{1}{2} | T | k, +1, -\frac{1}{2} \rangle$$

$$f_6 = \langle k', +1, -\frac{1}{2} | T | k, -1, +\frac{1}{2} \rangle$$

$$f_2 + g_2 = \langle k', +1, +\frac{1}{2} | T | k, +1, -\frac{1}{2} \rangle$$

$$-f_2 + g_2 = \langle k', +1, -\frac{1}{2} | T | k, +1, +\frac{1}{2} \rangle$$

$$f_3 + g_3 = \langle k', +1, +\frac{1}{2} | T | k, -1, +\frac{1}{2} \rangle$$

$$f_3 - g_3 = \langle k', -1, +\frac{1}{2} | T | k, +1, +\frac{1}{2} \rangle$$

Hierin bedeuten

$k, k'$  Impuls des Photons vor und nach der Streuung  
im Schwerpunktsystem.

+1, -1 Helizitäten des Photons

$+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$  Helizitäten des Elektrons

Die Zeitumkehr-Invarianz verringert die Zahl der unabhängigen Amplituden auf sechs.

In diesem Fall gilt

$$g_2 = g_3 = 0$$

Die Links-Rechts-Asymmetrie läßt sich durch die acht genannten Amplituden ausdrücken. Nach (14) erhält man

$$B = \frac{1}{a} \cdot \text{Im} \{ f_1^* f_2 + f_3^* f_4 - f_2^* f_5 - f_3^* f_6 \\ + (f_1^* - f_5^*) \cdot g_2 - (f_4^* + f_6^*) \cdot g_3 \}$$

wobei  $a$  der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Teilchen ist.

Es wurde gezeigt (14), daß die Imaginärteile der  $f_i$  in einer T-nicht invarianten Theorie fast denselben Wert haben wie in der konventionellen Quantenelektrodynamik.

Dies bedeutet aber, daß eine eventuelle T-verletzende Wechselwirkung nur einen additiven Beitrag zur Links-Rechts-Asymmetrie liefern würde, der proportional  $\text{Im}(g_2)$  und  $\text{Im}(g_3)$  ist.

Für  $B$  gilt dann

$$B = B_{\text{QED}} + \frac{1}{a} \text{Im} \{ (f_1^* - f_5^*) g_2 - (f_4^* + f_6^*) g_3 \}$$

Da die  $f_i$  aus der QED berechenbar sind, kann aus dem Vergleich von Theorie (QED) und Experiment eine Aussage über die Linearkombination der T-verletzenden Amplituden  $g_2$  und  $g_3$  gewonnen werden.

Da das experimentelle Ergebnis

$$B_{\text{Exp}} = (0.87 \pm 0.11) B_{\text{QED}}$$

keine eindeutige Abweichung von der Theorie aufweist, läßt sich aus dem experimentellen Fehler eine obere Grenze für eine T-Verletzung ableiten.

Nach Normierung auf die Vorwärtsstreuamplitude  $f_1(0^0)$  ergibt sich

$$\frac{\text{Im } g_2 - 0.22 \text{ Im } g_3}{f_1(0^0)} < 3 \cdot 10^{-4}$$

Dies ist bisher die einzige Meßmethode, die auf direkte Weise die Zeitumkehr-Invarianz in der elektromagnetischen Wechselwirkung der Leptonen testet.

## Schlußbemerkungen

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment ist das Erste, welches einen zuverlässigen Wert für die Links-Rechts-Asymmetrie liefert.

Das Ergebnis

$$B_{\text{Exp}} = (0.87 \pm 0.12) \cdot B_{\text{QED}}$$

steht im Widerspruch zum Resultat von Dragomirescu und Kanya (11). Da diese Autoren ihre Meßdaten weder auf Faraday-Rotation noch auf Bremsstrahlung korrigiert haben, gibt es für ihr Ergebnis nur zwei mögliche Erklärungen. Entweder es liegt ein experimenteller Vorzeichenfehler vor und Faraday- und Bremsstrahlungs-Asymmetrie sind dem Betrage nach zufällig gleich groß und kompensieren sich gegenseitig, oder der Faraday-Effekt ist so groß, daß er ein Vorzeichenwechsel verursacht. Welche der beiden Erklärungen zutrifft, ist aus der Publikation (11) nicht ersichtlich, da keine Angaben über Streuerdicke oder Diskriminatorschwellen gemacht werden.

Zum Ergebnis dieser Arbeit ist zu bemerken, daß der statistische Fehler nur ca. 20% des Gesamtfehlers beträgt. Es stellt sich daher die Frage, wie der systematische Fehler noch verkleinert werden kann.

Es könnten Verbesserungen in den folgenden Punkten erreicht werden:

- Ein Teil des Fehlers rührt von den Unsicherheiten in den Bremsstrahlungs-Berechnungen her. Diese könnten durch Messungen bei größeren Streuwinkeln weitgehend reduziert werden. Der Bremsstrahlungsanteil an den gemessenen Asymmetrien wäre dann sehr viel größer und würde eine genauere Überprüfung der theoretischen Spektralverteilung ermöglichen.

- Eine weitere Unsicherheit von ca. 2% entsteht durch Mehrfachstreuung an Kollimatoren und anderen Apparaturteilen. Für den Einfluß dieser Prozesse auf die LRA wurde in dieser Arbeit nur eine obere Grenze abgeschätzt. Eine Berechnung durch ein Monte-Carlo-Programm würde diesen Fehler eliminieren.
  
- Durch genauere experimentelle Untersuchungen sollte es möglich sein, das Nachleuchten des Kristalls und die Linearität des Nachweis-systems mit einer Genauigkeit von etwa 1% zu bestimmen.

Da man bei der Bestimmung der Links-Rechts-Asymmetrie nur Information über eine Linearkombination der beiden T-verletzenden erhält, wäre es von Interesse, andere Polarisationsphänomene zu untersuchen, aus denen sich eine andere Linearkombination dieser Amplituden ermitteln ließe. Am leichtesten durchzuführen ist das in (20) beschriebene Doppelstreuexperiment, in dem die lineare Polarisation der Photonen nach der Streuung an polarisierten Elektronen untersucht wird.

Es sollte nicht unerwähnt bleiben, daß auch der theoretische Wert der LRA mit einem geringen Fehler behaftet ist, der durch zwei Vernachlässigungen in der Herleitung entsteht.

Die LRA wurde bisher nur in vierter Ordnung berechnet. Es wäre denkbar, daß die höheren Ordnungen einen kleinen Beitrag liefern. Man kann aber jetzt schon eine obere Grenze für diesen Beitrag angeben. Die nächst höhere Ordnung würde zu einer LRA führen, für die man im

ungünstigsten Fall einen Wert von  $(\alpha/\pi)^2$  erwarten würde. Das sind 2% des Wertes der vierten Ordnung.

Die zweite Vernachlässigung besteht darin, daß in der Theorie die Elektronen als frei behandelt wurden, während die Messungen an gebundenen Elektronen ausgeführt wurden. Im Grenzfall sehr weicher Photonen kann die LRA klassisch berechnet werden. In diesem Fall läßt sich die Bindung der Elektronen leicht berücksichtigen. Es stellt sich heraus, daß die Elektronenbindung ( $E_B$ ) eine Korrektur zur LRA liefert, die proportional  $(E_B/E_\gamma)^2$  und somit vernachlässigbar klein ist.

Es besteht auch die Möglichkeit, diesen Einfluß auf experimentelle Weise zu untersuchen. Man müßte dazu Messungen mit verschiedenen Metallen vergleichen, bei denen die Bindungsenergie der Elektronen, die den Ferromagnetismus verursachen, stark unterschiedlich ist. Hier bietet sich neben Eisen Gadolinium an. Dieses Material hat einen relativ hohen Curie-Punkt ( $16^\circ\text{C}$ ), einen g-Faktor von 1.94 und eine Sättigungsmagnetisierung, die mit der des Eisens vergleichbar ist.

## Anhang

### Berechnung der Faraday-Asymmetrie

Das Programm zur Berechnung der Faraday-Asymmetrie stützt sich auf ein bereits vorhandenes Programm (24), das die Berechnung von Mehrfachstreuung an ferromagnetischen Platten zum Gegenstand hat.

Die Problemstellung für das hier vorliegende Experiment ist die gleiche. Der wesentliche Unterschied besteht in der Streugeometrie. Das Bock'sche Programm ist auf plattenförmige Streuer zugeschnitten und enthält Näherungen, die bei einer Ringstreugeometrie nicht mehr zulässig sind.

Da die verwendete Nomenklatur in beiden Programmen gleich ist, werden hier nur die wesentlichen Änderungen detailliert beschrieben.

Zur Berechnung der Faraday-Asymmetrie sind drei Größen zu bestimmen: die Intensität der Einfachstreuung, der Doppelstreuung und die Intensitätsänderung durch die Faraday-Rotation. Es sei zunächst angenommen, daß die Gamma-Strahlung eng gebündelt von der Quelle auf ein infinitesimales Flächenelement  $dF$  des Streuers trifft und von einem sehr kleinen Zähler nachgewiesen wird. Die endliche Ausdehnung des Targets wird am Schluß dieses Anhangs behandelt.

#### a) Einfachstreuung

Die Intensität der Einfachstreuung kann unverändert aus (24) übernommen werden:

$$I_1 \cdot \Delta F = \Delta F \int_0^{d/\cos\xi} \frac{\cos\xi}{R^2} dr e^{-\mu r} \frac{d\sigma}{d\Omega} e^{-\mu' r'} \cdot \frac{1}{R'^2} \cdot W(E')$$

Dabei bedeuten:

- d Streuerdicke
- $\xi$  Winkel zwischen dem Photonenimpuls vor der Streuung und der Z-Achse
- r Abstand zwischen Eintrittspunkt und Streuzentrum
- $\mu$  Absorptionskoeffizient der Gamma-Strahlung im Eisen vor der Streuung
- $\mu'$  Absorptionskoeffizient nach der Streuung
- $r'$  Abstand vom Streuzentrum zum Austrittspunkt
- R Abstand zwischen Quelle und Streuzentrum
- $R'$  Abstand zwischen Streuzentrum und Detektor
- $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt

$W(E')$  ist eine Funktion, die sowohl die Absorption im Wolfram als auch die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kristalls für Quanten der Energie  $E'$  beschreibt.

#### b) Doppelstreuung

Bei der Berechnung der Intensität  $I_2$  der doppelt gestreuten Quanten kommt eine dreidimensionale Integration hinzu. Man erhält

$$I_2 \cdot \Delta F = \Delta F \int \int d\Omega \int_0^{d/\cos\xi} dr \int dr' \frac{\cos\xi}{R^2} \cdot e^{-\mu r} e^{-\mu' r'} e^{-\mu'' r''} \times \quad (2)$$

$$\times \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d\sigma'}{d\Omega} + \frac{d\sigma_p}{d\Omega} \cdot \frac{d\sigma'_p}{d\Omega} \cdot \cos 2\phi \right| \cdot W(E'') \frac{1}{R''^2} \left( n \frac{r_0}{2} \right)^2$$

Es bedeuten

- $\mu', \mu''$  Absorptionskoeffizienten nach der 1. bzw. 2. Streuung
- $R''$  Abstand 2. Streuzentrum-Detektor
- $r'$  Abstand zwischen 1. und 2. Streuzentrum
- $r''$  Wegstrecke eines Quants im Target nach der 2. Streuung
- n Elektronendichte im Target
- $r_0$  klassischer Elektronenradius
- $d\Omega$  Raumwinkelelement nach der 1. Streuung

$\frac{d\sigma}{d\Omega}, \frac{d\sigma'}{d\Omega'}$  Wirkungsquerschnitt für die 1. bzw. 2. Streuung

$\frac{d\sigma_p}{d\Omega}, \frac{d\sigma'_p}{d\Omega'}$  Polarisationsabhängige Teile des Wirkungsquerschnitts

$\phi$  Winkel zwischen 1. und 2. Streuebene

Die Raumwinkel-Integration  $d\Omega$  wird wie in (24) mit Polarkoordinaten  $\theta_1$  und  $\phi_1$  als Integrationsvariablen durchgeführt.

In (24) werden beide Integrationen über  $dr$  und  $dr'$  analytisch ausgeführt. Dabei wird die Annahme gemacht, daß die freie Weglänge der Photonen im Eisen klein gegen die Targetbreite ist. Diese Annahme gilt nicht für den hier gegebenen Ringstreuer. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein gestreutes Quant das Target durch die innere oder äußere Begrenzungsfläche verläßt, ist bereits zu groß um vernachlässigt zu werden. Daher wurde für die  $r'$ -Integration ein Verfahren gewählt, das sämtliche Streuer-Begrenzungen berücksichtigt.

Bei vorgegebener Impulsrichtung  $\vec{Q}_1$  des Photons nach der ersten Streuung

$$\vec{Q}_1 = (\sin\theta_1 \cdot \cos\phi_1, \cos\theta_1, -\sin\theta_1 \cdot \sin\phi_1)$$

liegen alle möglichen Zentren für die zweite Streuung in einer Ebene, die den Streuer längs der gestrichelten Kurve schneidet (Abb. 1). Die Integration über  $dr$  und  $dr'$  ist gleichbedeutend mit einer Integration über diese Fläche. Abb. 2 zeigt die Projektion auf die z-y-Ebene.

Die Integration über  $dr'$  wird numerisch durchgeführt. Die Fläche wird dazu wie in Abb. 2 ersichtlich in dünne Streifen der Breite  $\Delta r'$  zerlegt, wobei jeder Streifen einer Stützstelle von  $r'$  entspricht. Die Integration über einen solchen Streifen ist dann gleichbedeutend mit dem Ausdruck

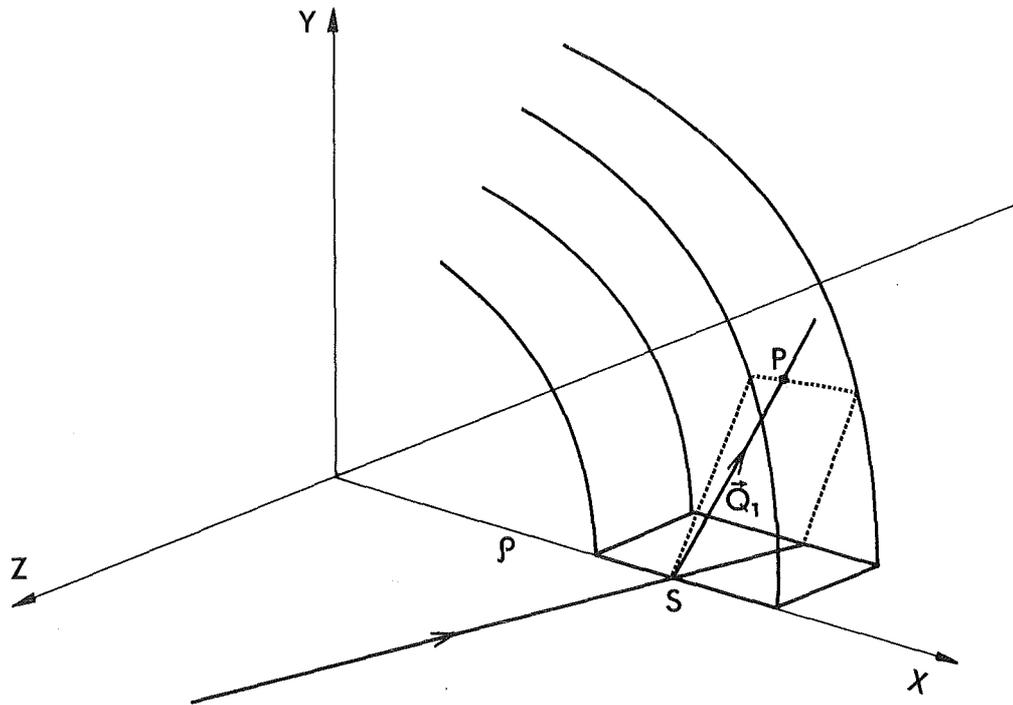


Abb. 1:

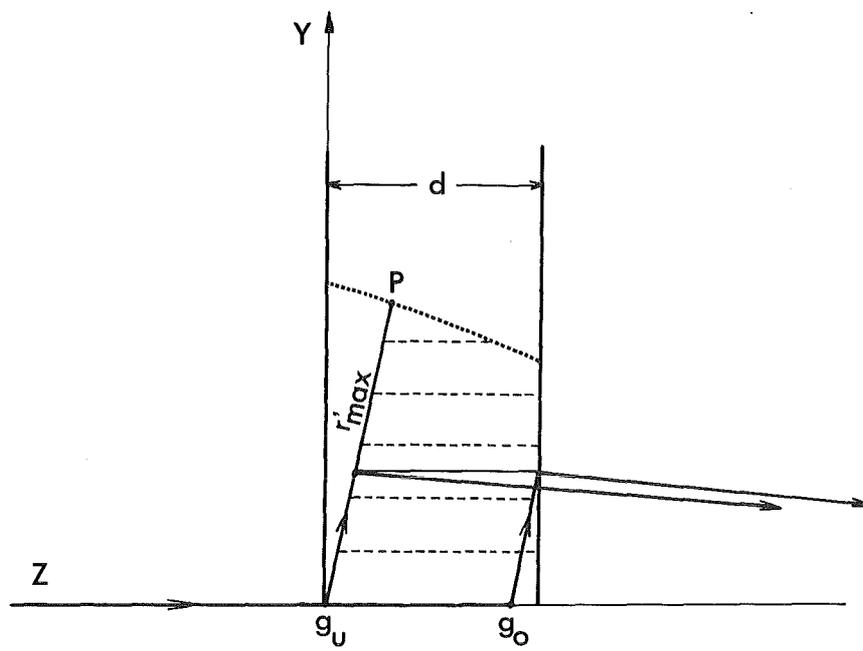


Abb. 2:

$$\Delta r' \int_{g_u}^{g_o} F dr$$

wobei F für den Integranden aus Gl. (2) steht.

Die Grenzen  $g_u$  und  $g_o$  sind von  $r'$  abhängig und müssen für jede Stützstelle von  $r'$  d.h. für jeden Streifen berechnet werden.

Da sowohl die Streuerdicke  $d$  als auch die Intervallbreite  $\Delta r'$  sehr klein gegen  $R$  und  $R''$  sind, kann man in guter Näherung annehmen, daß die Streuwinkel für alle Punkte innerhalb eines Streifens gleich sind. Dann sind die Größen  $R$ ,  $\mu''$ ,  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ,  $\frac{d\sigma_p}{d\Omega}$ ,  $\cos 2\phi$ ,  $W(E')$  und  $R''$  von  $r$  unabhängig und die Integration über das Produkt der e-Funktionen kann analytisch ausgeführt werden.

$$I_2 \cdot \Delta F = \Delta F \int d\Omega \frac{1}{R^2} \int dr' \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d\sigma'}{d\Omega'} + \frac{d\sigma_p}{d\Omega} \frac{d\sigma'_p}{d\Omega'} \cdot \cos 2\phi \right|$$

$$\cdot W(E'') \frac{1}{R''^2} \cdot Wd$$

mit

$$Wd = e^{-\mu' r'} e^{-\frac{\mu''}{\cos \xi''} (d - \cos \xi' r')} \times \quad (3)$$

$$\times \left[ e^{\left(\frac{\mu''}{\cos \xi''} \cos \xi - \mu\right) g_o(r')} - e^{\left(\frac{\mu''}{\cos \xi''} \cos \xi - \mu\right) g_u(r')} \right]$$

$\xi'$  und  $\xi''$  sind die Winkel zwischen der z-Achse und dem Photonenimpuls nach der 1. bzw. 2. Streuung.

c) Einfluß der Faraday-Rotation auf die Intensität der Doppelstreuung

Eine Drehung der Polarisationssebene um den Winkel

$$\alpha = n \cdot \frac{2}{13} \cdot r_0^2 \cdot F(E') \cdot \cos\theta \cdot r'$$

ist gleichbedeutend mit einer Änderung des Winkels  $\phi$  um den negativen Faraday-Winkel.

Unter der Annahme, daß  $\alpha \ll 1$ , erhält man folgende Beziehung für die Intensitäts-Änderung beim Umpolen der Magnetisierung:

$$\Delta I_2 \cdot \Delta F = \frac{32}{13} \left( n \cdot \frac{r_0}{2} \right)^2 \Delta F \iint d\Omega \int dr' \left( \frac{d\sigma_p}{d\Omega} \frac{d\sigma'_p}{d\Omega} \right) \times$$

$$\times \frac{1}{R^2} \sin\phi \cdot \cos\phi \cdot r' \cdot \cos\theta \cdot F(E') \cdot W(E'') \cdot Wd$$

Im Unterschied zu (24) verläuft die Magnetisierungsrichtung im ringförmigen Streuer gekrümmt, wodurch sich der Winkel  $\theta$  zwischen Impulsrichtung des Photons und Magnetisierungsrichtung längs des Weges  $r'$  ändert. Für  $\cos\theta$  ist daher ein mittlerer Wert

$$\langle \cos\theta \rangle = - \frac{1}{r'} \int_0^{r'} \frac{\vec{B}}{|\vec{B} \cdot \vec{s}|} \cdot d\vec{s}$$

einzusetzen.

Hierin gibt  $\vec{B}$  die Richtung der Magnetisierung am Ort des Wegelements  $d\vec{s}$  von  $r'$  an.

Diese Mittelung kann analytisch berechnet werden.

Man erhält:

$$\langle \cos\theta \rangle = \frac{\rho \cdot \cos\theta_1}{r' \sqrt{\cos^2\theta_1 + \sin^2\theta_1 \cos^2\phi_1}} \times$$

$$\times \ln \left| \frac{\sqrt{(\cos^2\theta_1 + \sin^2\theta_1 \cos^2\phi_1) r'^2 (\cos^2\theta_1 + \sin^2\theta_1 \cos^2\phi_1) + 2\rho r' \sin\theta_1 \cos\phi_1 + \rho^2}}{\rho \sqrt{\cos^2\theta_1 + \sin^2\theta_1 \cos^2\phi_1} + \rho \sin\theta_1 \cos\phi_1} \right|$$

$$+ \frac{\rho (\cos^2\theta_1 + \sin^2\theta_1 \cos^2\phi_1) + \rho \sin\theta_1 \cos\phi_1}{\rho \sqrt{\cos^2\theta_1 + \sin^2\theta_1 \cos^2\phi_1} + \rho \sin\theta_1 \cos\phi_1} \left| \right.$$

In dieser Formel ist  $\rho$  der Abstand des ersten Streuzentrums zur Symmetrieachse des Streuers.  $\rho$  wurde als unabhängig von  $r$  angenommen. Der Fehler, der durch diese Näherung entsteht, ist kleiner als 1%.

Die numerische Berechnung des Integrals (4) erfolgte in der gleichen Weise wie bei der Berechnung der Intensität  $I_2$  der Doppelstreuung.

d) Einfluß der endlichen Target-Ausdehnung auf  $I_1$ ,  $I_2$  und  $\Delta I_2$  -

Bis hierher wurde angenommen, daß der Gamma-Strahl eng gebündelt auf ein kleines Flächenelement  $dF$  des Streuers trifft. Da aber der ganze Streuer bestrahlt wird, sind die Funktionen  $I_1$ ,  $I_2$  und  $\Delta I_2$  über dessen Oberfläche zu integrieren.

Da der Streuer Rotationssymmetrie besitzt, genügt es, über seine radiale Ausdehnung zu integrieren.

Dazu wurden die Funktionen  $I_1$ ,  $I_2$  und  $\Delta I_2$  an den drei folgenden Stützstellen berechnet:

$$r(1) = (R_a + R_i)/2$$

$$r(2) = r(1) + \Delta r$$

$$r(3) = r(1) - \Delta r$$

mit  $\Delta r = (R_a - R_i) \cdot 0.3872983$

Man erhält für die gemittelte Funktion

$$\bar{I}_1 = 0.2777778 (I_1(2) \cdot r(2) + I_1(3) \cdot r(3) + 0.4444444 I_1(1) \cdot r(1))$$

Analoge Formeln gelten für die Funktionen  $\bar{I}_2$  und  $\Delta \bar{I}_2$ .

Literaturverzeichnis

- (1) W. Franz, Ann. der Phys. 33 (1938) 689
- (2) U. Fano, J. Opt. Soc. Am. 39 (1949) 859
- (3) F.W. Lipps, H.A. Tolhoek, Physica 20 (1954) 85, 395
- (4) G.V. Frolov, JETP (Sov. Phys.) 12 (1961) 1277
- (5) S.C. Miller, R.M. Wilcox, Phys. Rev. 124 (1961) 637
- (6) P. Cristillin, E. Remiddi, Nuovo Cim. Lett. 4 (1970) 525
- (7) P. Bock, Nuclear Physics A177 (1971) 289
- (8) P. Bock, Nuovo Cim. Lett. 1 (1971) 157
- (9) V.M. Lobashov, L.M. Smotrinski, Phys.-Techn. Institut  
(A.F. Loffe) Akademie der Wissenschaften der UdSSR,  
Leningrad, Bericht Nr. 342 (1971) unveröffentlicht
- (10) J. Semmrich, Diplomarbeit Universität (TH) Karlsruhe  
unveröffentlicht (1973)
- (11) D. Dragomirescu, C. Kanya, Rev. Roum. Phys. 18 (1973) 637
- (12) G. Feinberg, in Atomic Physics (B. Bederson (ed.)  
Plenum Press, New York, 1969), S. 1
- (13) A.D. Dolgov, Jad. Fiz. 7 (1968) 394
- (14) P. Bock, Habilitationsschrift, Universität (TH)  
Karlsruhe (1972)
- (15) B. Jenschke, KFK-Bericht 1739 (1972) Kernforschungs-  
zentrum Karlsruhe

- (16) K. Siegbahn,  $\alpha$ - $\beta$ - $\gamma$ -Ray-Spectroscopy, North-Holland  
Publ. Comp. Amsterdam 1965
  
- (17) S. Goudsmit, J.L. Saunderson,  
Phys. Rev. 57 (1940) 24  
Phys. Rev. 58 (1940) 36
  
- (18) M.J. Berger, S.M. Seltzer, Tables of Energie Losses  
and Ranges of Electrons and Positrons, NASA SP-3012
  
- (19) G. Elwert, E. Haug, Phys. Rev. 187 (1969) 90
  
- (20) P. Bock, P. Luksch, Z. f. Physik 263 (1973) 147
  
- (21) V.G. Baryshevski, O.V. Dumbrais, V.L. Lyuboshitz,  
JETP Letters 15 (1972) 78
  
- (22) V.M. Lobashov, L.A. Popeko, L.M. Smotritski, A.P. Serebrov,  
E.A. Kolomenski, JETP Letters 14 (1971) 251
  
- (23) D.H. Rester, W.E. Dance, Journal of applied Physics  
41 (1970) 2682
  
- (24) P. Bock, KFK-Bericht 1937, Kernforschungszentrum  
Karlsruhe (1974)
  
- (25) P. Bock, Private Mitteilung
  
- (26) W.Y. Tsai, L.L. de Raad, K.A. Milton,  
Phys. Rev. D6 (1972) 1411, 1428

Ich danke der Deutschen Forschungsgemeinschaft, die durch Bereitstellung finanzieller Mittel diese Arbeit gefördert hat.

Herrn Prof. Dr. H. Appel danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit innerhalb seiner Arbeitsgruppe durchzuführen.

Besonderen Dank schulde ich Herrn Dr. P. Bock für seine wertvolle Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit.

Herrn J. Müller danke ich für die Präparierung der Quellen.

Schließlich möchte ich Frl. G. Koch danken, die das Manuskript in eine druckfähige Vorlage verwandelte.