

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

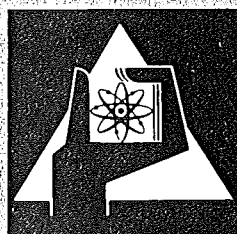
Dezember 1972

KFK 1739

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Experimentelle Untersuchung paritätsverletzender Kernkräfte**

B. Jenschke



**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 1739

Institut für Experimentelle Kernphysik

Experimentelle Untersuchung paritätsverletzender  
Kernkräfte \*

B. Jenschke

Gesellschaft für Kernforschung m. b. H. Karlsruhe  
\* von der Fakultät für Naturwissenschaften I der  
Universität Karlsruhe im Juni 1972 genehmigte Dissertation



## Zusammenfassung

Paritätsverletzende Kräfte in Kernen wurden durch Messung der zirkularen Polarisation von  $\gamma$ -Strahlung unpolarisierter Kerne nachgewiesen. Die zirkulare Polarisation wurde mit einem Compton-Vorwärts-Polarimeter bestimmt. Um die notwendige statistische Genauigkeit zu erreichen, werden starke  $\gamma$ -Quellen verwendet und die gestreuten Quanten integral nachgewiesen. Störeffekte, die eine Polarisation vortäuschen können, werden ausführlich diskutiert und in spezifischen Meßanordnungen untersucht. Die Beiträge von polarisierter Bremsstrahlung wurden berechnet und die Rechnungen durch Kontrollmessungen mit  $\text{Au}^{198}$ ,  $\text{Lu}^{177}$ ,  $\text{P}^{32}$  und  $\text{Ta}^{183}$  geprüft.

|            |                   |          |   |
|------------|-------------------|----------|---|
| Resultate: | $\text{Hf}^{180}$ | 501 keV  | $P_{\gamma} = -(22.8 \pm 1.5) \times 10^{-4}$ |
|            | $\text{Ta}^{181}$ | 482 keV  | $P_{\gamma} = -(3.8 \pm 1.0) 10^{-6}$         |
|            | $\text{Tb}^{159}$ | 363 keV  | $P_{\gamma} \leq 10^{-3}$                     |
|            | $\text{W}^{182}$  | 1189 keV | $P_{\gamma} = -(0.1 \pm 1.1) \times 10^{-5}$  |
|            | $\text{Lu}^{175}$ | 343 keV  | $P_{\gamma} = -(1.5 \pm 6) \times 10^{-6}$    |

Die Ergebnisse werden mit denen anderer Autoren und mit den Vorhersagen nach der Strom-Strom-Kopplung der schwachen Wechselwirkung verglichen.

## Abstract

### Experiments on Parity Non-Conservation in Nuclear Forces

Parity violation in nuclear forces was found by measuring the circular polarization of  $\gamma$ -rays emitted by unpolarized sources. The circular polarization was determined with a 0.5 Hz Compton forward polarimeter. To get the necessary statistics, strong  $\gamma$ -sources were used and the scattered quanta were detected by integration. Phenomena imitating polarization were discussed in detail and investigated in specific experimental arrangements. The contributions of polarized bremsstrahlung were calculated and the calculations proved by control measurements on  $^{198}\text{Au}$ ,  $^{177}\text{Lu}$ ,  $^{32}\text{P}$  and  $^{183}\text{Ta}$ .

|          |                   |          |   |
|----------|-------------------|----------|---|
| Results: | $^{180}\text{Hf}$ | 501 keV  | $P_{\gamma} = -(22.8 \pm 1.5) \times 10^{-4}$ |
|          | $^{181}\text{Ta}$ | 482 keV  | $P_{\gamma} = -(3.8 \pm 1.0) \times 10^{-6}$  |
|          | $^{159}\text{Tb}$ | 363 keV  | $P_{\gamma} \leq 10^{-3}$                     |
|          | $^{182}\text{W}$  | 1189 keV | $P_{\gamma} = -(0.1 \pm 1.1) \times 10^{-5}$  |
|          | $^{175}\text{Lu}$ | 343 keV  | $P_{\gamma} = -(1.5 \pm 6) \times 10^{-6}$    |

The circular polarizations found are compared with the results of other authors and with the estimates obtained by using weak nucleon-nucleon interaction.

## Inhaltsverzeichnis

|                                 | Seite |
|---------------------------------|-------|
| Einleitung                      |       |
| 1. Die theoretischen Grundlagen | 6     |
| 2. Das benutzte Meßverfahren    | 13    |
| 3. Systematische Fehler         | 31    |
| 4. Bremsstrahlung               | 45    |
| 5. Die untersuchten Kerne       | 51    |
| 6. Messungen und Ergebnisse     | 63    |
| 7. Diskussion der Meßergebnisse | 76    |
| Schlußbemerkungen               | 85    |
| Literaturverzeichnis            | 87    |





## Einleitung

Die Erhaltung der Parität galt lange Zeit als selbstverständlich. Experimentell wurde sie lediglich durch die Auswahlregeln von Laporte (1924) bestätigt, nach der die in Atomen bevorzugte elektrische Dipolstrahlung ( $\pi_T = -1$ ) nur zwischen Zuständen (A,B) entgegengesetzter Parität emittiert werden kann.

$$\pi_B \pi_T \pi_A = 1$$

Erst nach 1956 auf Vorschlag von Lee und Yang durchgeführte Messungen zeigten, daß die schwache Wechselwirkung (WW) die Parität maximal verletzt. Daraufhin wurde auch die starke und elektromagnetische WW genauer auf ihr Paritätsverhalten hin untersucht.

Die Parität eines Kernzustandes hängt von der relativen Bewegung der Nukleonen ab und bleibt erhalten, wenn die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen keine pseudoskalaren Anteile enthält. Nukleonen können nicht nur stark und elektromagnetisch, sondern nach der Strom-Strom-Theorie der schwachen WW auch schwach miteinander wechselwirken, so daß selbst bei paritätserhaltender starker und elektromagnetischer Wechselwirkung eine paritätsverletzende Amplitude in der Größenordnung der relativen Stärke von schwacher und starker WW

$$F \sim \frac{g_{\text{schwach}}}{g_{\text{stark}}} \sim 10^{-6}$$

zu erwarten ist. Diese paritätsverletzende Beimischung nachzuweisen und dadurch mehr über die Natur der schwachen WW zu erfahren, war das Ziel dieser Arbeit.

---

als KFK-Bericht eingereicht am 27.11.1972

Bisher wurden folgende experimentelle Methoden angewandt, um eine paritätsverbotene Beimischung  $F$  zu finden.

Man sucht

1. nach einer Verletzung der Paritätsauswahlregel, z.B. nach einem paritätsverbotenen  $\alpha$ -Zerfall,
2. nach pseudoskalaren, physikalischen Observablen, die dem Interferenzglied zwischen dem paritätserlaubten und dem paritätsverbotenen Anteil  $F$  proportional sind, z.B. der zirkularen Polarisation der  $\gamma$ -Strahlung unpolarisierter Kerne oder der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der  $\gamma$ -Strahlung polarisierter Kerne.

#### Paritätsverbotener $\alpha$ -Zerfall

Erfolgreich wurde von H. Wäffler und Mitarbeitern (1970) nach  $\alpha$ -Zerfällen des  $8.87 \text{ MeV } 2^-$ -Zustandes von  $O^{16}$  in den  $O^+$ -Grundzustand von  $C^{12}$  gesucht. Da das  $\alpha$ -Teilchen keinen Spin besitzt, muß der Unterschied der Kernspins von Anfangs- und Endzustand als Bahndrehimpuls fortgetragen werden. Eine Emission der  $\alpha$ -Teilchen mit geradem Drehimpuls und infolgedessen positiver Parität  $\pi_T$  ist aber nur möglich, wenn die Paritäten von Anfangs- und Endzustand übereinstimmen, also z.B. dem  $2^-$ -Niveau eine positive Parität beigemischt ist. Leider liegt ganz in der Nähe ein  $1^-$ -Niveau mit  $9.61 \text{ MeV}$  und einer Zerfallsbreite von  $650 \text{ keV}$ , deshalb wurde zur Bevölkerung des  $2^-$ -Niveaus der  $\beta^-$ -Zerfall von  $N^{16}(2^-)$  benutzt, da dieser das  $2^-$ -Niveau bevorzugt ( $10^3$ ). Die gefundene Zerfallsbreite ist  $\Gamma_\alpha = (0.75 \pm 0.30) \times 10^{-10} \text{ eV}$ .

#### Interferenzeffekte

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie kommt durch Interferenz zwischen Multipolen verschiedener Parität z.B.  $E1$ - $M1$  und  $E1$ - $E2$  zustande, die zirkuläre Polarisation durch Interferenz von Multipolen gleicher Ordnung

$$P = \frac{2 \sum_L M_L E_L}{\sum_L |M_L|^2 + |E_L|^2} \quad (1)$$

Besonders erfolgversprechend ist die Untersuchung von  $\gamma$ -Übergängen, in denen der paritätserlaubte Übergang aufgrund von Kernstruktur-Effekten relativ zur paritätsverbotenen Beimischung um einen Faktor R behindert ist, da dann nach Gleichung (1)

$$P \approx 2 RF$$

ist. Signifikante Polarisationen wurden bis zu Beginn dieser Arbeit in den behinderten  $\gamma$ -Übergängen folgender Kerne gefunden:

| Gamma-Übergang            | Autoren                     | Polarisation<br>$\times 10^5$ |
|---------------------------|-----------------------------|-------------------------------|
| Ta <sup>181</sup> 482 keV | Lobashov et al.<br>(1967)   | -0.6 $\pm$ 0.1                |
|                           | Bodenstedt et al.<br>(1969) | -2.8 $\pm$ 0.6                |
| Lu <sup>175</sup> 396 keV | Lobashov et al.<br>(1966)   | + 4 $\pm$ 1                   |
| Hf <sup>180</sup> 501 keV | Bock und Povel<br>(1968)    | -140 $\pm$ 70                 |

Derartig kleine Polarisationen lassen sich folgendermaßen messen:  $\gamma$ -Quanten werden an magnetisiertem Eisen gestreut. Bei Umkehr der Magnetisierung ergibt sich eine der zirkularen Polarisation proportionale Intensitätsänderung. Leider ist die Analysierwirkung nur 4 %, so daß im Falle der 482 keV  $\gamma$ -Quanten

von  $Ta^{181}$  Asymmetrien in der Größenordnung von  $2 \times 10^{-7}$  gemessen werden müssen. Lobashov et al. erreichten die dazu notwendige statistische Genauigkeit durch folgenden technischen Trick: Sie zählten die am Eisen gestreuten  $\gamma$ -Quanten nicht mehr einzeln - wie bisher in der Kernphysik üblich - sondern integral, dadurch wird es möglich, stärkere  $\gamma$ -Quellen zu verwenden und die notwendige statistische Genauigkeit bei vertretbarer Meßzeit zu erreichen. Die zum Umpolen des Magneten korrelierte Intensitätsänderung des Detektorausgangsstromes wird dazu benutzt, ein Pendel anzutreiben, dessen Resonanzfrequenz auf die Umpolfrequenz des Magneten abgestimmt ist. Aus der Amplitude und der Phase der Schwingung des Pendels läßt sich die zirkulare Polarisation bestimmen.

Das experimentelle Ziel dieser Arbeit war:

1. die Klärung der unterschiedlichen  $Ta^{181}$ -Ergebnisse durch gründliche Untersuchung aller möglichen systematischen Fehler;
2. die Untersuchung der 501 keV  $\gamma$ -Strahlung von  $Hf^{180}$ . Dieser Übergang ist sehr stark behindert und das Ergebnis von Bock und Povel deutet auf eine signifikante Polarisation hin;
3. weitere polarisierte Kern  $\gamma$ -Übergänge zu finden. Geeignet erschien der 363 keV  $\gamma$ -Übergang von  $Tb^{159}$  und der 1189 keV  $\gamma$ -Übergang von  $W^{182}$ . Beide Übergänge sind stark behindert. Außerdem liegen, nur 15 bzw. 67 keV vom Ausgangszustand entfernt, Zustände, die den gleichen Spin und die entgegengesetzte Parität wie der Ausgangszustand aufweisen und infolgedessen durch die schwache WW diesem beigemischt werden können.

Zur Messung der zirkularen Polarisation benutzen wir ebenso wie Lobashov et al. die Compton-Vorwärtsstreuung und die Integrationsmethode. Das Pendel wurde durch einen elektronischen Integrator ersetzt, der den Ausgangsstrom des Detektors für jede Polung des Magneten getrennt akkumuliert und ein Digital-

voltmeter, das die Spannung über dem Integrator vor jeder erneuten Polung abliest. Das benutzte Meßverfahren und die Kontrollmessungen werden in Kapitel 2 beschrieben und das Signal-Rausch-Verhältnis der elektronischen Integrationsmethode mit dem der üblichen Zählmethode und dem von Lobashov et al. benutzten Pendel verglichen.

Die systematischen Fehler - Magnetfeldeinfluß, Magnetostriction, usw. - werden mit Meßanordnungen, die für mögliche Störeffekte spezifisch sind, untersucht (siehe Kap. 3). Es wurde ein bisher nicht bekannter Störeffekt gefunden, der durch den aus der Optik bekannten Faraday-Effekt entsteht.

Die starken radioaktiven Quellen von bis zu 500 Ci, die man durch (n, $\gamma$ )-Aktivierung erhält, zerfallen durch  $\beta^-$ -Zerfall über die zu untersuchenden Kern  $\gamma$ -Zustände. Der  $\beta^-$ -Zerfall wird von Bremsstrahlung begleitet. Diese Bremsstrahlung ist zirkular polarisiert und kann zur gemessenen Intensitäts-Asymmetrie beitragen. Deshalb ist eine genaue Kenntnis von Ausbeute und Polarisation der Bremsstrahlung äußerst wichtig (Kap. 4).

Die Eigenschaften der gemessenen  $\gamma$ -Übergänge - einschließlich bisher vorliegender theoretischer Vorhersagen für die zu erwartende Polarisation - werden in Kapitel 5 vorgestellt. Über die Messungen und Resultate wird in Kapitel 6 berichtet. Insbesondere werden die radioaktiven Quellen auch auf Kontaminationen von Bremsstrahlern hin untersucht. Anhand einer As<sup>76</sup>-Verunreinigung in einer der Hf<sup>180</sup>-Quellen zeigte sich, wie wichtig die Suche nach solchen Verunreinigungen ist. Die gefundenen Ergebnisse werden im letzten Kapitel mit inzwischen vorliegenden Resultaten anderer Autoren und den theoretischen Vorhersagen verglichen.

Die theoretischen Grundlagen dieser Vorhersagen und die zur Berechnung der zirkularen Polarisation notwendigen Kenntnisse über die starke, die schwache und die elektromagnetische WW sollen im folgenden kurz skizziert werden.

## 1. Die theoretischen Grundlagen

Um paritätsverletzende Beiträge der schwachen WW zur Kern- $\gamma$ -Strahlung berechnen zu können, müssen

1. das schwache, paritätsverletzende NN-Potential und
2. die Wellenfunktionen der beteiligten Kernniveaus bekannt sein.

1. Es existieren mehrere Modelle für die schwache NN-WW.

Das Standard-Modell ist die Cabibbo-Theorie:

$$H_W = \frac{g}{2\sqrt{2}} [J_\lambda^+, J_\lambda]_+ \quad (1.1)$$

$$\text{mit } J_\lambda = L_\lambda + J_\lambda \cos\theta + S_\lambda \sin\theta$$

In dieser Gleichung ist  $g = 10^{-5} m_N^{-2}$  eine universelle Kopplungskonstante,  $J_\lambda$  der von Cabibbo angegebene schwache Gesamtstrom, die Klammer  $[ ]_+$  der Antikommutator der enthaltenen Stromoperatoren,  $L_\lambda$  der Leptonenstrom,  $J_\lambda$  der die Strangeness erhaltende ( $\Delta S = 0$ ,  $\Delta I = 0,1$ ) und  $S_\lambda$  der die Strangeness ändernde ( $\Delta S = \pm 1$ ,  $\Delta I = 1/2$ ) Hadronenstrom. Der Cabibbowinkel  $\theta = 0.26$  beschreibt die unterschiedliche Zerfallswahrscheinlichkeit von  $\Delta S = 0$  und  $\Delta S = \pm 1$  Prozessen.  $J_\lambda$  transformiert sich unter  $SU_3$  wie ein  $\pi^+$ -,  $S_\lambda$  wie ein  $K^+$ -Meson. Alle Komponenten von  $J_\lambda$  enthalten einen vektoriellen und einen axial-vektoriellen Anteil und die Produkte der vektoriellen mit den axial-vektoriellen Komponenten  $V_\lambda A_\lambda$  verletzen die Parität.

Die Gleichung (1.1) beschreibt alle bisher bekannten leptonischen, semi-leptonischen und hyperonischen (s)-Zerfälle, wie z.B.

$$\text{den } \mu\text{-Zerfall } \frac{g}{2\sqrt{2}} L_\lambda^{\mu+} L_\lambda^e$$

$$\text{den } \beta\text{-Zerfall } \frac{g}{2\sqrt{2}} J_\lambda^+ \cos\theta L_\lambda^e$$

$$\text{den } \lambda\text{-Zerfall } \frac{g}{2\sqrt{2}} J_\lambda^+ \cos\theta S_\lambda \sin\theta$$

Außerdem sagt die Cabibbo-Theorie aber auch noch weitere schwache WW voraus, nämlich solche die den Selbstkopplungstermen  $L_\lambda^\dagger L_\lambda$ ,  $J_\lambda^\dagger J_\lambda \cos^2\theta$  und  $S_\lambda^\dagger S_\lambda \sin^2\theta$  entsprechen.

$L_\lambda^\dagger L_\lambda$  beschreibt die rein leptonischen Streuprozesse  $e^- + \bar{\nu}_e \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ . Die Wirkungsquerschnitte für solche Prozesse sind für Labormessungen zu klein; lediglich astrophysikalische Abläufe ließen sich ohne das Vorhandensein einer solchen WW weniger leicht erklären. Die  $\cos^2\theta$ - und  $\sin^2\theta$ -Terme sagen eine schwache WW zwischen den Hadronen voraus. Sie lassen sich aufgrund ihres paritätsverletzenden Verhaltens von der gleichzeitig auftretenden starken und elektromagnetischen WW abtrennen.

Die Messung dieser Selbstkopplungsterme ist von großer Wichtigkeit für die Theorie der schwachen WW, da außer der Cabibbo-Theorie noch weitere Modelle existieren, die sich in den Selbstkopplungstermen unterscheiden. Diese Modelle wurden vorgeschlagen, da man Schwierigkeiten hat, manche Phänomene schwach miteinander wechselwirkender Teilchen mit der Cabibbo-Theorie zu beschreiben. Z.B. sagt das Cabibbo-Modell entsprechend dem Term  $J_\lambda^\dagger S_\lambda \cos\theta\sin\theta$   $\Delta I = 1/2$ - und  $\Delta I = 3/2$ -Zerfälle voraus. Experimentell werden aber fast nur  $\Delta I = 1/2$ -Zerfälle gefunden. Außerdem ist diese Theorie CP erhaltend und kann infolgedessen die CP verletzenden schwachen  $K^0$ -Zerfälle nicht erklären.

Mögliche Alternativen sind:

1. Die Cabibbo-Theorie beschreibt die schwache WW exakt. Die  $\Delta I = 1/2$ -Terme werden relativ zu den  $\Delta I = 3/2$ -Termen aufgrund der Dynamik der starken WW bevorzugt (Oktett-enhancement). Die CP verletzenden Anteile sind durch andere WW z.B. eine CP-Verletzung der elektromagnetischen WW oder das super weak-Modell zu erklären.

2. Das Cabibbo-Modell ist zu modifizieren

- a. durch die Einführung von neutralen Strömen  $[J_\lambda^0, J_\lambda^0]_+$ , die die  $\Delta I = 3/2$ -Terme wieder wegheben (d'Espagnat (1963) und außerdem die CP-Verletzung beschreiben können (Oakes (1968))).

Mit neutralen Strömen läßt sich aber nicht nur die  $\Delta I = 1/2$ -Regel erklären, sondern nach einer neueren Arbeit von Albright und Oakes (1971) auch eine  $\Delta S = 0, \Delta I = 0$ -Auswahlregel postulieren.

- b. Die schwache WW wird nicht wie im Cabibbo-Modell durch ein geladenes intermediäres Vektor-Boson beschrieben, sondern durch mehrere (bis zu sechs), die aufgrund ihrer spezifischen Eigenschaften die  $\Delta I = 1/2$ -Regel (Segrè-Modelle) und die CP-Verletzung (Lee-Modell) erklären.

Das den verschiedenen Modellen für die schwache WW entsprechende NN-Potential erhält man, wenn man in den üblichen  $\pi, \rho, \eta, \dots$  Austauschpotentialen für die starke WW einen starken Vertex durch einen schwachen ersetzt.

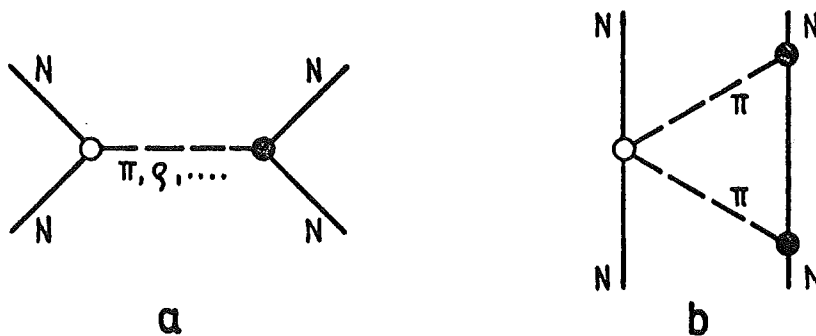


Abb. 1: Schwache Austauschpotentiale

- schwacher Vertex
- starker Vertex

Es können nur solche Teilchen zu einem schwachen Strom beitragen, deren Quantenzahlen mit denen der Ströme übereinstimmen. Es läßt sich zeigen, daß der  $\pi^\pm$ -Austausch im wesentlichen mit dem  $S_\lambda^+ S_\lambda$  ( $\Delta I = 1$ )- und der  $\rho^\pm$  ( $2\pi$ )-Austausch mit dem  $J_\lambda^+ J_\lambda$  ( $\Delta I = 0, 2$ )-Term identifiziert werden kann.



Den Beitrag des schwachen  $\rho$ -Vertex zum NN-Potential erhält man entweder durch Faktorisierung  
 $\langle p\rho^- | H_W | n \rangle = \frac{g}{2\sqrt{2}} \cos^2 \theta \langle \rho^- | V_\lambda | 0 \rangle \langle p | A_\lambda^+ | n \rangle$  (Michel(1964))  
 oder durch Anwendung der Strom-Algebra (Fischbach et al.(1969)).  
 Beide Methoden liefern nahezu unabhängig vom benutzten schwachen Modell dasselbe Ergebnis. Für das Cabibbo-Modell gilt:

$$V_{\rho}^{\Delta I=0,2} = \frac{g m_{\rho}^2 \cos^2 \theta}{2\sqrt{2} m_N} g_A(0) \{ g_V(0) (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \vec{p}_{\rho}^+ + (g_V(0) + f_V(0)) (i\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \vec{p}_{\rho}^- \} T_{12}^+$$

$$\text{mit } \vec{p}_{\rho}^{\pm} = [\vec{p}_{\rho}, \exp(-m_{\rho} r_{12}) / 4\pi r_{12}]_{\pm}$$

$$g m_{\rho}^2 \cos^2 \theta g_A(0) = 7.8 \times 10^{-6}$$

$$g_V(0) = 0.978, f_V(0) = \frac{\mu_p - \mu_n}{2m_N} = 3.7 \text{ und } \frac{g_A}{g_V} = 1.23 \pm 0.01 \text{ sind}$$

die Vektor- bzw. Axialvektor-Formfaktoren. Die Klammern  $[ ]_-$  und  $[ ]_+$  kennzeichnen Kommutatoren bzw. Antikommutatoren.  $r_{12}$  ist der Abstand der Nukleonen,  $m_{\rho}$  und  $m_N$  die  $\rho$ -bzw. die Nukleon-Masse.

Der Beitrag des nichtresonanten  $2\pi$ -Austauschpotentials (Abb. 1b) wurde zuerst von Blin-Stoyle (1960) untersucht. Die neusten Rechnungen von Fink et al. (1972) deuten darauf hin, daß insbesondere bei hard-core-Modellen für die starke WW (s.u.) der  $2\pi$ - relativ zum  $\rho$ -Beitrag vernachlässigt werden kann.

Für das schwache  $\pi$ -Potential gilt:

$$V_{\pi}^{\Delta I=1}(r) = \frac{f g_{\pi NN}}{2\sqrt{2} m_N} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{p}_{\pi}^+ T_{12}^-$$

$g_{\pi NN} \approx 13.7$  ist die Kopplungskonstante für den starken Vertex.

Die schwache  $\pi NN$ -Amplitude  $f$  hängt sehr stark vom benutzten schwachen Modell ab. Für das Cabibbo-Modell liegen folgende Ergebnisse vor: McKellar (1967) und Fischbach et al. (1969) bestimmten  $f$  mit Hilfe von Strom-Algebra und PCAC aus den nichtleptonischen Zerfällen von Hyperonen und fanden

$$f = 5.2 \text{ bzw. } 4.8 \times 10^{-8}.$$

Schülke (1972) wies darauf hin, daß die von McKellar und Fischbach et al. benutzte Technik zu Inkonsistenzen führt und berechnete den Beitrag, den der  $\cos^2\theta$ -Term dann liefern kann, wenn die Isospinbrechung berücksichtigt wird:

$$f \sim f_{\pi} (m_n - m_p) = 0.14 \times 10^{-8}.$$

$f_{\pi}$  ist die  $\pi$ -Zerfallskonstante.

Wesentlich größere Amplituden sagen die Extra-current-Modelle von d'Espagnat und Oakes und die Vektor-Boson-Modelle von Segrè und Lee voraus (Fischbach et al. (1969)):

| Modell     | $f \times 10^7$ | Modell | $f \times 10^7$ |
|------------|-----------------|--------|-----------------|
| d'Espagnat | 8.73            | Oakes  | $\pm 15.0$      |
| Segrè      | -11.3           | Lee    | 1.6             |

Im Gegensatz dazu läßt die von Albright und Oakes postulierte Auswahlregel  $\Delta S = 0$ ,  $\Delta I = 0$  keinen Beitrag der  $\pi$ -Mesonen zum schwachen NN-Potential erwarten.

Die Vorhersagen der einzelnen Modelle für das paritätsverletzende Potential  $V_W^{PV} = V_{\rho} + V_{\pi}$  sind für  $\Delta I = 1$  Übergänge besonders unterschiedlich. Zukünftige Messungen sollten infolgedessen bevorzugt an entsprechenden Übergängen ausgeführt werden.

2. Die paritätsverletzende Wellenfunktion eines Kernzustandes ist in erster Ordnung Störungstheorie:

$$\psi_I = \psi_{I,E}^\pi + \sum_i F_i \psi_{I,E_i}^{-\pi} \quad \text{mit } F_i = \frac{\langle \psi_{I,E_i}^{-\pi} | V_W^{pV} | \psi_{I,E}^\pi \rangle}{E - E_i} \quad (1.2)$$

$\psi_{I,E}^\pi$  ist die Wellenfunktion des ungestörten Zustandes mit dem Drehimpuls I, der Energie E und der Parität  $\pi$ .

$\psi_{I,E_i}^{-\pi}$  sind die Wellenfunktionen der Zustände mit der Energie  $E_i$ , demselben Drehimpuls und entgegengesetzter Parität, die durch die schwache WW beigemischt werden können. Die Beimischung wird um so größer sein, je kleiner der Abstand  $E_i - E$  ist.

Die Schwierigkeit besteht darin, Wellenfunktionen zu finden, die

1. die Bewegung der Nukleonen unterhalb 1 f richtig beschreiben und damit die paritätsverletzende Amplitude  $F_i$  zu berechnen gestatten,

2. auch das langreichweitige Verhalten wiedergeben und infolgedessen geeignet sind, die elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeit für die paritätserlaubten und paritätsverletzenden Anteile der Kernzustände zu bestimmen.

1. Für das NN-Potential unterhalb 1 f existieren verschiedene Vorschläge, z.B. das Hamada-Johnston (hard-core, 0.485f)- und das Reid (soft-core)-Potential. Diese Vorhersagen lassen sich nicht durch Streuexperimente überprüfen, da bei den dazu notwendigen Energien die Diffraktionsprozesse überwiegen. Innerhalb und in der Nähe des hard- bzw. soft-core Bereiches sind die üblicherweise benutzten Einteilchen-Wellenfunktionen nicht mehr gültig. Sie müssen durch ein Variationsverfahren (Bethe-Goldstone Gl.) derart modifiziert werden, daß sie die mit dem hard- bzw. soft-core verknüpfte Einschränkung der Aufenthaltswahrscheinlichkeit (short-range Korrelation) und außerdem auch die Paar- und Drei-Teilchen-Korrelation

beschreiben. Beim Hamada-Johnston-Potential z.B. reduziert sich bei Verwendung von korrelierten Wellenfunktionen die paritätsverletzende, vom  $\rho$ -Austausch herrührende Amplitude um einen Faktor 4-10 gegenüber der Rechnung mit unkorrelierten Wellenfunktionen (Gari et al. (1971)).

2. Zur Beschreibung des langreichweitigen Verhaltens werden das Nilsson-Modell und das Woods-Saxon-Potential einschließlich der von Soloviev angegebenen Quadrupol-Quadrupol- und Quadrupol-Spin-Kräfte benutzt. Die Vorhersagen für spezielle Kerne und weitere Details werden in Kapitel 5, in dem die Eigenschaften der untersuchten Kerne beschrieben werden, angegeben.

## 2. Das benutzte Meßverfahren

Zur Messung der zirkularen Polarisation wurde die Compton-Vorwärtsstreuung an magnetisiertem Eisen benutzt. Abb. 2 zeigt die gesamte experimentelle Anordnung. Bei Umkehr der Magnetisierung ändert sich die Zahl der gestreuten  $\gamma$ -Quanten, die mit einem Szintillationszähler, der aus einem CsJ-Kristall, 2 m Lichtleiter und einem mit Mu-Metall abgeschirmten Multiplier bestand, nachgewiesen wurden. Der Magnet wurde im Abstand von einer Sekunde innerhalb von 15/100 sec umgepolt. Die durch eine Polarisation entstehende 1/2 Hz - Wechselkomponente des Multiplierausgangsstromes wurde verstärkt, über Zeitintervalle von 80/100 sec Länge aufintegriert und die Stromintegrale jede Sekunde unter Verwendung eines Digitalvoltmeters gemessen. Die Resultate wurden in Zählern aufaddiert und die Summe je nach Halbwertszeit der Quelle alle 200, 600 oder 2000 sec auf Lochstreifen ausgegeben.

### 2.1. Compton-Streuung

Die verschiedenen Methoden zur Messung der zirkularen Polarisation von  $\gamma$ -Quanten wurden von Schopper (1958) ausführlich behandelt. Sie basieren auf der Spinabhängigkeit des differentiellen Comptonwirkungsquerschnittes, der in erster nichtverschwindender Ordnung der Störungstheorie für zirkular polarisierte Photonen folgende Form hat:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{k'}{k}\right)^2 (\phi_0 + \vec{g} \cdot \vec{\zeta} P)$$

mit  $\phi_0 = 1 + \cos^2 \omega + (k - k') (1 - \cos \omega)$  und

$$\vec{g} = -(1 - \cos \omega) (\vec{k} \cos \omega + \vec{k}')$$

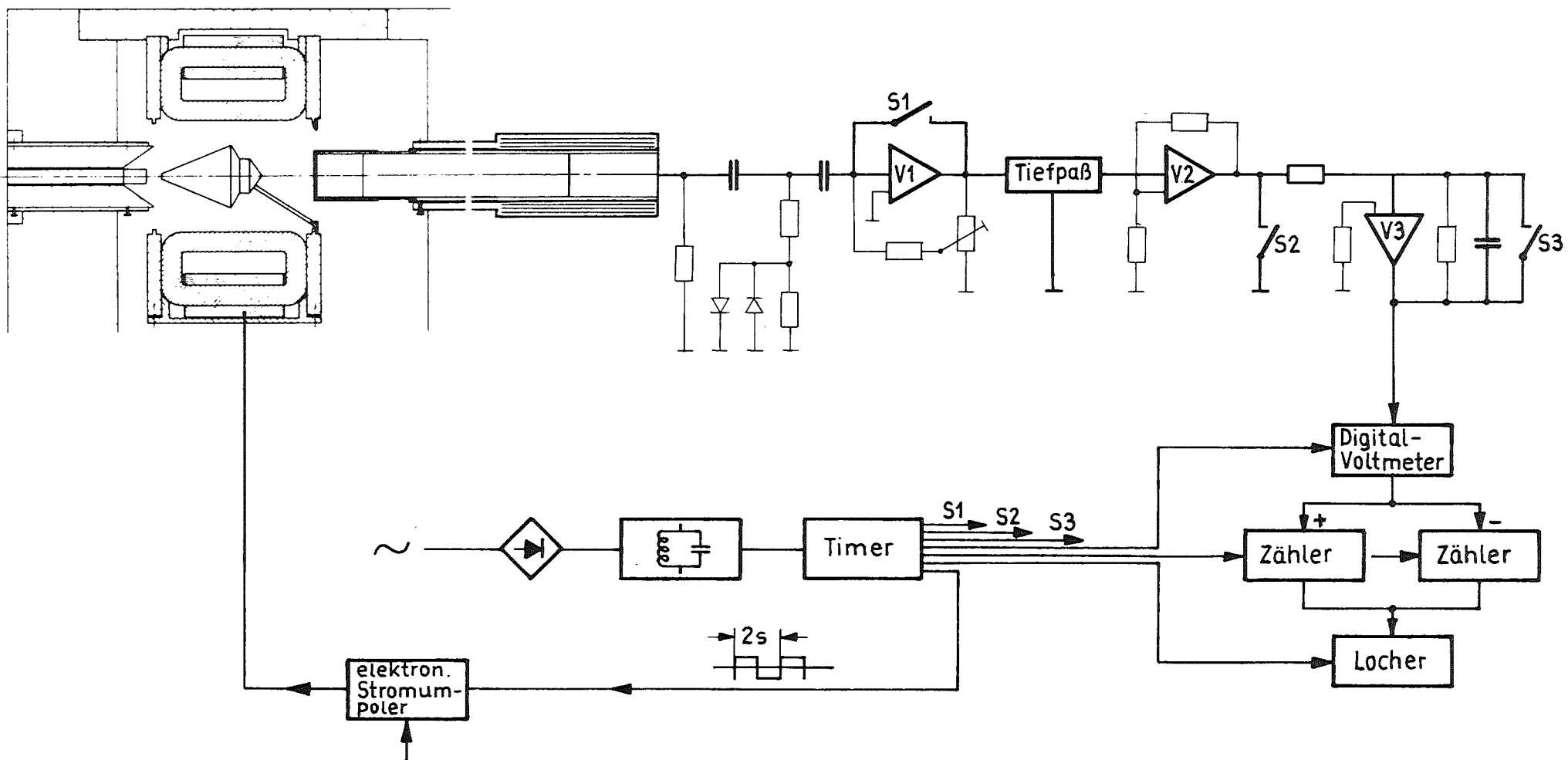


Abb. 2 Experimentelle Anordnung

$r_0$  ist der klassische Elektronenradius,  $\omega$  der Streuwinkel der  $\gamma$ -Quanten und  $k$  und  $k'$  die Energie der  $\gamma$ -Quanten vor und nach der Streuung in Einheiten von  $m_0 c^2$ .

Bei Umkehr der Elektronenpolarisation  $\vec{\zeta}$  ändert sich aufgrund des von der zirkularen Polarisation  $P$  abhängigen Terms  $\vec{g} \vec{\zeta} P$  die Intensität gestreuter Quanten, diese Änderung wird zum Nachweis der zirkularen Polarisation benutzt.

Bezeichnen wir die Intensitäten der gestreuten Quanten mit  $N^-$  bzw.  $N^+$  und den Grad der Elektronenpolarisation mit  $f$ , so ist die Zählraten-Asymmetrie

$$\delta = \frac{2(N^- - N^+)}{N^- + N^+} = 2 \frac{f \langle \vec{g} \vec{\zeta} \rangle P}{\langle \phi_0 \rangle} = \epsilon P$$

$\langle \rangle =$  Mittelung über die Geometrie

der zirkularen Polarisation  $P$  proportional. Bei der Messung von  $N^-$  zeigt der Elektronen-Spin in Richtung auf die Quelle.

Als Analysator geeignet ist magnetisiertes Eisen. Leider sind in Sättigung im Mittel nur 2.16 von 26 Elektronen des Eisenatoms polarisiert. Von verschiedenen Gruppen, die unterschiedliche Geometrien für die Compton-Streuung benutzen, wurden die folgenden Analysierwirkungen und Transmissionen erzielt.

|  | Transmission       | Vorwärts-<br>streuung | Rückwärts-<br>streuung      |
|--|--------------------|-----------------------|-----------------------------|
|  | Kuphal (1971)      | diese Arbeit          | Bodenstedt<br>et al. (1969) |
| mittlerer Streu-<br>winkel $\cos \delta$ | 0.82               | 0.42                  | -0.87                       |
| Transmission<br>(482 keV)                | $5 \times 10^{-3}$ | $2 \times 10^{-4}$    | $2 \times 10^{-3}$          |
| $\epsilon$ (482 keV)                     | 1.6%               | 4.4%                  | -4.5%                       |

Mit der Rückwärtsstreuung läßt sich zwar eine relativ große Analysierwirkung erreichen, aber leider lassen sich rückgestreute Quanten energetisch nur schwer trennen:

300 keV → 140 keV  
3000 keV → 230 keV

Deshalb wurde diese Methode bisher kaum benutzt.

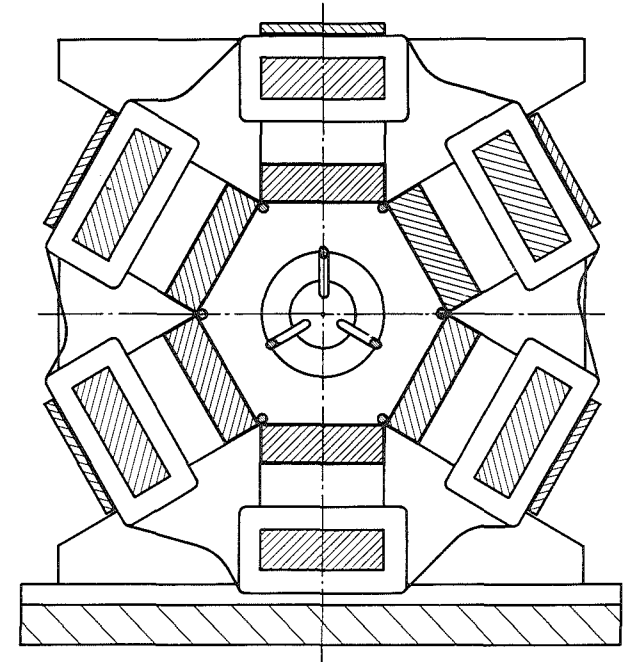
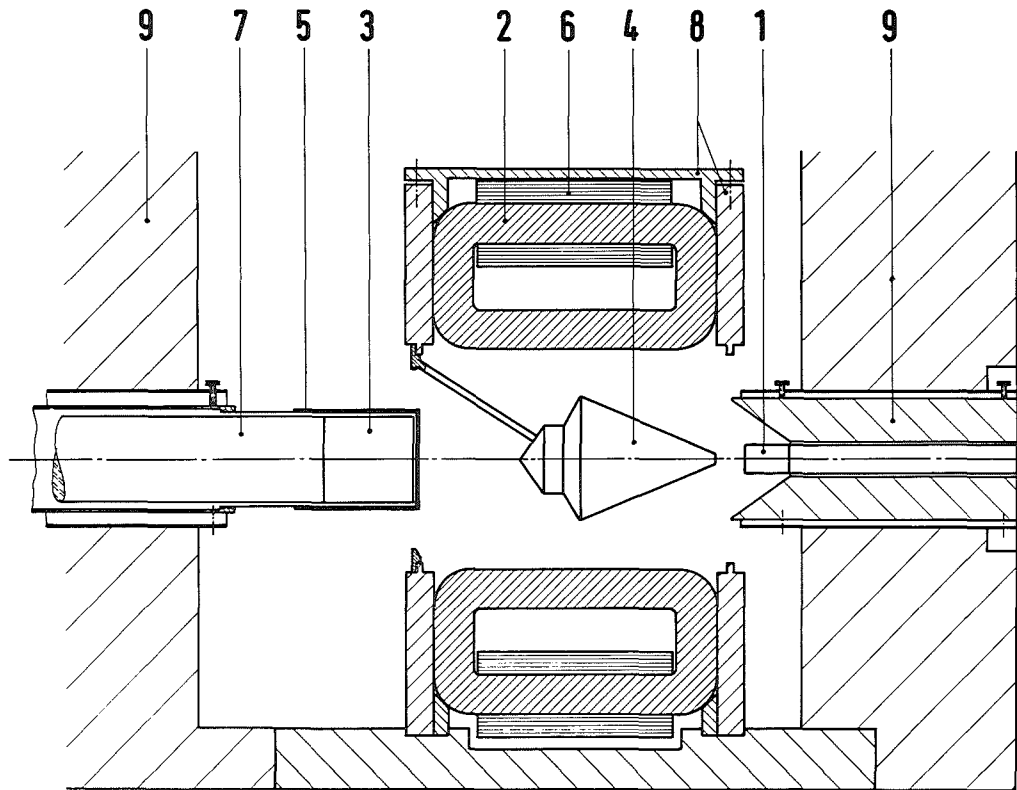
Die niedrigere Analysierwirkung bei Transmissions-Magneten läßt sich durch eine größere Nachweiswahrscheinlichkeit ausgleichen. Kuphal et al. (1971) erreichten mit einem radial um die Quelle angeordneten Transmissionsmagneten und mehreren Nachweiskristallen eine Nachweiswahrscheinlichkeit von  $5 \times 10^{-3}$ . In der vorliegenden Arbeit wurde die Vorwärtsstreuung verwendet, da die Analysierwirkung dieser Meßmethode am besten bekannt ist.

## 2.2 Der Streumagnet

Er besteht, wie Abb. 3 zeigt, aus symmetrisch angeordneten Bandkernen. Diese von der Firma Vakuumschmelze Hanau bezogenen Bandkerne sind aus gewalzten Silizium-Eisen-Bändern (3.5% Si, 0.1 mm) gewickelt. Aufgrund der besonderen Struktur von Silizium-Eisen (Goss-Struktur) existiert eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung in Walzrichtung. Infolgedessen sind nur relativ kleine magnetische Felder notwendig, um eine Magnetisierung von 20 kG ( $f = 7.45\%$ ) zu erreichen. Der elektrische Widerstand des Materials ist um einen Faktor 4 größer als bei Reineisen und die Wirbelstromverluste beim Umpolen des Magneten sind infolgedessen entsprechend niedriger. Der Magnetstrom wurde mit einem Transistorschalter innerhalb von 0.12 sec umgepolt. Im Bereich von 0.12 bis 1.00 sec war der Magnetstrom stabiler als  $10^{-4}$ , so daß die von diesem verursachten Asymmetrien in der Magnetisierung vernachlässigbar sind.

Der erste Streumagnet (SM1) bestand aus 10 Bandkernen. Bei den Testmessungen mit unpolarisierten  $\gamma$ -Quanten ( $Ti^{46}$ ) wurde ein Effekt von  $(2.6 \pm 0.4)10^{-7}$  gefunden, der durch den Faraday-Effekt erklärt werden kann. (siehe Kap. 3.4)





- |                         |                           |
|-------------------------|---------------------------|
| 1 Quelle                | 6 Kupferblech-Spulen      |
| 2 Streuer (Bandkern)    | 7 Lichtleiter             |
| 3 Szintillator-Kristall | 8 Halterung der Bandkerne |
| 4 Wolfram-Konus         | 9 Bleiabschirmungen       |
| 5 Blei-Filter           |                           |

10 cm

Abb. 3

Daraufhin wurde ein zweiter Magnet (SM2) mit 6 Bandkernen unter sorgfältigster Vermeidung jeglicher Unsymmetrie angefertigt und die Quellenhalterung, der Nachweiskristall und der Wolframkonus mit einem Theodoliten auf die Achse des Magneten einjustiert. Die Bandkerne sind elektrisch voneinander isoliert, um die Wirbelströme weiter zu erniedrigen. Um die Streuung von  $\gamma$ -Quanten an den Spulen und die magnetischen Streufelder möglichst niedrig zu halten, wurde jeder Bandkern durch eine separate Spule aus Kupferband entsprechend Abb. 3 magnetisiert.

Der Magnet wechselwirkt mit den Magnetfeldern der Umgebung. Dadurch werden im Magneten innere Spannungen erzeugt, die die Magnetisierung beeinflussen können. Um die äußeren Magnetfelder möglichst niedrig zu halten, wurde von den Bandkernen selbst abgesehen bei der Halterung des Magneten kein Eisen, das remanente Magnetisierung enthalten und auf- und abbauen könnte, verwendet.

### 2.3 Der Integrator

Die wichtigsten Elemente des Meßverstärkers (Tönnies et al.(1966)) sind in Abb. 2 zusammengefaßt. Die Wechselkomponente des Multipliaerausgangsstromes wird durch einen Kondensator vom Gleichstrom getrennt und verstärkt (V1). Das Signal durchläuft einen Tiefpaß mit der Grenzfrequenz von 30 Hz und wird nach weiterer Verstärkung über Zeitintervalle von 0.8 sec aufintegriert. Die Spannung über dem Integrator wird mit einem Digitalvoltmeter (Solartron LM 1426) gemessen und in zwei Zählern entsprechend der jeweiligen Polung des Magneten gespeichert. Zur Blockierung des Verstärkereingangs und zur Streuung des Integrators werden Reed-Relais (S1, S2, S3) verwendet, die mit folgendem Zyklus arbeiten.

| Zeit {1/100 sec} | Operation  |
|------------------|--|
| 00               | Umpolung des Magnetstromes<br>Integrator Reset                   |
| 15               | Integrator Start   |
| 95               | Integrator Stop  |
| 96               | Spannungsmessung mit Digitalvoltmeter,<br>Speicherung in Zählern |

Die mit diesem elektronischen Meßverfahren erreichbare statistische Genauigkeit  $\sigma^2(\delta)$  wird im folgenden bestimmt und mit derjenigen verglichen, die mit Zählerexperimenten und mit dem von Lobashov et al. (1971) zur Integration benutzten Pendel erreicht werden können.

Im Nachweiskristall (CsJ(Tl)) erzeugen die am Magneten gestreuten  $\gamma$ -Quanten bis zu  $n=9 \times 10^9$  Lichtblitze/sec von  $\tau_p \sim 600$  nsec Länge. Die spektrale Energiedichte am Ausgang des Photomultipliers ist

$$S_I(f) = n^2 P^2(0) \delta(f) \langle q \rangle^2 + n |P(f)|^2 \langle q^2 \rangle .$$

$q$  ist die Ladung eines Impulses und

$$P(f) = \frac{1}{\tau_p} \int_0^{\tau_p} 1(t) e^{-2\pi i f t} dt$$

die Fouriertransformierte eines Ausgangsimpulses des Detektors mit der Höhe 1. Für

$$f \ll \frac{1}{\tau_p} = 1.7 \times 10^6 \text{ Hz} \quad \text{wird} \quad |P(f)|^2 = 1$$

Durch das RC-Filter ( $RC = 20$  sec) am Ausgang des Photomultipliers wird die Gleichstromkomponente mit der Energiedichte  $n^2 \langle q \rangle^2$  von der Wechselkomponente abgetrennt. Im Übertragungsbereich des Verstärkers von (0.05-30) Hz ist die spektrale Energiedichte  $S_R = n \langle q^2 \rangle$  konstant. In diesem Falle (weißes Rauschen) sind Verstärkung und Integration im Hinblick auf das Signal-Rausch-Verhältnis optimal gewählt, wenn die Übertragungsfunktion  $\phi(t)$  dem Signal  $s(t)$  proportional ist. (Charkewitsch (1968)). Diese Bedingung wird von unserer Meßanordnung erfüllt.  $\phi(t)$  ist - korreliert zum Vorzeichen des Signals - während der Umschaltzeit des Magneten 0, sonst  $\pm c$ .

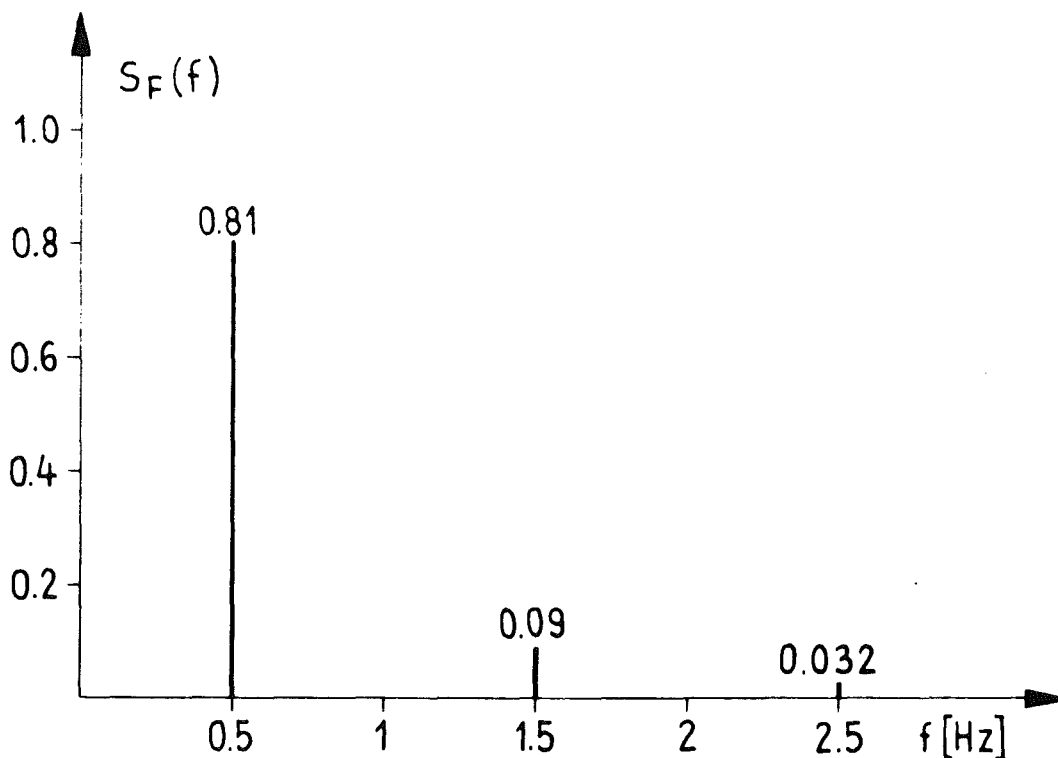


Abb. 4: Spektraldichte des von den Multipliiertimpulsen herrührenden Rauschens (weißes Rauschen) nach Integration über eine relativ zur Periode lange Meßzeit.

Abb. 4 zeigt das spektrale Energiespektrum

$$S_F(f) = S_R(f) |\phi(f)|^2$$

mit der Normierung

$$\int_0^{\infty} S_F(f) df = 1$$

am Ausgang der Meßvorrichtung nach einer relativ zu einer Periode (2sec) langen Meßzeit T.  $\phi(f)$  ist die Fouriertransformierte von  $\phi(t)$ . Für die Spannungsdifferenz nach der Zeit T gilt:

$$U_- - U_+ = \delta n \langle q \rangle \int_0^T \phi(t) dt$$

$$= \delta I_0 c \tau T$$

Hierin ist  $c = 10^9 \Omega$  eine apparative Konstante,  $\tau = 0.8$  das Verhältnis von Akkumulations- zu Meßzeit,  $I_0 = n \langle q \rangle$  der Gleichstrom am Multipliaerausgang. Das statistische Fehlerquadrat der Spannungsdifferenz ist gleich der Leistung der veränderlichen Komponente:

$$\sigma^2 = 2n \langle q^2 \rangle \int_0^T \phi(t)^2 dt = 2c^2 \tau T n \langle q^2 \rangle .$$

Das Signal zu Rauschverhältnis

$$\rho_0 = \frac{(U_- - U_+)^2}{\sigma^2} = \frac{\delta^2 \tau T n \langle q \rangle^2}{2 \langle q^2 \rangle}$$

und der statistische Fehler des Effektes  $\delta = \langle U_- - U_+ \rangle / c \tau I_0$

$$\sigma^2(\delta) = \frac{4 \langle q^2 \rangle}{n \tau T \langle q \rangle^2}$$

stimmen mit den bei Zählerexperimenten üblichen Formeln überein, wenn alle Impulse diesselbe Ladung  $q$  besitzen. Für unseren Szintillationszähler ist

$$\frac{\langle q^2 \rangle}{\langle q \rangle^2} = 1.4 .$$

$\sigma(\delta)$  wird mit dem Meßfehler

$$s(\delta) = \sqrt{\langle (U_- - U_+)^2 \rangle} / c \tau I_0$$

verglichen (2.6.2).

Außerdem wird das Signal zu Rausch-Verhältnis noch etwas durch den Tiefpaß und die endliche Zeitkonstante des Integrators reduziert

$$\rho = 96\% \rho_0.$$

Das von Lobashov et al. (1971) zur Integration benutzte Pendel mit der Resonanzfrequenz von  $f_0 = 0.5$  Hz wirkt aufgrund seiner langen Relaxationszeit von 20h als schmalbandiges Filter

$$|\phi_p(f)|^2 = \frac{1}{(f^2 - f_0^2)^2 + 4(\Delta f)^2 f^2}$$

mit einer Breite von  $\Delta f = 2.8 \times 10^{-5}$  Hz und überträgt infolgedessen das Signal und das Rauschen nur im Bereich  $f = f_0 \pm \Delta f/2$ . Die Funktion  $S_F(f)$  der Lobashov'schen Anordnung ist also nahezu eine  $\delta$ -Funktion bei der Frequenz  $f_0$  mit der Fläche 1. Das Signal zu Rausch-Verhältnis  $\rho_p$  ist infolgedessen bei vernachlässigbarer Pausenzeit (siehe Abb. 4) 81% des optimal möglichen. Das Verhältnis  $\frac{\rho_p}{\rho_0}$  wird verbessert, wenn man die Pausenzeit während des Magnetumpolens mitberücksichtigt, da sich das Signal der Transferfunktion  $\phi_p(t) \sim \sin 2\pi f_0 t$  im aktiven Bereich besser anpaßt:

$$\begin{aligned} \rho_p &= \frac{8 \cos^2((\tau - 1)\pi/2) \rho_0}{\tau \pi^2} \\ &= 92\% \rho_0 \end{aligned}$$

Der Ausschlag des Pendels wurde im Abstand von drei Stunden abgelesen. Der aufgrund der Relaxationszeit von 20 Stunden auftretende Informationsverlust ist vernachlässigbar.

Mit elektronischen Integratoren und mit einem Pendel lassen sich also nahezu dieselben Signal-Rausch-Verhältnisse erreichen.

## 2.4 Instabilitäten der Elektronik

Die Ta<sup>181</sup>-Messung stellt die höchsten Anforderungen an die Stabilität der Meßordnung. Für die 500 Ci-Quelle sind bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von  $2 \times 10^{-4}$  die Poisson'schen Schwankungen  $1.5 \times 10^{-5}/\text{sec}$ . Die Instabilität der Meßanordnung sollte infolgedessen  $\leq 2 \times 10^{-6}/\text{sec}$  sein.

### 1. Temperaturabhängigkeit

Besonders kritisch ist Temperaturabhängigkeit der Lichtausbeute des Nachweiskristalls  $T_K = -1 \times 10^{-3}/^\circ\text{C}$  und der Dunkelstrom des Photomultipliers. Der TK-Wert des Meßverstärkers  $< 5 \times 10^{-5}/^\circ\text{C}$  ist dagegen vernachlässigbar. Die Temperatur des Nachweiskristalles wird durch die Bleiabschirmung von 15 cm auf relativ konstanter Temperatur gehalten. Außerdem minimiert der fensterlose, im Kellergeschoß gelegene Meßraum im Gegensatz zu Klimaanlage kurzfristige Temperaturschwankungen. Gegenüber langfristigen Schwankungen ist der Verstärker aufgrund der unteren Grenzfrequenz von 0.05 Hz unempfindlich, so daß eine Stabilität von  $2 \times 10^{-6}/\text{sec}$  sicher erreicht wird.

### 2. Spannungsschwankungen

Probleme ergaben sich nur bei der kurzfristigen Konstanz der Hochspannung für den Photomultiplier. Diese wurden durch die Verwendung von in Serie geschalteten 120V Anodenbatterien gelöst, die direkt mit der entsprechenden Dynode gekoppelt waren.

### 3. Leckströme und Raumladungseffekte

Leckströme, die durch den Kondensator am Eingang des Verstärkers fließen, werden ebenfalls verstärkt und aufintegriert und vergrößern den Meßfehler. Um Spannungen  $\leq 1$  V am Eingang des Differentiergliedes zu vermeiden, die den Leckstrom des Kondensators erhöhen würden, muß der Multipliausgangsstrom  $\leq 1 \mu\text{A}$  gehalten werden. Es wurde deshalb bei allen Quellen ein Strom zwischen 0.1 und  $1 \mu\text{A}$  angestrebt. Da Raumladungseffekte

von der angelegten Multipliierspannung abhängen und die Linearität beeinflussen, wurde bei allen Messungen die Spannung zwischen Kathode, Fokussierelektrode und 1 Dynode nicht und zwischen den übrigen Dynoden um weniger als 20% geändert und stattdessen der Strom je nach Quellstärke an der ca. 0.5  $\mu\text{A}$  liefernden Dynode entnommen.

## 2.5 Quellen

Die Quellen wurden durch  $(n,\gamma)$  - Reaktionen entweder im FR2 in Karlsruhe - Neutronenfluß  $10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>/sec - oder im BR2 in Mol - Neutronenfluß  $5 \times 10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>/sec - aktiviert. Um vergleichbare Geometrien bei allen Messungen zu erreichen, wurde das Quellmaterial mit Graphit gemischt und mit einem Druck von 1.5 to zu einer Pille von  $30 \times 14$  mm  $\emptyset$  gepreßt. Nähere Details werden in Kapitel 7 angegeben.

## 2.6 Kontrollmessungen

Vor der Suche nach paritätsverletzenden Effekten wurden die Linearität, die Stabilität und die Analysierwirkung der Meßanordnung geprüft.

### 2.6.1 Test der Linearität

a) Der Nachweiskristall (NaJ) wurde mit einem 0.5 Hz  $\gamma$ -Signal bestrahlt, das von einem an die Magnetstromversorgung gekoppelten mechanischen Chopper und einer 0.1 Ci Hf<sup>181</sup>-Quelle erstellt wurde. Die Differenz der Ausgangsspannung des Integrators (2.3) änderte sich mit einer zusätzlichen 70 Ci Sc<sup>46</sup>-Quelle um weniger als 5%.

b) Die Spannungsdifferenz  $U_+ - U_-$  aufeinander folgender Messungen sollte der Intensität polarisierter, am Magneten gestreuter  $\gamma$ -Quanten proportional sein. Diese Proportionalität wurde mit einer Dy<sup>165</sup>-Bremsstrahlungsquelle getestet. Dy<sup>165</sup> hat eine Halbwertszeit von 1392 Minuten. Der Abnahme der Spannungs-Asymmetrie entsprach eine Halbwertszeit von  $(132 \pm 6)$  Minuten.



Eine zweite Dysprosiumquelle (0.8 Ci) direkt neben dem Kristall änderte diese Halbwertszeit um weniger als 10%. In der Abb. 5 ist die Spannungs-Asymmetrie mit den Quellen Dy I + II und Dy I (untere Zeitskala) in Abhängigkeit von der Meßzeit aufgetragen. Bemerkenswert ist die ausgezeichnete Linearität des Nachweissystems.

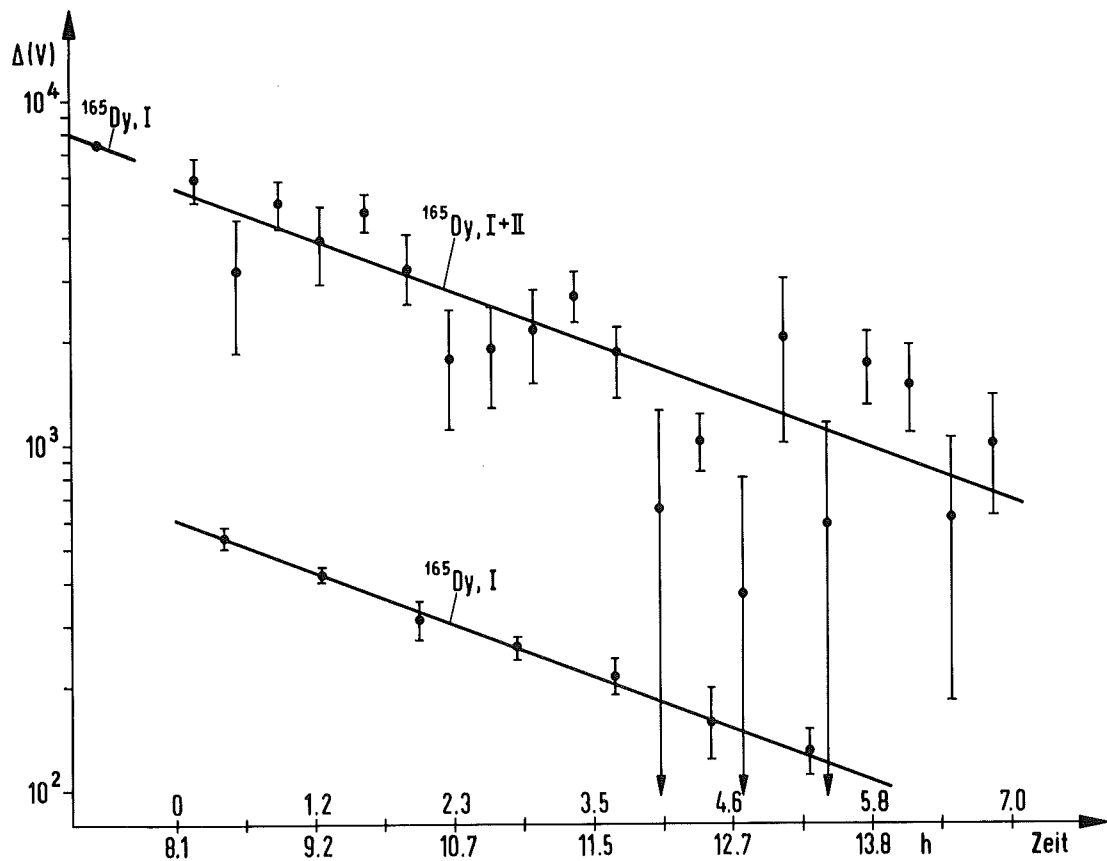


Abb. 5: Test der Linearität mit Dy-Quellen

c) Noch Minuten nach der Bestrahlung leuchtet der Nachweiskristall grünlich nach und verkleinert dadurch die durch Streuung am Magneten erzeugte 0.5 Hz-Komponente. Das Nachleuchten kann folgendermaßen erklärt werden: Bei der Bestrahlung des Kristalls werden Valenzelektronen in das Leitungsband gehoben. Diese können entweder direkt mit einem Aktivator ( $Tl^+$ ) unter Fluoreszenz ( $10^{-6}$  sec) rekombinieren oder in Haftstellen eingefangen werden. Die Wahrscheinlichkeit für deren Zerfall ist der Anzahl der besetzten Haftstellen proportional. Um den relativen Anteil der langlebigen Komponente zu bestimmen, wurde die Multipliaerausgangsspannung während und nach dem Entfernen einer 40 Ci und einer 3.5 Ci  $Sc^{46}$ -Quelle mit einem Spannungs-Frequenzwandler und einem Vielkanalzähler in Abhängigkeit von der Zeit gemessen. Die gemessenen Werte ließen sich mit zwei Exponentialfunktionen sehr gut anpassen (siehe Abb. 6):

|        |                         |   |
|--------|-------------------------|---|
| 40 Ci  | $X_1 = (5.9 \pm 0.1)\%$ | $T_{1/2}^1 = (0.37 \pm 0.01) \text{ sec}$ |
|        | $X_2 = (2.2 \pm 0.1)\%$ | $T_{1/2}^2 = (2.47 \pm 0.1) \text{ sec}$  |
| 3.5 Ci | $X_1 = (4.8 \pm 0.4)\%$ | $T_{1/2}^1 = (0.39 \pm 0.04) \text{ sec}$ |
|        | $X_2 = (4.0 \pm 0.3)\%$ | $T_{1/2}^2 = (4.9 \pm 0.5) \text{ sec}$   |

Für den Bereich von 0.15 bis 0.95 sec, in dem der Integrator (siehe 2.3) aktiv ist, ergibt sich ein Nachleuchtanteil:

40 Ci:  $(4.2 \pm 0.3)\%$                       3.5 Ci:  $(5.7 \pm 0.6)\%$

Die relative Abnahme des Nachleuchteffektes der längerlebigen Komponente mit der Quellstärke ist bemerkenswert. Sie ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß die Zerfallswahrscheinlichkeit nicht mehr allein der Zahl der besetzten Haftstellen  $n$ , sondern bereits merklich dem Produkt von Haftstellen und Leerstellen  $n^2$  proportional ist.

Um Nichtlinearitäten durch den Aufbau längerlebiger Störzentren bei Beginn einer Messung zu vermeiden, wurde diese entweder erst 1 Stunde nach dem Einbau der Quelle begonnen oder bei Quellen mit kurzen Halbwertszeiten ( $\text{Hf}^{180\text{m}}$ ) der Kristall mit einer anderen Quelle entsprechender Stärke vorbestrahlt.

Die verschiedenen Kontrollmessungen zeigen, daß auch bei Verwendung starker Quellen die Linearität gesichert ist.

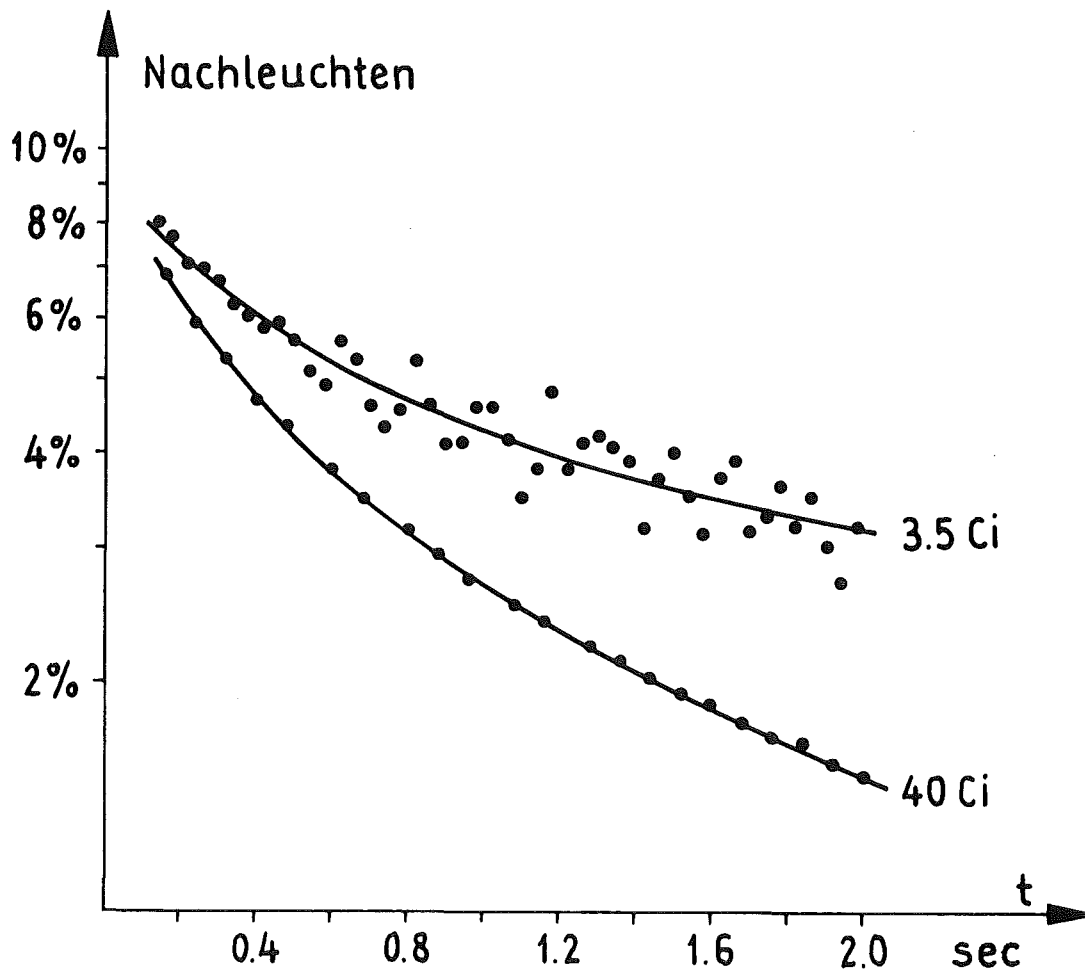


Abb. 6: Nachleuchten eines CsJ(Tl)-Kristalls (Harshaw 8D8X)

### 2.6.2 Test der Stabilität

Zur Prüfung der Stabilität der Meßanordnung wurde  $\sigma$  berechnet und mit dem experimentellen Ergebnis verglichen. Die gefundene Übereinstimmung ist im Hinblick auf die Fehler bei der Bestimmung der Quellstärke und der Nachweiswahrscheinlichkeit nicht sehr signifikant. Deshalb wurden zusätzlich Blöcke von jeweils 10 Messungen gebildet und deren Streuung  $s_i^2$  mit der mittleren Varianz verglichen (Varianz-Quotiententest). Nach dem Einsatz von Batterien für die Spannungsversorgung des Multipliers waren die Streuungen dieser Blöcke in guter Übereinstimmung mit der Streuung der jeweiligen Gesamtmessung.

### 2.6.3 Test der Analysierwirkung

Die Analysierwirkung für den Nachweis 100% polarisierter  $\gamma$ -Quanten ist

$$\varepsilon(k) = 2f \langle \vec{g}\vec{\zeta}/\phi_0 \rangle \quad (\text{siehe 2.1})$$

Der Anteil polarisierter Elektronen  $f = 7.5\%$  wurde durch Messung der Magnetisierung bestimmt und  $\langle \vec{g}\vec{\zeta}/\phi_0 \rangle$  mit einer modifizierten Version eines Computerprogramms von Behrens (1966) berechnet. Dieses Programm berücksichtigt die Ausdehnung und die Eigenschaften des Nachweiskristalles, windschief gestreute  $\gamma$ -Quanten, die unterschiedliche Absorption vor und nach der Streuung im Eisen, die Absorption in den Bleifiltern und den der  $\gamma$ -Energie proportionalen Beitrag zum Multiplierstrom. Die Rechnung lieferte für 482 keV  $\gamma$ -Quanten eine Analysierwirkung  $\varepsilon(482 \text{ keV}) = 5.5\%$ . Berücksichtigen wir noch die Streuung an den Messingstäben der Magnetkern-Halterung (9%), sowie den Nachleuchteffekt des Kristalles (5%), so reduziert sich die Analysierwirkung auf 4.4% für 482 keV  $\gamma$ -Quanten.

Die berechnete Analysierwirkung läßt sich durch Messung der zirkularen Polarisation von Bremsstrahlung und Vergleich mit dem

theoretisch erwarteten Wert testen. Geeignet sind Bremsstrahler mit  $Z\alpha E/p < 1$ , da nur unter dieser Voraussetzung die benutzten Theorien (siehe Kap. 4) für die Ausbeute und Polarisation der Bremsstrahlung gültig sind. Außerdem sollte das mit Blei gefilterte Bremspektrum ein Maximum im Bereich um 500 keV aufweisen, in dem auch die zu untersuchende Kern- $\gamma$ -Strahlung emittiert wird.

$P^{32}$  ( $\alpha Z \approx 0.1$ ,  $E_0 = 1.711$  MeV) erfüllt diese Forderungen. Die gemessenen Effekte, die Ausbeute an Innerer (IB) und Äußerer Bremsstrahlung (EB) und deren mittlere Analysierwirkung sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Tabelle 1: Ergebnisse für die Bremsstrahlung von  $P^{32}$

| Blei um<br>den<br>Kristall | $\delta \times 10^2$ | Ausbeute<br>$\times 10^3$ | Polari-<br>sation | mitt-<br>lere<br>Polari-<br>sation | $\epsilon(482$<br>keV)<br>ge-<br>messen | $\epsilon(482$<br>keV)<br>berech-<br>net |
|----------------------------|----------------------|---------------------------|-------------------|------------------------------------|---|--|
| 1 mm                       | $-1.4 \pm 0.1$       | IB 1.32                   | -0.48             | -0.32                              | 4.4%                                    | 4.4%                                     |
|                            |                      | EB 2.83                   | -0.25             |                                    |   |  |
| 2 mm                       | $-1.8 \pm 0.1$       | IB 1.21                   | -0.56             | -0.39                              | 4.6%                                    |  |
|                            |                      | EB 2.20                   | -0.30             |                                    |   |  |

Die berechnete und die gemessene Analysierwirkung stimmen ausgezeichnet überein. Da die berechnete Analysierwirkung bei einem ähnlichen Magneten durch  $\beta$ - $\gamma$ -Zirkularpolarisations-Messungen an  $Co^{60}$  und  $Na^{22}$  mit 5% Genauigkeit bestätigt werden konnte (Behrends et al.(67)), ist die  $P^{32}$ -Messung gleichzeitig ein Test der berechneten Ausbeuten und Polarisationen von Innerer und Äußerer Bremsstrahlung (Kap. 4).

Eine weitere Methode zur Eichung eines Analysators ist die von Lobashov et al. (1971) benutzte Doppelstreuung, die einen zweiten möglichst gleichen Magneten erfordert und ebenfalls die Kenntnis der Energieabhängigkeit der Analysierwirkung voraussetzt. Lobashov et al. fanden für ihre Magneten eine Analysierwirkung von  $\epsilon(482 \text{ keV}) = (5 \pm 1)\%$ . Unter Berücksichtigung der bei Lobashov et al. nicht notwendigen Magnetkernhalterung und des wegen einer größeren Pausenzeit kleineren Nachleuchteffektes des Nachweiskristalles stimmen die Analysierwirkungen im Rahmen der Fehler gut überein.

### 3. Systematische Fehler

Die Verwendung starker Quellen und eines Magneten hoher Umpol-  
frequenz erlaubt zwar die notwendige statistische Genauigkeit  
und Stabilität zu erreichen, um Effekte zwischen  $10^{-7}$  und  $10^{-8}$   
zu messen, aber mit zunehmender statistischer Genauigkeit wächst  
auch die Möglichkeit systematischer Fehler. Durch Meßanord-  
nungen, die für mögliche Störeffekte wie

1. elektronische Asymmetrien
2. Magnetfeldeinfluß
3. Magnetostriktion und Doppelstreuung
4. Meßsystem mit Schraubensinn
5. Rückstoßelektronen
6. Radioaktiver Zerfall der Quelle

spezifisch sind, konnte deren Beitrag abgeschätzt werden.

#### 3.1 Elektronische Asymmetrien

die durch Erdschleifen und kapazitive und induktive Kopplungen  
zwischen Magnetumpol- und Integriersystem zustande kommen, lassen  
sich relativ leicht durch konsequente Trennung von Meß- und  
Abschirm-Erde beseitigen und durch Messung ohne Quelle feststel-  
len. Am Eingang des Verstärkers wurde bei einem Dunkelstrom von  
4 nA des Photomultipliers ein 1/2 Hz Signal von

$$I_{1/2} = (0.5 \pm 2.0) \times 10^{-15} \text{ A}$$

gefunden. Bei einem Gleichstrom von  $I_0 = 0.3$  bis zu  $1 \mu\text{A}$  (Ta/Ti-  
Messung) ist die elektronische Asymmetrie

$$\delta_1 \leq 2 \times 10^{-8}$$

#### 3.2 Magnetfeldeinfluß

Beim Umpolen des Magneten ändert sich das Magnetfeld am Ort  
von Multiplier, Nachweiskristall, Quelle, Integriersystem und  
natürlich auch am Ort des Magneten selbst, der infolgedessen

aufgrund der Wechselwirkung mit dem Erdfeld schwingt.

### 3.2.1 Multipliiier

Die Magnetfeldabhängigkeit verschiedener Multipliiertypen wurde untersucht, dabei erwies sich der RCA 8053 - ein Jalousientyp - als besonders magnetfeldunempfindlich: ~ 1 %/Oe Verstärkungsänderung bei einem Magnetfeld in Achsenrichtung und 2.5 % /Oe senkrecht zur Achsenrichtung. Mehrere Eisenzyylinder schirmen das Magnetfeld im Bereich des Photomultipliers auf  $8 \times 10^{-4}$  Oe ab. Die Magnetfeldänderung beim Umpolen des Magneten erzeugt eine Asymmetrie

$$\delta = -(10 \pm 2) \times 10^{-7}.$$

Zwei Mu-Metallzylinder reduzieren dieses Magnetfeld weiter auf  $\leq 4 \times 10^{-6}$  Oe, so daß die vom Magnetfeld herrührende Asymmetrie

$$\delta_{21} \leq 5 \times 10^{-9}$$

sein sollte.

### 3.2.2 Nachweiskristall

Compton- und Photoelektronen werden durch das Streufeld im Szintillator abgelenkt. Sind Inhomogenitäten im Kristall vorhanden, kann es in Abhängigkeit vom Magnetfeld zu einer unterschiedlichen Lichtausbeute kommen. Bodenstedt et al. (1969) haben bei Plastik-Szintillatoren Effekte in der Größenordnung  $10^{-6}$ /mOe gefunden. Der Magnetfeldeinfluß auf die von uns verwendeten Alkalihalogenidkristalle wurde folgendermaßen untersucht:

Eine um einen NaJ(Tl)-Kristall gelegte Hilfsspule erzeugte ein Feld von  $H_- = 14$  Oe und  $H_+ = -21$  Oe. Gemessen wurde eine Asymmetrie von

$$\delta = +(2.4 \pm 2.7) \times 10^{-7}.$$



Der Magnet und das Erdfeld erzeugen am Ort des Kristalls ein Feld  $H_- = 2.1 \pm 0.1$  Oe und  $H_+ = -2.1 \pm 0.1$  Oe. Infolgedessen sollte die vom Feld des Magneten herrührende Asymmetrie

$$\delta_{22} \leq 5 \times 10^{-8}$$

sein.

### 3.2.3 Quelle

Das Feld des Magneten könnte die Atomkerne direkt oder bei paramagnetischen Stoffen über eine Ausrichtung der Hüllenelektronen indirekt polarisieren. Da jedoch die Polarisation des Kerns und die der Eisen-3d-Elektronen im Magneten korreliert ist, kann es zu einem Effekt nur bei einem in beiden Polungen dem Betrage nach unterschiedlichen Magnetfeld kommen.

Die Kernpolarisation liegt bei Zimmertemperatur in der Größenordnung  $10^{-9}$  H/Oe, so daß bei einer Magnetfeldänderung von  $|\Delta H| = 0.1$  Oe nur ein vernachlässigbarer Effekt von  $\delta \leq 10^{-10}$  erwartet werden kann.

Von den untersuchten Substanzen ist nur  $Gd_2O_3$  paramagnetisch. Die für paramagnetische Stoffe bei Zimmertemperatur zu erwartenden Kernpolarisationen sind sicher nicht größer als die Hüllenelektronenpolarisation

$$\frac{\mu_B H_a}{kT} \sim 2.2 \times 10^{-7} H_a / \text{Oe},$$

so daß selbst bei einer Feldänderung von  $|\Delta H_a| = 0.1$  Oe nur ein Effekt

$$\delta_{23} \leq 3 \times 10^{-8}$$

möglich ist.

### 3.2.4 Magnet

Der Magnet schwingt aufgrund der Wechselwirkung seines Magnetfeldes mit dem Erdfeld mit 0.5 Hz. Abb. 7a zeigt die Verlagerung des frei stehenden Magneten in Abhängigkeit von der Zeit nach dem Umpolen des Magneten, Abb. 7b die Verlagerung mit einem zusätzlichen Magnetfeld von 0.85 Oe am Ort des Magneten kurz vor dem Umpolen des Magneten. Die Messungen wurden mit dem Verlagerungsaufnehmer PR 9310 von Philips ausgeführt.

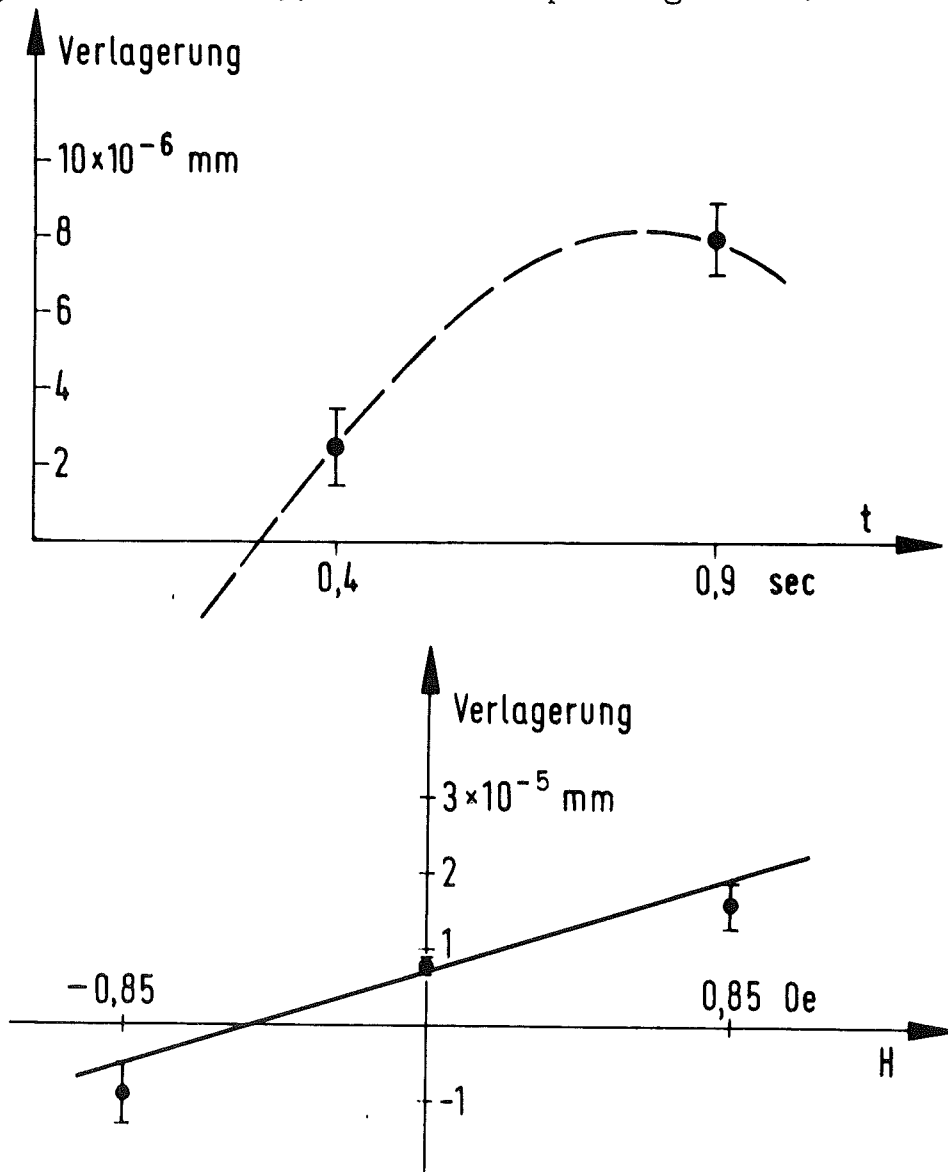


Abb. 7: Verlagerung der Frontfläche des Streumagneten

Der befestigte Magnet verschiebt sich um weniger als  $10^{-6}$  mm, so daß die Asymmetrie auch ohne Bleikollimatoren, mit denen eine konstante Streufläche ausgeblendet werden kann, kleiner als  $10^{-9}$  wird. Hieraus wurde berechnet, daß die entstehende apparative Asymmetrie

$$\delta_{24} < 10^{-9}$$

ist.

### 3.3 Magnetostriktion und Doppelstreuung

Die Magnetostriktion der Bandkerne, aus denen sich die Streufläche zusammensetzt, wurde mit Dehnungsmeßstreifen und einer Trägerfrequenz-Meßbrücke (Philips PR 9303) in Abhängigkeit vom Magnetstrom gemessen.

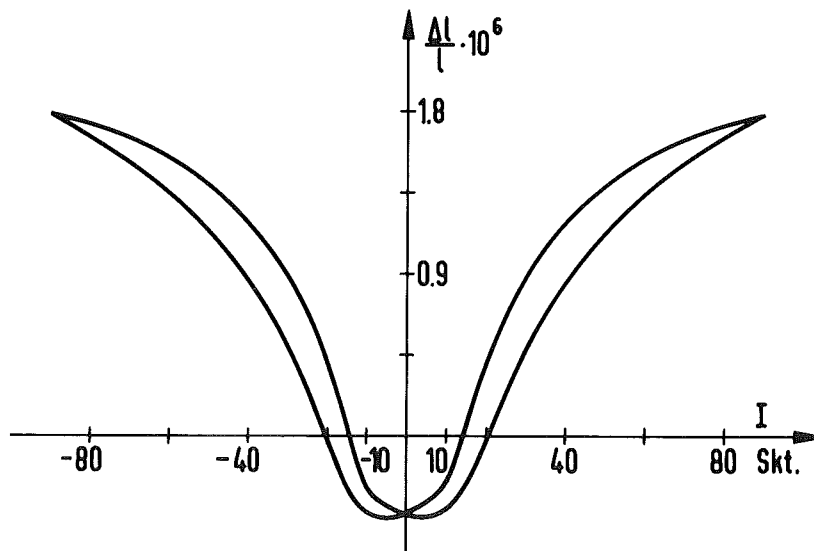


Abb. 8: Magnetostriktion eines Trafoperm N2-Bandkernes

Für  $\Delta I/I = 10\%$  ist die Längenänderung  $\Delta l/l = 5 \times 10^{-8}$ . Die kurzzeitige Stabilität der Stromversorgung ist  $\leq 10^{-4}$ , so daß eine von der Magnetostriktion herrührende Asymmetrie  $\leq 10^{-10}$  ist.

Unpolarisierte  $\gamma$ -Quanten können

1. durch Streuung an polarisierten Elektronen zirkular polarisiert und in einem zweiten Streuprozeß analysiert werden
2. polarisierte Rückstoßelektronen erzeugen, deren Bremsstrahlung analysiert wird.

Beide Prozesse sind dem Quadrat der Elektronenpolarisation  $f$  proportional und können infolgedessen nur dann die Intensität gestreuter Quanten ändern, wenn der Betrag der Magnetisierung in beiden Magnetpolungen verschieden ist. Aufgrund des zusätzlichen Faktors für Bremsstrahlungserzeugung ( $\sim Z \alpha r_0^2$ ) kann der zweite Prozeß gegenüber dem ersten vernachlässigt werden. Für den ersten Störeffekt gilt:

$$\delta \sim 2d \frac{\Delta M}{M} \epsilon^2 = 16 \times 10^{-4} \frac{\Delta M}{M}$$

$d = 40\%$  ist der Anteil der doppelt gestreuten  $\gamma$ -Quanten. Um  $\delta_{31} < 10^{-7}$  zu erreichen, muß  $\frac{\Delta M}{M} < 0.6 \times 10^{-4}$  sein.

Eine Asymmetrie in der Magnetisierung kann durch einen asymmetrischen Magnetstrom zustande kommen. Abb. 9 zeigt den mit dem Magneten SM1 und einer  $Sc^{46}$ -Quelle aufgenommenen Effekt  $\delta$  in Abhängigkeit von der Asymmetrie des Polarimeterstromes  $(I_+ - I_-)/I$ .

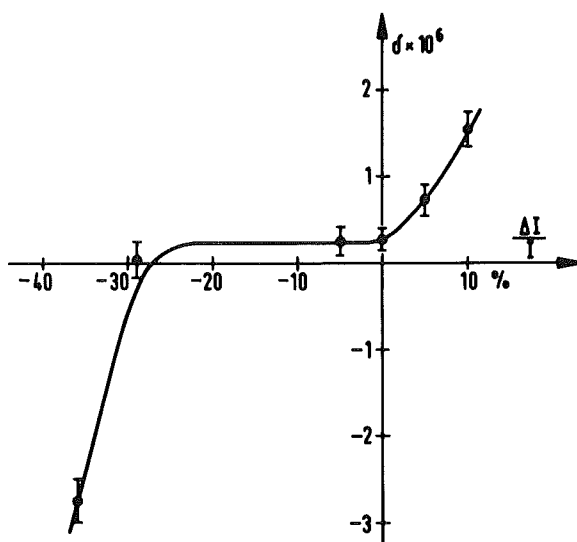


Abb. 9: Mit einer  $Sc^{46}$ -Quelle beobachteter Effekt  $\delta$  in Abhängigkeit von der Asymmetrie des Polarimeter-Stromes

Für  $\Delta I/I = 10\%$  ist der Störeffekt  $\delta \leq 3 \times 10^{-6}$ . Eine Stromänderung von  $10^{-4}/\text{sec}$  kann infolgedessen nur einen von der Magnetostraktion und der Doppelstreuung herrührenden Effekt von

$$\delta_{32} \leq 3 \times 10^{-9}$$

verursachen.

Der bei  $\Delta I/I = 0$  auftretende Effekt  $\delta = (2.6 \pm 0.4) \times 10^{-7}$  wechselte bei Umkehr des Magneten (SM1) sein Vorzeichen ( $\delta = -(2.3 \pm 0.9) \times 10^{-7}$ ) und kann deshalb nicht auf eine permanente, stromunabhängige Magnetisierung des Streuers zurückgeführt werden. Ein zusätzliches konstantes Magnetfeld von 1.4 Oe änderte den Effekt innerhalb der statistischen Genauigkeit nicht, so daß auch eine durch das Magnetfeld der Erde erzeugte Asymmetrie entfällt. Die Belegung der Streufläche des Magneten mit 5 mm Blei ergab einen mit Null verträglichen Wert, so daß in Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Kapitel 3.2 auch ein Magnetfeldeinfluß auf Multiplier und Kristall den Störeffekt nicht erklären kann.

Dies legt den Schluß nahe, daß die störende Asymmetrie durch einen der Magnetisierung proportionalen Streuprozess im Magneten entsteht. Da die Compton-Streuung paritätssinvariant ist, dürfte bei Rotations-Symmetrie keine Asymmetrie auftreten. Infolgedessen muß das Meßsystem - Quelle, Magnet und Nachweiskristall - selbst einen Schraubensinn bzw. 3-Bein auszeichnen.

### 3.4 Meßsystem mit Schraubensinn

Der Einfluß eines Schraubensinnes in der Anordnung der Bandkerne oder einer gleichzeitigen Dejustierung der Quelle und des Kristalles senkrecht zur Magnetachse in zueinander orthogonalen Richtungen soll im folgenden untersucht werden.

#### 3.4.1 Magnet

Um die Möglichkeit eines derart vom Meßsystem abhängigen Störeffektes zu testen, wurden zwei zur Achse Quelle - Wolframkonus -

Kristall symmetrisch angeordnete Bandkerne um den Winkel  $\phi = \pm 6.5^\circ$  um die Verbindungslinie der Streuflächenmittelpunkte gedreht

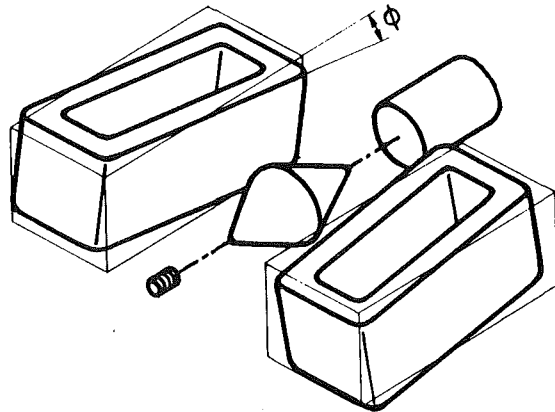


Abb. 10: Nach einer Drehung der Bandkerne um den Winkel  $\phi(\pm 6.5^\circ)$  ist das Meßsystem nicht mehr spiegelungsinvariant.

und folgende Effekte gemessen

$$\delta(1 \text{ MeV}) = (318 \pm 7) \times 10^{-7}$$

$$\delta(343 \text{ keV}) = (91 \pm 19) \times 10^{-7} .$$

Um Asymmetrien von  $\delta_4 = 1 \times 10^{-7}$  bei dem Streumagneten ausschließen zu können, muß infolgedessen bei der Anordnung der Bandkerne sichergestellt sein, daß  $\phi \leq 0.02^\circ$  ist. Beim ersten Streumagneten SM1 betrug der Winkel zwischen Rotationsachse und Magnetisierung bis zu  $0.2^\circ$ . Dem mit  $\text{Sc}^{46}$ -Quellen gefundenen Effekt  $\delta = (2.6 \pm 0.4) \times 10^{-7}$  entspricht infolgedessen ein Schraubensinn in der Meßanordnung von  $0.04^\circ$  Steigung. Um nachzuweisen, daß der Störeffekt eindeutig dem Magneten zugeordnet werden kann, wurden Quelle und Kristall derart verschoben, daß

sie ebenfalls einen Schraubensinn auszeichnen.

### 3.4.2 Dejustierungen

Abb. 11 zeigt deutlich, daß der  $Ti^{46}$ -Effekt von der vertikalen Position der Quelle  $x$  bei gleichzeitiger horizontaler Dejustierung des Kristalles abhängt. Bei nur einer Dejustierung - Kristall oder Quelle - dürfte keine Asymmetrie auftreten, da eine Dejustierung keinen Schraubensinn auszeichnet. Der konstante von Null verschiedene Effekt muß infolgedessen allein vom Magneten SM1 herrühren.

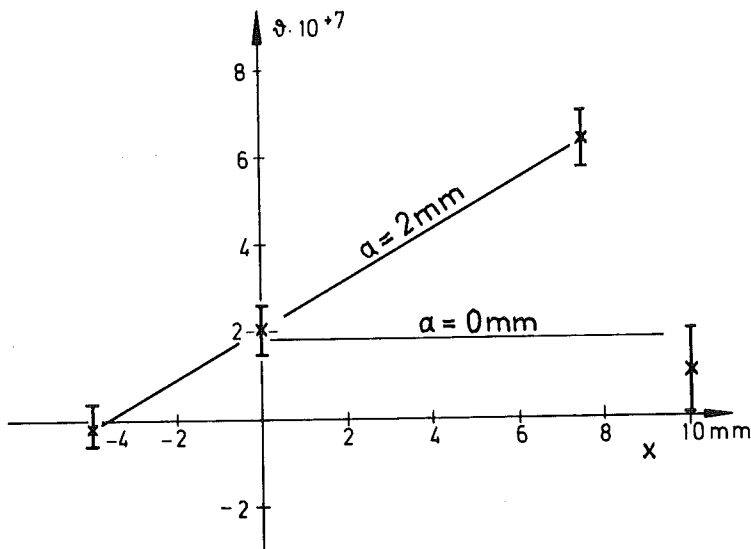


Abb. 11: Abhängigkeit des  $Ti^{46}$ -Effektes von der vertikalen Quellposition  $x$  und der horizontalen Dejustierung  $a$  des Kristalles (mit Magnet SM1).

Eine gleichzeitige Dejustierung von Quelle und Kristall um 2 mm oder ein Schraubensinn des Magneten von  $\phi = 0.02^\circ$  können infolgedessen einen Effekt

$$\delta_4 \approx 1 \times 10^{-7}$$

verursachen.

Mit einem unter sorgfältigster Vermeidung eines Schraubensinns gebauten Magneten SM2 und einem auf 2/10 mm genau einjustierten System Quelle - Magnet - Kristall wurde

$$\delta(\text{Ti}^{46}) = (0.04 \pm 0.29) \times 10^{-7}$$

gefunden.

### 3.4.3 Strahlungskorrekturen zur Comptonstreuung

Ein Schraubensinn in der Meßanordnung führt zu einer Spinkomponente in  $(\vec{k} \times \vec{k}')$ -Richtung. Der gefundene Effekt könnte sich also durch einen Wirkungsquerschnitt der Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + a \vec{\zeta} (\vec{k} \times \vec{k}') / |\vec{k} \times \vec{k}'|)$$

erklären lassen.

Ein solcher Term tritt in erster nichtverschwindender Ordnung der Störungstheorie nicht auf. Er wird jedoch durch keine Symmetrieforderungen verboten und entsprechende nichtverschwindende Beiträge in nächst höherer Ordnung der Störungstheorie (Abb. 12) wurden von Frolov (1961), Miller und Wilcox (1961) berechnet.

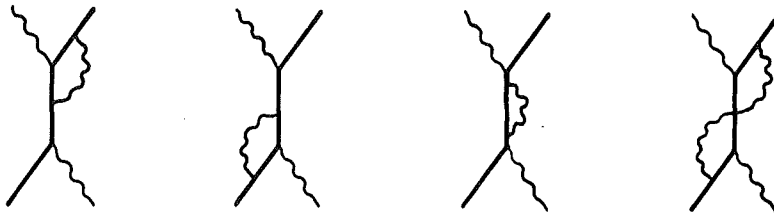


Abb. 12: Strahlungskorrekturen zum Comptoneffekt

In nichtrelativistischer Näherung gilt:

$$a \frac{d\sigma_0}{d\Omega} = - \frac{1}{3} \alpha r_0^2$$



Bock (69,71) hat versucht, diese Links-Rechts-Asymmetrie zu messen, dabei fand er einen wesentlich größeren von der Dicke des Streuers abhängigen Effekt, der infolgedessen durch Doppelstreuung zustande kommen muß und aus der Optik als Faraday-Effekt bekannt ist. Weitere Korrelationen zwischen Elektronenspin und Photonenpolarisation wurden von Ryskin und Frolov (1971) und Bock (1971a) berechnet.

#### 3.4.4 Faraday-Effekt

Die folgende Abschätzung zeigt, daß die gefundene vom Meßsystem abhängige Asymmetrie auf den Faraday-Effekt zurückgeführt werden kann.

$\gamma$ -Quanten werden beim ersten Streuprozeß linear polarisiert.

$$|\xi_3| = \frac{\sin^2 \delta}{\frac{k}{k'} + \frac{k'}{k} - \sin^2 \delta}$$

Die Polarisationsebene ( $\xi_3$ ) dreht sich beim Durchgang durch magnetisiertes Eisen um den Winkel

$$\theta = \frac{1}{2} (n_- - n_+) \vec{k} \vec{\zeta} t / |\vec{k}|$$

t = zurückgelegte Strecke

$n_{\pm}$  = Brechungsindex für positive bzw. negative Helizität

und ändert dadurch den Wirkungsquerschnitt für den zweiten Streuprozeß

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{k''}{k'}\right)^2 \left(\frac{k'}{k''} + \frac{k''}{k'} - (1 - \xi_3 \cos 2(\chi + \phi)) \sin^2 \omega\right)$$

$\omega$  ist der Streuwinkel bei der zweiten Streuung.  $\chi$  der Winkel zwischen der ersten und zweiten Streuebene bei einer Meßanordnung ohne Schraubensinn. In diesem Falle wird bei Umkehr der

## Magnetisierung und Mittelung über die Geometrie

$$\delta \sim 4d \langle \xi_3 \theta \sin 2 \chi \rangle = 0 .$$

Wurden aber die Bandkerne entsprechend Abb. 10 um den Winkel  $\phi$  gedreht, wird

$$\delta \sim 4d \langle \xi_3 \theta \phi \cos 2 \chi \rangle \neq 0 .$$

d = Anteil der doppelt gestreuten Quanten

Die Asymmetrie  $\delta$  wurde mit einem Computerprogramm berechnet und aus den gemessenen Werten die Rotation der Polarisations-ebene pro cm Weglänge in Magnetisierungsrichtung bestimmt. Die Werte stimmen innerhalb der Fehler mit den von Bock und Luksch (1971) und Lobashov und Mitarbeitern (1971) für 333 keV  $\gamma$ -Quanten gewonnenen Ergebnissen von  $(0.27^{\circ} \pm 0.02^{\circ}) \text{ cm}^{-1}$  überein.

### 3.5 Rückstoßelektronen

Bei Dejustierungen, die zu Beiträgen des Faraday-Effektes führen, tritt ein weiterer Störeffekt auf. Compton-Rückstoßelektronen folgen je nach Magnetfeldrichtung im Eisen Schraubenlinien unterschiedlicher Drehrichtung, erzeugen Bremsstrahlung und bei Abweichungen des Polarimeters von der Rotationssymmetrie eine apparative Asymmetrie.

Diese Beiträge wurden mit einer 1.8 mm unter der Oberfläche eines Bandkernes eingesetzten (Sr-Y)<sup>90</sup>- $\beta^-$ -Quelle gemessen und bei einem Winkel  $\phi = (45 \pm 20)^{\circ}$  (siehe Abbildung 13) ein Effekt von  $(200 \pm 1) \times 10^{-4}$  gefunden. Hieraus wurde berechnet, daß Dejustierungen von Kristall und Quelle in x- bzw. y-Richtung um 1.0 mm einen Effekt

$$\delta_5 \approx 2 \times 10^{-7}$$

zur Folge haben.

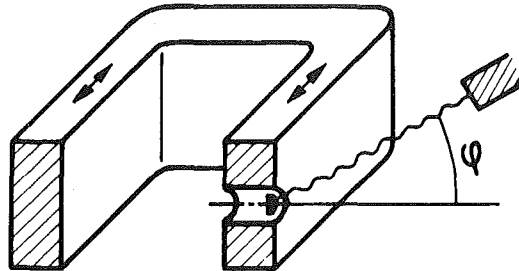


Abb. 13: Meßanordnung zur Bestimmung des durch Bremsstrahlung von Rückstoßelektronen erzeugten Effektes

### 3.6 Radioaktiver Zerfall der Quellen

Da die Quellen radioaktiv zerfallen, nimmt die Intensität der in aufeinanderfolgenden Meßintervallen am Magneten gestreuten  $\gamma$ -Quanten ab. Der Beitrag dieser Asymmetrie zum Meßeffect soll im folgenden abgeschätzt werden.

Die kürzeste Halbwertszeit der untersuchten Quellen ist 5.5 Stunden, dieser entspricht eine Aktivitätsabnahme von  $3.5 \times 10^{-5}/\text{sec}$ . Die Abnahme wird vom Verstärker aufgrund der unteren Grenzfrequenz von 0.05 Hz um  $7 \times 10^{-4}$  schwächer übertragen als das Nutzsignal. Außerdem verringert auch die ungerade gewählte Pausenzeit (7 sec), die zum Auslesen der Zähler auf Lochstreifen notwendig ist, den Störeffekt, so daß die vom radioaktiven Zerfall der  $\text{Hf}^{180}$ -Quelle herrührende Asymmetrie kleiner  $10^{-12}$  wird und infolgedessen vernachlässigt werden kann.

### 3.7 Zusammenfassung

Die Untersuchung möglicher systematischer Fehler hat gezeigt, daß Asymmetrien in der Größenordnung von  $1 \times 10^{-7}$

1. bei Dejustierungen im System Quelle-Magnet-Kristall vom Faraday-Effekt  $\delta_4$  und der Bremsstrahlung von Rückstoßelektronen  $\delta_5$
2. von Doppelstreuung  $\delta_{31}$  in Verbindung mit einer dem Magneten eigenen remanenten Magnetisierung

herrühren können.

Da der Faraday-Effekt, die Bremsstrahlungsausbeute und die Wahrscheinlichkeit für Doppelstreuung mit der  $\gamma$ -Energie zunehmen, sollten zu Kontrollmessungen unpolarisierte  $\gamma$ -Quanten verwendet werden, deren Energie höher ist als diejenige des zu untersuchenden  $\gamma$ -Überganges.

#### 4. Bremsstrahlung

Alle benutzten radioaktiven Quellen, von Hf<sup>180m</sup> abgesehen, zerfallen durch  $\beta$ -Zerfall, der von Innerer und Äußerer polarisierter Bremsstrahlung begleitet wird. Diese Bremsstrahlung kann je nach  $\beta$ -Grenzenergie und zugehörigem prozentualem Anteil am  $\beta$ -Zerfall zur gemessenen Intensitäts-Asymmetrie  $\delta$  beitragen. Dieser Beitrag ist gegeben durch:

$$\delta_B = \frac{\int (S^{IB}(k)P^{IB}(k) + S^{EB}(k)P^{EB}(k)) \epsilon(k) d(k) dk}{\sum_j \int (S^{IB}(k) + S^{EB}(k) + q_j) d(k) dk}$$

$S^{IB}(k)$  und  $S^{EB}(k)$  sind die Ausbeuten an Innerer und Äußerer Bremsstrahlung und  $P^{IB}(k)$  und  $P^{EB}(k)$  die zugehörige zirkulare Polarisation.  $q_j$  ist die pro Kern-Zerfall emittierte  $\gamma$ -Linien-Intensität der Energie  $k_j$ . Der Transmissionsfaktor  $d(k)$  enthält die Wahrscheinlichkeit für die Streuung am Magneten, die Absorption vor und nach der Streuung im Eisen und in den Bleiabsorbern, die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kristalls und aufgrund der integralen Strommessung die mittlere Impulshöhe der gestreuten  $\gamma$ -Quanten.  $d(k)$  wurde mit einem Computerprogramm berechnet und mit geeichten Lu<sup>177</sup> (112 keV, 208 keV)-Gd<sup>159</sup> (363 keV)-, Au<sup>198</sup> (412 keV)-, Cu<sup>64</sup> (511 keV)- und Sc<sup>46</sup> (0.889, 1.21 MeV)-Quellen gemessen.

Besitzt der zu untersuchende Kern mehrere  $\beta$ -Spektren mit den relativen Häufigkeiten  $p_i$  und den Grenzenergien  $E_{0i}$  und wird außerdem für die  $\gamma$ -Quanten der Energie  $k_1$  eine zirkulare Polarisation  $P_1$  erwartet, ist obige Gleichung durch

$$\delta = \delta(k_1) + \delta_B = \frac{\sum_i \int (p_i (S_i^{IB}(k)P_i^{IB}(k) + S_i^{EB}(k)P_i^{EB}(k)) + q_1 P_1) \epsilon(k) d(k) dk}{\sum_{i,j} \int (p_i (S_i^{IB}(k) + S_i^{EB}(k)) + q_j) d(k) dk} \quad (4.1)$$

zu ersetzen.  $S_i(k)$  gibt die Zahl der Bremsquanten für das  $i$ -te  $\beta$ -Spektrum an.

Die zirkulare Polarisation und die Spektralverteilung der Inneren Bremsstrahlung wurden mit einem Computerprogramm von Bock (1969 a) berechnet. Für die Ausbeute an Innerer Bremsstrahlung werden die Formeln von Lewis und Ford (1957) und für deren Polarisation die von Pytte (1957) und Ford (1957) benutzt, in denen Coulombkorrekturen in Bornscher Näherung bis zur 1. Ordnung in  $(\alpha Z)$  berücksichtigt sind. Die für  $P^{32}$  ( $\beta^-$ -Grenzenergie 1.711 MeV) berechneten Ausbeuten stimmen im Energiebereich von 60 - 1060 keV besser als 6% mit den Messungen von Berényi und Varga (1969) überein. Die erwartete Polarisation (siehe Abb.15) wurde von Galster (1961) für  $P^{32}$  bestätigt.

Die Ausbeute  $S^{EB}(k)$  und die Polarisation  $P^{EB}(k)$  der EB-Quanten wurden ebenfalls mit einem Computerprogramm berechnet. Bei der Berechnung wird von einem erlaubten  $\beta$ -Spektrum  $N(E)$  und einer longitudinalen Polarisation  $-v/c$  der Elektronen ausgegangen.

Elektronen der Energie  $E$  erzeugen auf ihrem Weg  $d_{max}(E)$  ein EB-Spektrum

$$S^{EB}(k,E)dk = n_0 \int_0^{d_{max}(E)} d\sigma(k,E')dx = n_0 \int_k^E \frac{d\sigma(k,E')}{dE'/dx} dE'$$

Dabei ist

$\frac{d\sigma}{dk}$  der differentielle Wirkungsquerschnitt in Bornscher Näherung für die Produktion von Bremsquanten durch Elektronen der Energie  $E'$ . (Koch und Motz (1959), Formel 3BN)

$\frac{dE}{dx}$  der differentielle Energieverlust der Elektronen in den verschiedenen Quellmaterialien. (Tabellen von Berger und Seltzer (1964))

$n_0$  die Anzahl der Atome pro  $cm^3$  des Quellmaterials.

Nach Mittelung über die Verteilung der Anfangsenergie der Elektronen  $N(E)$  - Coulomb-Korrekturen für den  $\beta^-$ -Zerfall wurden berücksichtigt - erhält man die spektrale Verteilung der EB-Quanten  $S^{EB}(k)$ .

Die skizzierte Berechnung von  $S^{EB}(k)$  vernachlässigt

- a. die Abschirmung des Kernfeldes durch die Hüllenelektronen. Diese Korrektur ist für niederenergetische  $\gamma$ -Quanten notwendig, für die die Ungleichung  $137/Z^{1/3} > E_i E_j / k$  nicht erfüllt ist und kann in unserem Fall vernachlässigt werden.
- b. Coulomb-Korrekturen am Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt. Die benutzte Bornsche Näherung für den Wirkungsquerschnitt geht an der oberen  $\gamma$ -Grenzenergie gegen Null, während der Wirkungsquerschnitt endlich bleibt (Elwert und Haug (1968)). Diese Abweichungen der Intensität an der oberen Grenze spielen aufgrund des  $1/k$ -Verhaltens des Bremsspektrums bei integraler Messung keine Rolle.
- c. den diskontinuierlichen Energieverlust der Elektronen durch Stöße an den Hüllenelektronen. Diese Näherung ist erlaubt, wie die ausgezeichnete Übereinstimmung unserer Rechnungen für das Verhältnis  $S^{EB}(k)/S^{IB}(k)$  mit den Messungen von Berényi und Varga (1969) für  $P^{32}$  in Abb.14 zeigt.

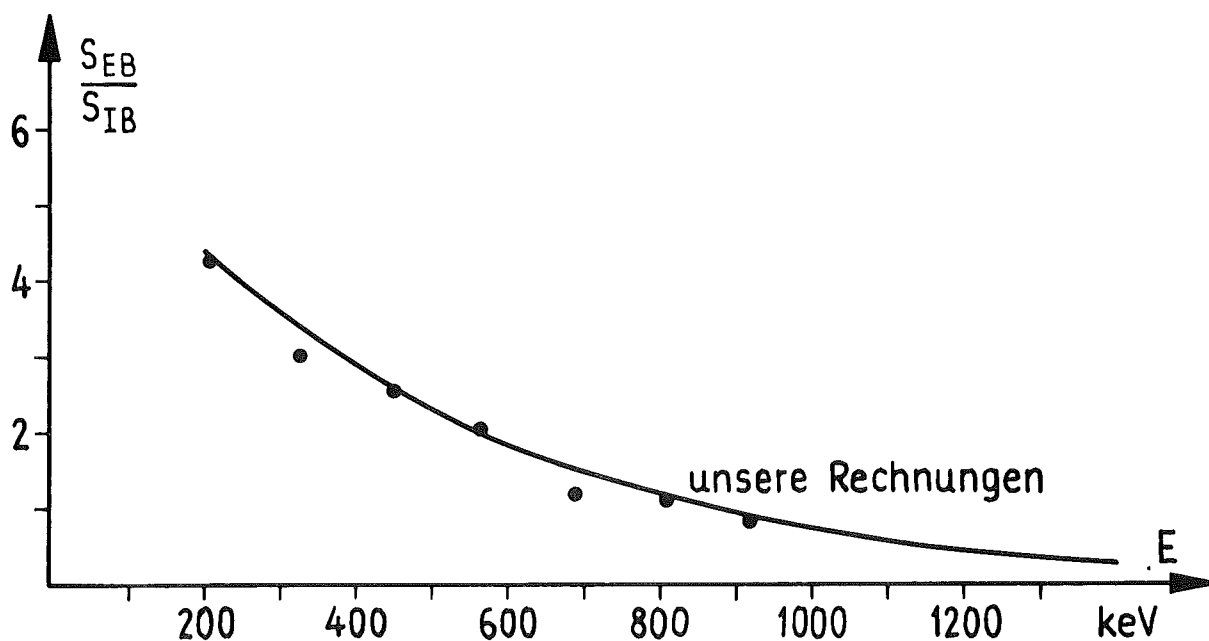


Abb. 14: Das Verhältnis der berechneten Äußeren und Inneren Bremsstrahlungsausbeute. Meßpunkte: Berényi und Varga (1969).

Die zirkulare Polarisation der EB-Quanten der Energie  $k$ , die von Elektronen aus dem Energiebereich  $k$  bis  $E_{oi}$  des  $\beta^-$ -Spektrums  $N(E)$  während der Abbremsung auf die Energie  $k$  erzeugt werden, ist:

$$P_i^{EB}(k) = \frac{n_o \int_k^{E_{oi}} N(E) \frac{v}{c} dE \int_k^E D(E, E') \frac{d\sigma(k, E')/dk}{dE'/dx} P(k, E') dE'}{S_i^{EB}(k)}$$

Dann ist die mittlere auf die  $\gamma$ -Energie  $k_1$  bezogene Polarisation

$$P^{EB}(k_1) = \delta_B / \epsilon(k_1) .$$

Es bedeuten:

$\delta_B$  die Gleichung 4.1 entnommene allein von der Bremsstrahlung her-rührende Asymmetrie.

$P(k, E')$  die Polarisation von EB-Quanten der Energie  $k$ , die von 100% longitudinal polarisierten Elektronen der Energie  $E'$  erzeugt werden. Die Polarisation der Bremsstrahlung wird von Fronsdal und Überall (1958) und McVoy (1957/8) in Abhängigkeit vom Emissionswinkel der EB-Quanten angegeben. Aus diesen Formeln wurde durch numerische Integration über den Streuwinkel  $P(k, E')$  berechnet.

$-\frac{v}{c}$  die longitudinale Polarisation der Elektronen bei Verlassen des Kernes.

$D(E, E')$  die Depolarisation von Elektronen der Anfangsenergie  $E$  nach Abbremsung auf die Energie  $E'$ . Es wurden Abschätzungen von Passatore (1960), die u.a. von Braicovich et al. (1965) experimentell bestätigt wurden, benutzt. Es zeigte sich, daß selbst für die niederenergetischen  $\beta$ -Spektren die Depolarisation der Bremsstrahlung vernachlässigbar ist.

In Abb. 15 ist die Polarisation der EB-Quanten in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen.



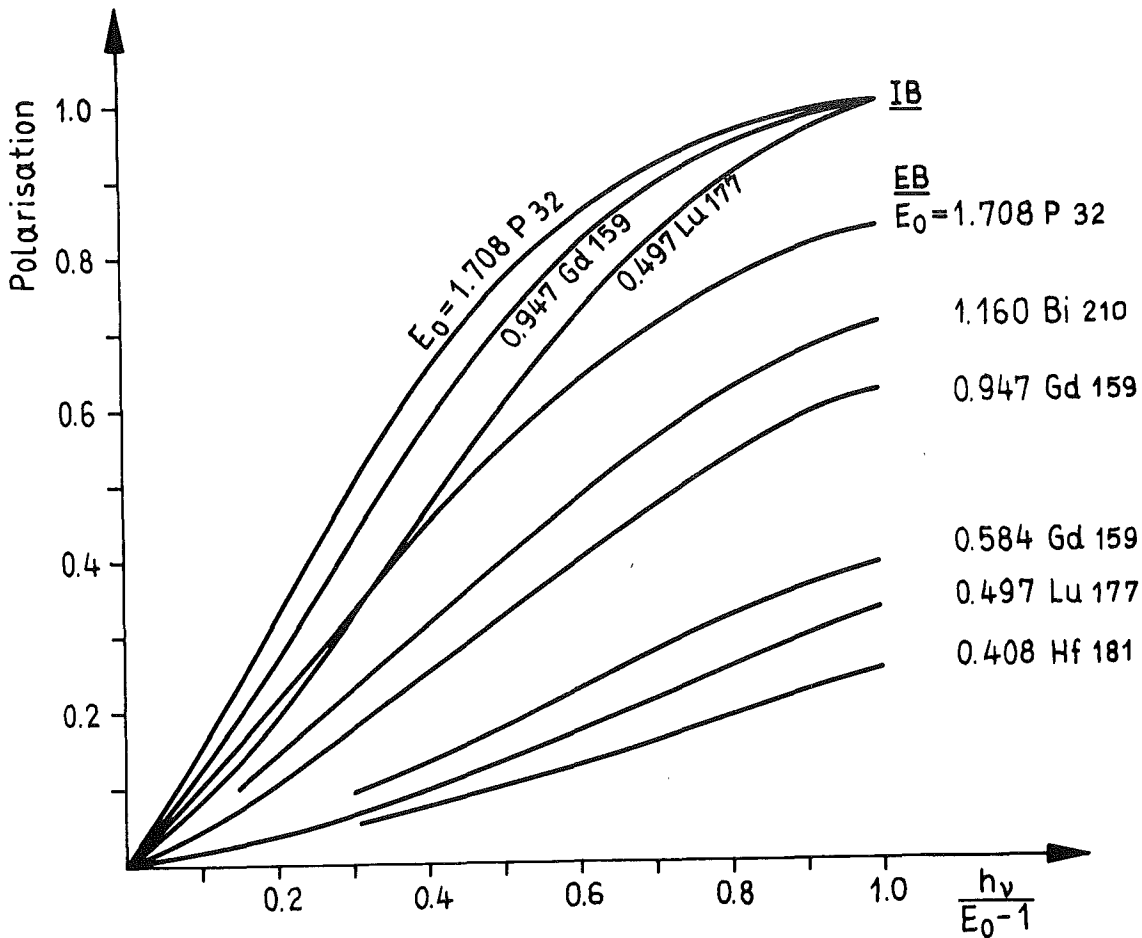


Abb.15: Polarisation von Innerer und Äußerer Bremsstrahlung

Für die Helizitäts-Transfer-Amplitude  $P(k, E')$  wird oft eine modifizierte Näherungsformel von McVoy verwendet

$$P(k, E') = \frac{k}{E' - 1} \left( 1 + \frac{1 - \beta}{2 - \beta} \frac{E' + 1}{E' - 1} \right)^{-1}, \quad \beta = \beta(E')$$

die exakt nur für in Vorwärtsrichtung emittierte Quanten mit maximaler Energie gilt.

Die exakten und die mit dieser Näherungsformel berechneten Ergebnisse für die Polarisation  $P^{EB}(k)$  sind für  $P^{32}$ :

| $k/E_0 - 1$             | 0.97  | 0.80  | 0.60  | 0.40  | 0.20  |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $P^{EB}(k)$ (exakt):    | -0.83 | -0.76 | -0.63 | -0.45 | -0.21 |
| $P^{EB}(k)$ (genähert): | -0.92 | -0.85 | -0.74 | -0.58 | -0.35 |

Entsprechend findet man für die mittlere auf eine  $\gamma$ -Energie von 482 keV bezogene Polarisation

$$P^{EB}(482 \text{ keV}) \quad \begin{array}{ll} \text{(exakt)} & -0.305 \\ \text{(genähert)} & -0.430 \end{array} .$$

Der Vergleich zeigt, daß bei Verwendung der Näherung große Abweichungen auftreten und eine exakte Berechnung der Polarisation der Äußeren Bremsstrahlung notwendig ist.

Die in diesem Kapitel erhaltenen Ergebnisse werden bei der Bestimmung der Analysierwirkung des Magneten (2.6.3) und bei den Bremsstrahlungskorrekturen (6) benutzt. Die Rechnungen wurden für  $Z=13$  ausgeführt und die Ausbeute je nach mittlerem  $Z$  der Quelle korrigiert. Das mittlere  $Z$  der Quelle ergibt sich aus der quadratischen  $Z$ -Abhängigkeit der Äußeren Bremsstrahlungsausbeute und der linearen des spezifischen Energieverlustes der Elektronen:

$$\bar{Z} = \frac{\sum_i \frac{g_i}{A_i} \cdot Z_i^2}{\sum_i \frac{g_i}{A_i} \cdot Z_i}$$

$g_i/A_i$  ist die Anzahl der Mole mit dem Atomgewicht  $A_i$ .

## 5. Die untersuchten Kerne

### 5.1.a Ta<sup>181</sup> und Lu<sup>175</sup>

Der 482.1 keV  $\gamma$ -Übergang in Ta<sup>181</sup> und der 343.4 keV  $\gamma$ -Übergang in Lu<sup>175</sup> sind aus folgenden Gründen zur Suche nach paritätsverbotenen Effekten geeignet.

1. Beides sind sehr stark behinderte M1-E2  $\gamma$ -Übergänge, so daß eine M1- $\tilde{E}1$ -Interferenz begünstigt wird.
2. Um eine möglichst gute statistische Genauigkeit zu erreichen, sind starke  $\gamma$ -Quellen notwendig. Durch (n, $\gamma$ )-Aktivierung lassen sich starke Hf<sup>181</sup>- und Hf<sup>175</sup>-Aktivitäten herstellen, die nach  $\beta^-$ -Emission bzw. Elektroneneinfang zu über 80% über die zu untersuchenden  $\gamma$ -Übergänge zerfallen.

In Abb. 16 ist das Zerfallsschema von Hf<sup>181</sup> und Hf<sup>175</sup> wiedergegeben. Anfangs- und Endzustände der interessierenden  $\gamma$ -Übergänge beider Kerne lassen sich mit denselben Wellenfunktionen im Nilsson-Modell beschreiben. Im Grundzustand sind alle Protonen und Neutronen bis auf ein Proton im  $7/2^+$ -Zustand abgesättigt:  $\psi_f = |7/2^+ 7/2 [404]\rangle$ . Im angeregten Zustand ist dieses Proton im  $5/2^+$ -Zustand:  $\psi_i = |5/2^+ 5/2 [402]\rangle$ . Die Klassifikation nach asymptotischen Quantenzahlen  $[N, n_z, \lambda]$  führt zu Auswahlregeln, nach denen ein M1-Übergang mit  $\Delta\lambda = 2 - \lambda$  ist die Projektion des Bahndrehimpulses des "Leucht-Nukleons" auf die Symmetrieachse des Kern-Rumpfes - verboten ist. Auch der E2-Anteil ist nach den asymptotischen Auswahlregeln verboten.

Die auftretenden Behinderungen relativ zur Einteilchenabschätzung und das E2/M1 Verhältnis  $\eta$  sind in Tabelle 2 angegeben. Die Beträge von M1 und E2 lassen sich aus  $T_{1/2}$  und  $\eta$  berechnen.

Tabelle 2: Experimentell bestimmte Charakteristika des  $\gamma$ -Übergangs:

|                              | Ta <sup>181</sup> (482.1 keV)           | Lu <sup>175</sup> (343.4 keV) |
|------------------------------|---|-------------------------------|
| $T_{1/2}$ (nsec)             | 10.4 $\pm$ 0.4                          | 0.32 $\pm$ 0.02               |
| $\eta = E2/M1$               | 6.4                                     | 0.26                          |
| Behinderung                  | M1 $\sim 3 \times 10^6$<br>E2 $\sim 40$ | $\sim 700$<br>$\sim 3$        |
| Penetration Faktor $\lambda$ | 250 $\pm$ 35                            | 4.5 $\pm$ 1.5                 |

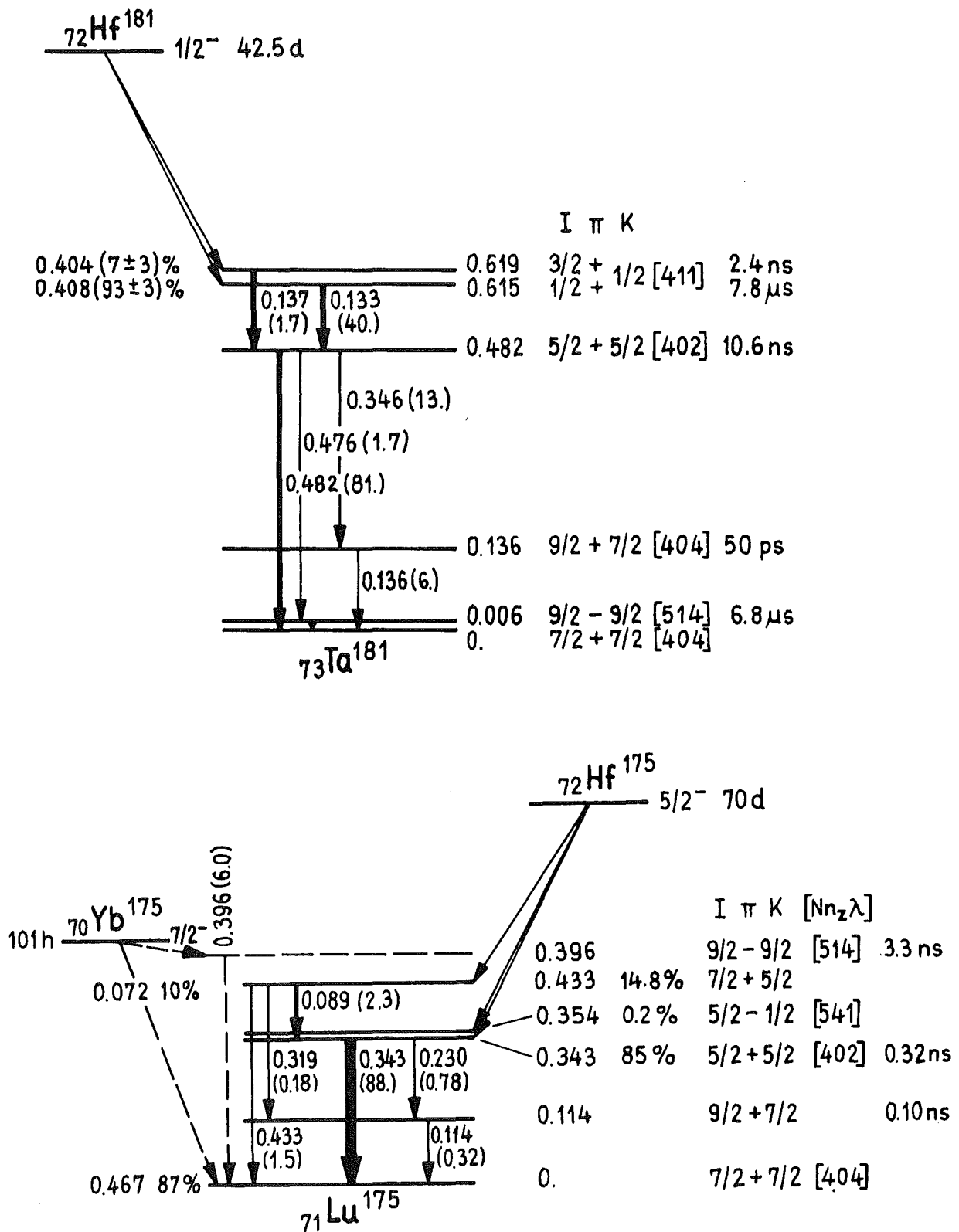


Abb. 16: Zerfallsschema von Hf<sup>181</sup> und Hf<sup>175</sup> nach Lederer et al. (1967) bzw. Johansen et al. (1969); ( ) ≙ γ's pro 100 β<sup>-</sup>-Zerfälle.

Wenn man die zirkulare Polarisation vorhersagen will, benötigt man neben der M1- auch die  $\tilde{E}1$ -Amplitude und das relative Vorzeichen.

Das Vorzeichen der M1-Amplitude muß theoretisch bestimmt werden. Abschätzungen des M1-Anteils mit Hilfe des adiabatischen Nilsson-Modells unter Berücksichtigung der Coriolis-Kopplung zwischen dem  $K=5/2^-$  und  $K=7/2^-$ -Band stimmen für  $\text{Lu}^{175}$  gut mit der experimentellen Übergangsamplitude überein und sagen ein positives Vorzeichen für die M1-Amplitude voraus. Beim  $\text{Ta}^{181}$  interferieren Nilsson-M1-Amplitude und durch Coriolis-Kopplung beigemischte M1-Amplitude destruktiv miteinander. Eine Aussage über das Vorzeichen von M1 ist infolgedessen nicht sicher (Wahlborn und Blomqvist (1969)).

Die M1-Amplitude einschließlich des Vorzeichens kann außerdem über die Konversionskoeffizienten bestimmt werden, die bei stark behinderten  $\gamma$ -Übergängen einen Anteil aufweisen, der vom Eindringen der  $S_{1/2}$ -Elektronen in den Kern herrührt. Das entsprechende Matrixelement  $(M1)_{\text{pen}}$  ist nach den asymptotischen Auswahlregeln nicht behindert und infolgedessen leichter berechenbar.

$$(M1)_{\text{pen}} = \lambda \cdot M1$$

$\lambda$  wurde von Gerholm et al. (1965) und Erman et al (1967) gemessen und ist in Tabelle 2 angegeben.

Die paritätsverbotene  $\tilde{E}1$ -Beimischung wird folgendermaßen berechnet. Aufgrund der Drehimpulserhaltung können im  $5/2^+$ - nur  $5/2^-$ -Zustände und im  $7/2^+$ -Grundzustand nur  $7/2^-$ -Zustände beigemischt werden. Wesentlich tragen die Mischungen bei, für die ein  $\tilde{E}1$ -Übergang nach den asymptotischen Auswahlregeln erlaubt ist. Dieses sind im Nilsson-Modell die Zustände [503] und [303], nach denen infolgedessen die gestörten Zustände zu entwickeln sind:

$$|i\rangle_{\text{gestört}} = |i\rangle + \sum_k \alpha_k^i |k\rangle, \quad k = |5/2^- [503]\rangle, |5/2^- [303]\rangle$$

$$\text{mit } \alpha_k^i = \sum_j \int \frac{\psi_k^*(1) \psi_j^*(2) |V_{(r)}^{PV}| (\psi_i(1) \psi_j(2) - \psi_j(1) \psi_i(2))}{E_i - E_k} d^3r$$

$\psi$  sind Nilsson-Ein-Teilchen Wellenfunktionen. Die Summation erstreckt sich über alle core-Zustände.

Mit den in Kapitel 1 beschriebenen Potentialen  $V_\rho$ ,  $V_\pi$  und  $V_{2\pi}$  wurden unter Berücksichtigung des hard-core-Effektes in den Jahren 1964 bis 1970 Polarisierungen u.a. von Michel (1964), Wahlborn (1965), Maqueda und Blin-Stoyle (1967), Tadić (1968) und Vinh Mau und Bruneau (1969) für den 482.1 keV  $\gamma$ -Übergang in  $\text{Ta}^{181}$  vorausgesagt, die für  $P_\rho$  in der Größenordnung von  $10^{-4}$  und für  $P_\pi$  in der Größenordnung von  $10^{-5}$  lagen.

Durch die zusätzliche Beachtung von 2 Teilchen ( $7/2^+$ ,  $5/2^+$ ) - 1-Loch ( $7/2^-$  und  $5/2^-$ ) - Zuständen wurde die Polarisation um eine Größenordnung verringert (Eman und Tadić (1970), Desplanques und Vinh Mau (1971)).

Zieht man auch noch die Paarkorrelation zwischen den Protonen einerseits und den Neutronen andererseits in Betracht und beschreibt den hard-core-Effekt mit korrelierten Wellenfunktionen, so werden die schwachen Ströme weiter reduziert:

$$\text{Ta}^{181}: \quad P_\pi = -0.10 \times 10^{-7} \quad P_\pi = -2.6 \times 10^{-7} \\ P_\rho = 0.43 \times 10^{-7} \quad \text{Gari et al. (1971)} \quad P_\rho = 2.0 \times 10^{-7} \quad \text{Vinh Mau (1971)}$$

Es sind die Ergebnisse für das Cabibbo-Modell und einen vergleichbaren hard-core-Radius von 0.43 f bzw. 0.40 f angegeben. Gari et al. verwenden zur Beschreibung der Zustände statt des Nilsson- das realistischere Woods-Saxon-Potential. Außerdem berechnen sie Polarisierungen zwischen  $10^{-6}$  und  $10^{-8}$  für weitere starke und schwache Potentiale.

Die zirkuläre Polarisation der 343 keV  $\gamma$ -Quanten von  $\text{Lu}^{175}$  wurde von Maqueda und Blin-Stoyle (1967) und von Wahlborn (1965) berechnet. Das Ergebnis ist gleich bzw. halb so groß wie für die 482 keV  $\gamma$ -Quanten in  $\text{Ta}^{181}$ .

### 5.1b Lu<sup>177</sup>

$\text{Lu}^{177}$  zerfällt hauptsächlich unter Emission eines  $\beta^-$ -Spektrums von  $E_{\text{max}} = 497$  keV in den Grundzustand von  $\text{Hf}^{177}$  (Abb. 17) und ist infolgedessen geeignet, die Rechnungen für die bei dem Zerfall von  $\text{Hf}^{181}$  ( $E_{\text{max}} = 408$  keV) auftretende Bremsstrahlung zu testen.

Die E1  $\gamma$ -Übergänge von 321, 208 und 71 keV sind aufgrund der asymptotischen Auswahlregeln gegenüber dem Einteilchenmodell um einen Faktor  $6.2 \times 10^6$ ,  $3.1 \times 10^6$  bzw.  $1.4 \times 10^5$  behindert, so daß eine middle-

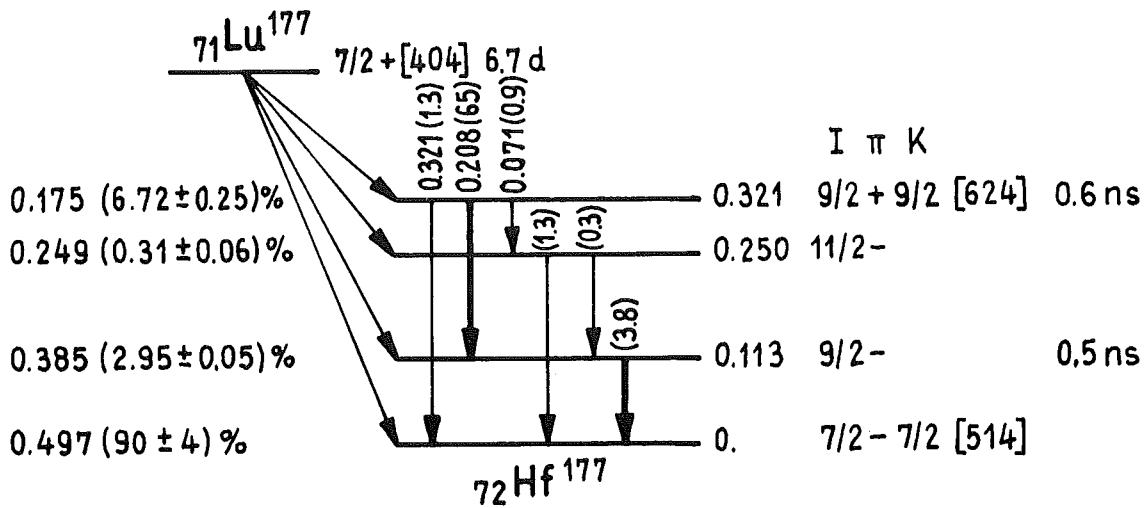


Abb. 17: Zerfallsschema von Lu<sup>177</sup> nach El-Nesr und Bashandy (1962)  
 ( ) ≙ γ's pro 1000 β<sup>-</sup>-Zerfälle.

re zirkulare Polarisation der γ-Linien von 10<sup>-4</sup> erwartet werden muß. Diese Polarisation ist gegenüber dem Beitrag der IB-Quanten zu vernachlässigen.

## 5.2 Hf<sup>180</sup>

Hf<sup>180</sup> ist ein deformierter, doppelt gerader Kern. Der isomere 8<sup>-</sup>-Zustand bei 1.142 MeV (K=8) zerfällt mit einer Halbwertszeit von 5.5 Stunden unter Emission einer 57 keV E1- in den 8<sup>+</sup> (K=0) und einer 501 keV E3-M2-γ-Strahlung in den 6<sup>+</sup> (K=0)-Zustand (Abb. 18). Beide Übergänge sind extrem K-verbotten. Der 57 keV γ-Übergang hat den Verboteneitsgrad ν=ΔK-λ=7. Die gemessene Übergangswahrscheinlichkeit ist um den Faktor 3×10<sup>16</sup> kleiner als der entsprechende Einteilchenwert in Übereinstimmung mit der K-Auswahlregel, nach der für die Behinderung R<sub>ν</sub>

$$10^{\nu} \leq R_{\nu} \leq 100^{\nu}$$

gilt. Für den E3-M2-γ-Übergang mit ν=5, bzw. 6 ist R<sub>5</sub> = 1.6×10<sup>9</sup> und R<sub>6</sub> = 4.9×10<sup>14</sup>.

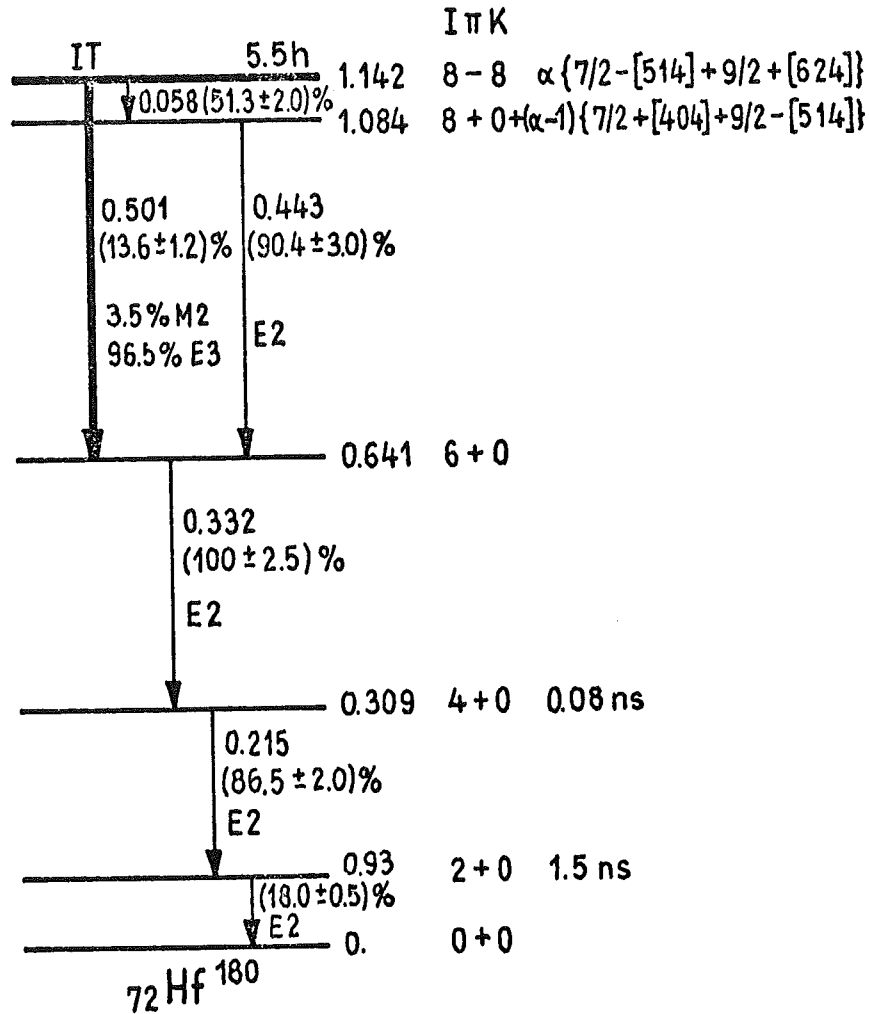


Abb. 18: Zerfallsschema von  $\text{Hf}^{180m}$  mit relativen Intensitäten nach Reiersen et al. (1971)

Aufgrund der großen Behinderung wurde bereits im Jahre 1957 von L. Krüger vorgeschlagen, nach einer Beimischung des  $8^+(K=0)$  zum  $8^-(K=8)$ -Niveau zu suchen und die zirkulare Polarisation der 57 keV  $\gamma$ -Quanten zu messen.

Scharff-Goldhaber und McKeown (1967) versuchten die  $\tilde{M}1$ -Beimischung durch Messung der L-Konversionskoeffizienten zu bestimmen. Sie fanden, wie Tabelle 3 zeigt, daß sich die L-Konversionskoeffizienten zwar durch einen  $\tilde{M}1$ -Beitrag von 9.5% erklären lassen, aber Penetration-Effekte nicht ausgeschlossen werden können.



Tabelle 3: Konversionskoeffizienten des 57 keV  $\gamma$ -Übergangs in  $\text{Hf}^{180\text{m}}$

|                    | Scharff-Goldhaber<br>und McKeown (1967) | Gvozdev et<br>al. (1970) | Theorie<br>(Rose)<br>E1      M1 |       | 9.5% $\tilde{M}1$<br>+90.5% E1 |
|--------------------|---|--------------------------|---------------------------------|-------|--------------------------------|
| $\alpha_{L_I}$     | 0.308±0.022                             | 0.256±0.012              | 0.108                           | 2.20  | 0.308                          |
| $\alpha_{L_{II}}$  | 0.067±0.009                             | 0.072±0.006              | 0.047                           | 0.235 | 0.065                          |
| $\alpha_{L_{III}}$ | 0.056±0.0008                            | 0.062±0.004              | 0.062                           | 0.025 | 0.058                          |

Eine Beimischung von 9.5%  $\tilde{M}1$  führt zu einer Zirkularpolarisation der 57 keV  $\gamma$ -Quanten von 58.5%. Trotz der kleinen Analysierwirkung von nur 8% durchgeführte Polarisationsmessungen ergaben  $P \leq 5\%$  und eine paritätsverbotene Amplitude  $X(\tilde{M}1) \leq 6 \times 10^{-4}$  (Bock et al. (1966), Paul et al. (1967)), so daß die L-Konversionskoeffizienten nicht durch eine  $\tilde{M}1$ -Beimischung interpretiert werden können.

In diesem Zusammenhang wurden auch die Konversionskoeffizienten des 501 keV  $\gamma$ -Überganges gemessen (Nelson und Hatch (1967)) und keine Abweichung von dem theoretischen Wert gefunden.

Aufgrund des hohen K-Verbotensgrades sind die Voraussagen für die Polarisation nur sehr grob (Lawson und Segel (1966); Vogel (1971)):

$$P_{\gamma}(501 \text{ keV}) \leq 1\%$$

### 5.3.a Tb<sup>159</sup>

Abb. 19 zeigt das Zerfallsschema von  $\text{Gd}^{159}$ , das durch  $\beta^-$ -Zerfall in  $\text{Tb}^{159}$  ( $T_{1/2} = 18.56 \text{ h}$ ) zerfällt. Unser Interesse gilt dem 363.5 keV Niveau mit den asymptotischen Quantenzahlen  $|5/2^- 5/2 [532]\rangle$ . Der Übergang in den Grundzustand  $|3/2^+ 3/2 [411]\rangle$  ist nach K-Konversionsmessungen von Nielson et al. (1958) von E1-Charakter und wird durch die asymptotischen Auswahlregeln behindert ( $\Delta n_z = 2$ ). Aus

der Lebensdauer von  $(1.5 \pm 0.1) \times 10^{-10}$  sec und den relativen Intensitäten läßt sich eine Behinderung von  $3.1 \times 10^4$  relativ zum Einteilchen-Modell ausrechnen. Nur 15.4 keV unterhalb des  $5/2^-$ -Zustandes ist ein  $[5/2^+ 5/2^- [413]]^-$ -Nilsson-Niveau; der M1-Anteil - nach Persson (1963)  $(100 \pm \frac{0}{30})\%$  - des Überganges in den Grundzustand ist zwar ebenfalls durch die asymptotischen Auswahlregeln behindert, aber der geringe Energieabstand läßt eine relativ große Beimischung des  $5/2^+$  zum  $5/2^-$ -Niveau durch die schwache Wechselwirkung erwarten. Allein aufgrund der Behinderung ( $R \sim 2 \times 10^2$ ) sollte die zirkulare Polarisation in der Größenordnung von  $10^{-4}$  sein.

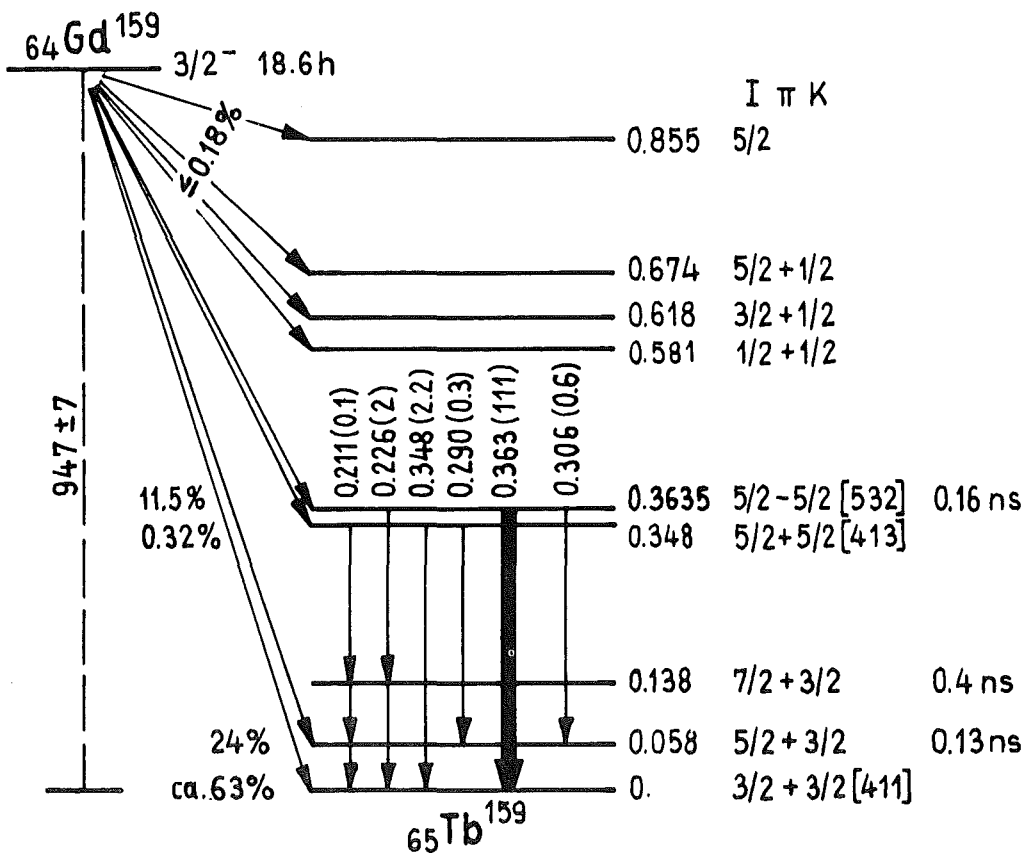


Abb. 19: Zerfallsschema von  $Gd^{159}$ ; ( )  $\hat{=}$   $\gamma$ -Quanten pro 1000  $\beta^-$ -Zerfälle nach Nielsen et al. (1958) und Hill et al. (1968)

Von Pratt et al. (1970) wurde eine Asymmetrie von  $|A_1| = (4.5 \pm 3.0) \times 10^{-3}$  in der Emission der 363 keV  $\gamma$ -Quanten polarisierter Kerne gefunden. Diese Asymmetrie läßt eine zirkulare Polarisation von maximal  $|P| = 3 \times 10^{-3}$  erwarten.

Mit der  $\beta^-$ -Strahlung von 947 keV (63%) und 889 keV (24%) Maximal-Energie ist ein hoher Bremsstrahlungsuntergrund verbunden, der

sich bei der verwendeten integralen Meßmethode nicht von den 363 keV  $\gamma$ -Quanten trennen läßt und infolgedessen eine Polarisation von ca.  $-2.7 \times 10^{-3}$  vortäuscht.

5.3.b Au<sup>198</sup>

Die beim  $\beta^-$ -Zerfall von Au<sup>198</sup> in Hg<sup>198</sup> (Abb. 20) auftretende Bremsstrahlung läßt sich dazu verwenden, die Rechnungen für die beim Zerfall von Gd<sup>159</sup> von Bremsstrahlung herrührende Polarisation zu überprüfen und falls notwendig zu korrigieren.

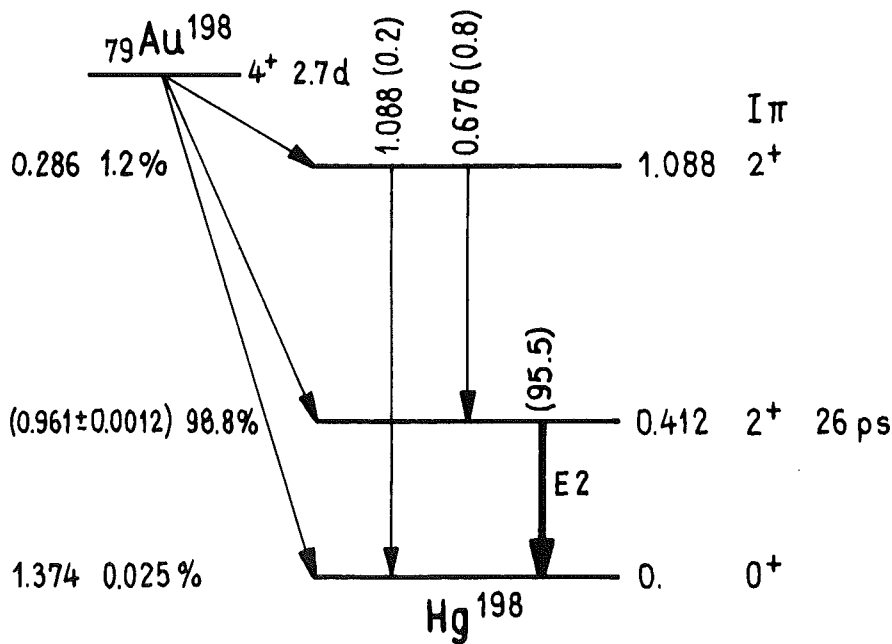
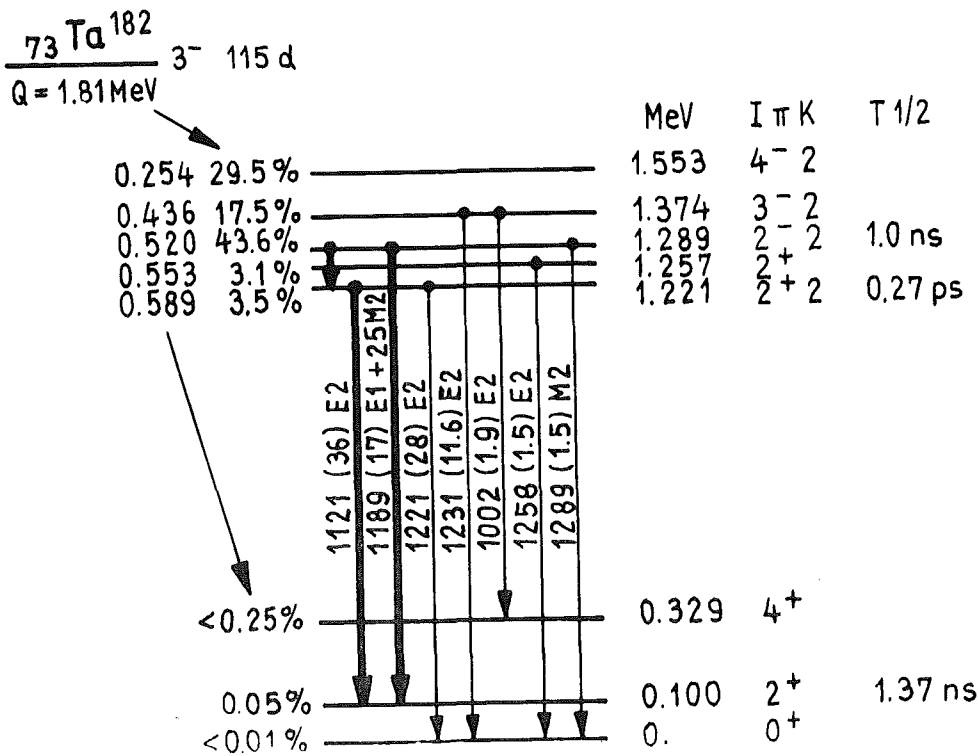


Abb. 20: Zerfallsschema von Au<sup>198</sup>; ( )  $\hat{=}$   $\gamma$ 's pro 100  $\beta^-$ -Zerfälle

Der 412 keV E2  $\gamma$ -Übergang ist gegenüber der Weißkopfabschätzung nicht behindert, so daß die Polarisation der Kern- $\gamma$ -Strahlung relativ zu der von der Bremsstrahlung herrührenden Polarisation ( $2 \times 10^{-4}$ ) vernachlässigt werden kann.

5.4 W<sup>182</sup>

Das 1289.1 keV  $2^-$ -Niveau von  $W^{182}$  - ein  $pp(9.2^- [514]-5.2^+ [402])$ -Quasiteilchenzustand - zerfällt mit einer Halbwertszeit von  $(1.04 \pm 0.03)$  nsec (Abb. 21). Der 1189 keV  $\gamma$ -Übergang ( $E1+(25 \pm 3)\%M2$ ) ist infolgedessen relativ zum Einteilchenmodell um einen Faktor  $6 \times 10^{-3}$  ( $E1$ ) bzw.  $10$  ( $M2$ ) behindert. Der 67.7 keV entfernte 1221.3 keV  $2^+$ -Zustand zerfällt dagegen beschleunigt unter Emission von  $E2$ -Strahlung, so daß eine durch die schwache Wechselwirkung verursachte  $E1-M2-\tilde{E}2$ -Interferenz der vom  $2^-$ -Zustand emittierten 1189 keV  $\gamma$ -Strahlung begünstigt wird. Messungen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ( $E1-M2-\tilde{E}2$ ) und der zirkularen Polarisation ( $M2-\tilde{E}2$ ) sind infolgedessen sinnvoll. Von Vogel (1971) wird eine zirkulare Polarisation von  $5 \times 10^{-4}$  für die 1189 keV  $\gamma$ -Quanten vorausgesagt.



### 5.5 Ti<sup>46</sup>

Um sicher zu sein, daß die Meßapparatur keine zirkulare Polarisierung vortäuscht, sind Nullexperimente mit Quellen notwendig, die

1. mit Sicherheit  $\gamma$ -Strahlung emittieren, deren zirkulare Polarisation wesentlich kleiner als die erreichbare statistische Genauigkeit ist.
2. deren  $\gamma$ -Strahlung eine größere Energie besitzt, als die zu untersuchende, da alle bisher bekannten Störeffekte entweder nicht von der Energie abhängen (z.B. Magnetostriktion) oder mit der Energie zunehmen (z.B. Faraday-Effekt).
3. eine möglichst große spezifische Aktivität und damit die notwendige statistische Genauigkeit für den Nulleffekt zu erreichen gestatten.

Diese Bedingungen werden von Sc<sup>46</sup>-Quellen erfüllt.

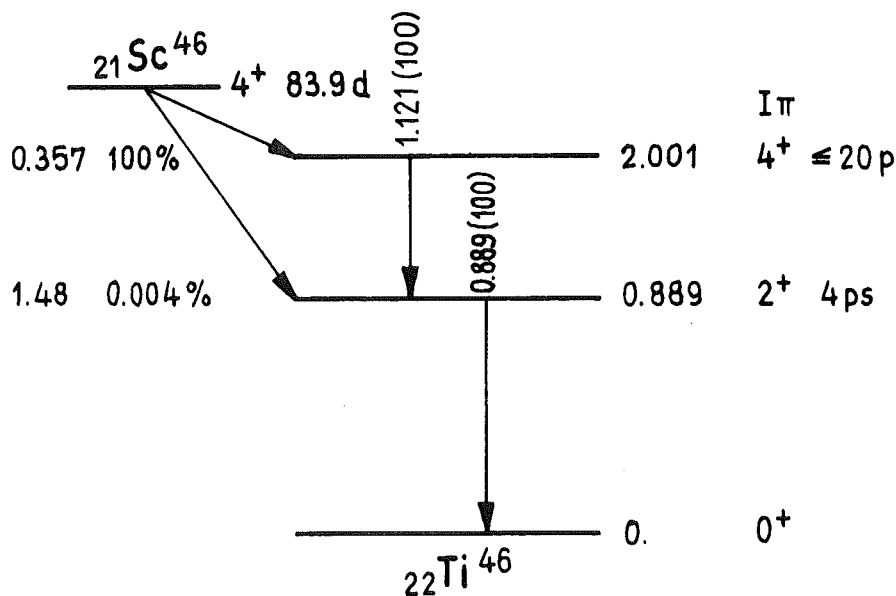


Abb. 22: Zerfallsschema von Sc<sup>46</sup>

Sc<sup>46</sup> zerfällt durch  $\beta^-$ -Zerfall in Ti<sup>46</sup> (Abb. 22). Die dabei emittierte Bremsstrahlung führt zu einer vernachlässigbaren Polarisation von  $-6 \times 10^{-9}$ . Die 0.889 und 1.121 MeV E2  $\gamma$ -Übergänge sind relativ zum Einteilchenmodell um einen Faktor 25 bzw.  $\geq 1.7$

beschleunigt, so daß die paritätsverletzende NN-WW bei gleichzeitiger Berücksichtigung der relativen  $\tilde{M}2/E2$ -Behinderung nur eine Polarisation in der Größenordnung von  $5 \times 10^{-8}$  bzw.  $\leq 2 \times 10^{-7}$  erzeugen kann.

## 5.6 P<sup>32</sup>

P<sup>32</sup> (1<sup>+</sup>) zerfällt in S<sup>32</sup> (0<sup>+</sup>) unter Emission eines  $\beta^-$ -Spektrums von  $1711 \pm 2$  keV Endpunktsenergie. Im Gegensatz zu bisherigen Messungen fanden Paul et al. (1971) keine Abweichungen von der statistischen Form des  $\beta^-$ -Spektrums. Die gleichzeitig auftretende Bremsstrahlung wird zum Test der Analysierwirkung (2.7.3) und der Rechnungen für die Ausbeute und Polarisation der Bremsquanten (4.) benutzt.

6. Messungen und Ergebnisse

6.1 a Ta<sup>181</sup> - Lu<sup>177</sup>

Die verwendeten radioaktiven Quellen entsprechen der in Kap. 2.6 angegebenen Norm. Weitere Details sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

| Quelle            | Zusammensetzung   | Z    | Aktivier. | Aktivität bei Meßbeginn |
|-------------------|---|------|-----------|-------------------------|
| Hf <sup>181</sup> | 2.95 HfO <sub>2</sub> (98.21% Hf <sup>180</sup> )<br>2.8g C (99.999% C) | 31.4 | 50d, BR2  | 500 Ci                  |
| Sc <sup>46</sup>  | 0.95g Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , 3.88g C                          | 7.8  | 60d, FR2  | 70 Ci                   |
| Lu <sup>177</sup> | 1.15g Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , 6g C                             | 13   | 13d, FR2  | 240 Ci                  |

Um instrumentelle Asymmetrien während der Messung ausschließen zu können, wurde die Hf<sup>181</sup>- und die Sc<sup>46</sup>-Quelle alle zwei bis vier Tage ausgewechselt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 4 zusammengefaßt. Messung 2 wurde mit derselben Hf<sup>181</sup>-Quelle wie Messung 1 nach erneuter Aktivierung ausgeführt.

Tabelle 4: Ergebnisse der Ta<sup>181</sup>- Ti<sup>46</sup>-Messungen mit 2 mm Blei um den Kristall

| Messung                  | 1                    |                 | 2                    |                 |
|--------------------------|----------------------|-----------------|----------------------|-----------------|
| Quelle                   | $\delta \times 10^7$ | $P \times 10^6$ | $\delta \times 10^7$ | $P \times 10^6$ |
| Hf <sup>181</sup>        | -1.77±0.29           | -4.6±1.0        | -2.84±0.40           | 7.2±1.3         |
| Sc <sup>46</sup>         | 0.04±0.29            |                 | -0.01±0.30           |                 |
| $\delta_B$ (Bremsstr.-IB | +0.615               | +1.54           | +0.615               | 1.54            |
| Korrektur)EB             | +0.120               | +0.30           | +0.120               | 0.30            |
| Polarisation<br>482 keV  |                      | -2.8±1.1        |                      | -5.4±1.4        |

Der gefundenen Asymmetrie von  $\delta = -(1.77 \pm 0.29) \times 10^{-7}$  entspricht bei einer Analysierwirkung von  $\epsilon(482 \text{ keV}) = 4.4\%$  und unter Berücksichtigung eines 10% Beitrages der übrigen Ta<sup>181</sup> $\gamma$ -Übergänge zum Gleichstrom  $I_0$  (siehe Abb. 16) eine zirkulare Polarisation

von  $-(4.7 \pm 1.0) \times 10^{-6}$ . Eine Korrektur auf instrumentelle Asymmetrien ist wie das Ergebnis mit der  $\text{Sc}^{46}$ -Quelle zeigt, nicht notwendig. Der statistische Fehler dieser Kontrollmessung wurde bei der Berechnung der zirkularen Polarisation voll berücksichtigt, obwohl die in Kap.3 beschriebenen Kontrollmessungen gezeigt haben, daß alle relevanten instrumentellen Asymmetrien der  $\gamma$ -Energie proportional sind und infolgedessen eine Halbierung des Fehlers der Kontrollmessung gerechtfertigt erscheint.

IB- und EB-Quanten, die beim  $\beta^-$ -Zerfall von  $\text{Hf}^{181}$  zu  $\text{Ta}^{181}$  erzeugt werden, tragen zur gefundenen Asymmetrie bei. Der entsprechende Anteil wurde mit den in Kapitel 4 beschriebenen Programmen berechnet und die Zuverlässigkeit der Rechnungen durch Messung des bei  $\text{Lu}^{177}$  von Bremsstrahlung herrührenden Effektes getestet.

In Abb.23 sind die berechneten und gemessenen  $\text{Lu}^{177}$ -Effekte in Abhängigkeit von der Dicke der Bleiabsorber wiedergegeben. In die Rechnungen gehen insbesondere die  $\beta^-$ -Verzweigungsverhältnisse ein, die sehr genau von El-Nesr und Bashandy (1962) bestimmt wurden (siehe Abb.17). Es liegen weitere, ältere Meßergebnisse vor - leider ohne Fehlerangabe -, deren Mittelwerte einschließlich der Messungen von El-Nesr und Bashandy in den Nuclear-Data-Sheets angegeben und von Vanderleeden und Boehm (1969) und Lipson et al. (1971) zum Vergleich mit ihrer  $\text{Lu}^{177}$ -Messung benutzt werden. Die entsprechende Bremsstrahlungsausbeute ist ebenfalls in Abb. 23 eingetragen. Die gemessenen Effekte stimmen ausgezeichnet mit den berechneten (El-Nesr und Bashandy) überein.

Wir können infolgedessen auch für die Bremsstrahlung von  $\text{Hf}^{181}$  die berechnete Polarisation zur Korrektur benutzen (Zeile 3 und 4, Tabelle 4). Der Fehler dieser Korrektur ist  $\leq 20\%$ .

Außerdem wurde geprüft, ob die Bremsstrahlung von Kontaminationen eine Asymmetrie vortäuschen kann. Die  $\gamma$ -Kontaminationen von  $\text{HfO}_2$ , dem der Quelle beigemischten Graphit und der Aluminiumkapsel wurden mit einem Ge(Li)-Detektor bestimmt. Die Verunreinigungen von 200 ppm  $\text{Ta}^{182}$ , 40 ppm  $\text{Na}^{24}$  und 100 ppm  $\text{Hf}^{174}$  im  $\text{HfO}_2$  können vernachlässigt werden, ebenso wie die Verunreinigungen im Graphit. Die Kontaminationen von  $\text{Ga}^{72}$ ,  $\text{Na}^{24}$ ,  $\text{J}^{124}$  und  $\text{W}^{187}$  im Aluminium dagegen sind erst nach 1 Woche Abklingzeit vernachlässigbar.



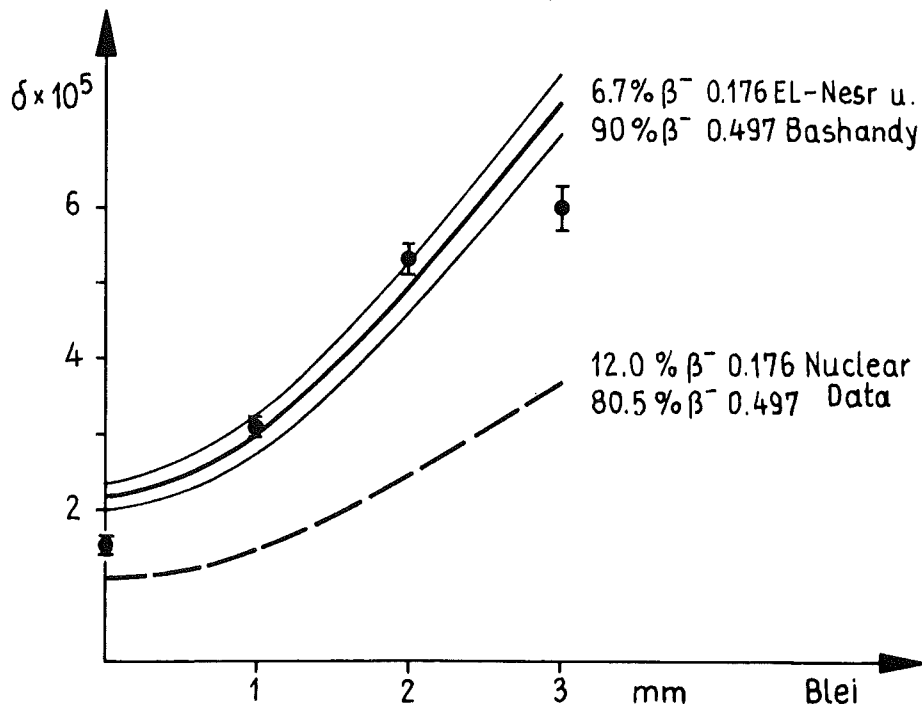


Abb. 23: Experimentelle und berechnete von der Bremsstrahlung des  $\text{Lu}^{177}$   $\beta^-$ -Zerfalls herrührende Effekte in Abhängigkeit von der Dicke der Bleiabsorber um den Nachweiskristall. Die eingetragenen Fehler der berechneten Kurve beinhalten nur die Fehlerangabe für die  $\beta^-$ -Verzweungsverhältnisse von El-Nesr und Bashandy.

Die Rechnungen wurden mit einer mit Graphit gefüllten "Blindkapsel" überprüft und ergaben bezogen auf die  $\text{Ta}^{181}$ -Aktivität den vernachlässigbaren Effekt von  $(2 \pm 2) \times 10^{-9}$ . Um auch reine hochenergetische  $\beta^-$ -Strahler als Verunreinigungen im  $\text{HfO}_2$  ausschließen zu können, wurde mit einem Plastik-Kristall oberhalb 1 MeV nach Elektronen gesucht, aber ebenfalls nur eine vernachlässigbare relative Aktivität von  $\leq 10^{-4}$  gefunden.

Als Endergebnis für die zirkuläre Polarisation der 482 keV  $\gamma$ -Quanten ergibt sich

$$P = -(3.8 \pm 1.0) \times 10^{-6}$$

6.1b Lu<sup>175</sup>

Die radioaktive Hf<sup>175</sup>-Quelle entspricht bis auf die Dimension von 11×14mm Ø der Norm. Weitere Details sind:

|                   | Zusammensetzung  | Aktivierung | Aktivität bei Meßbeginn |
|-------------------|--|-------------|-------------------------|
| Hf <sup>175</sup> | 58.9mg HfO <sub>2</sub> (6.67% Hf <sup>174</sup> )<br>2.5g C | 70d, BR2    | 25 Ci                   |
| Sc <sup>46</sup>  | siehe 6.1a   |             | 10 Ci                   |

Die Gesamtmessung dauerte 60 Tage. Die Meßergebnisse sind in der Tabelle 5 zusammengefaßt.

Tabelle 5: Ergebnisse der Lu<sup>175</sup>-Messung

| Quelle  | $\delta \times 10^7$ | $P \times 10^6$ |
|---|----------------------|-----------------|
| Hf <sup>175</sup>   | +0.4±1.0             |                 |
| Sc <sup>46</sup>  | +2.5±0.5             |                 |
| $\delta(\text{Lu}^{175}) - \frac{1}{3}\delta(\text{Ti}^{46})$ | -0.4±1.7             |                 |
| Polarisation (343 keV)  |                      | -(1.5±6)        |

Die Messungen wurden noch mit dem Magneten SM1 ausgeführt und zeigen mit der Sc<sup>46</sup>-Quelle den bereits in Kap.3 diskutierten Faraday-Effekt. Aufgrund der in Kap.3 beschriebenen Kontrollmessung wurde die Hf<sup>175</sup>-Messung nur mit 1/3 des Ti<sup>46</sup>-Meßeffectes korrigiert und der Fehler um diese Korrektur vergrößert. Der Asymmetrie von  $\delta = (0.4 \pm 1.0) \times 10^{-7}$  entspricht infolgedessen bei einer Analysierwirkung  $\epsilon(343 \text{ keV, SM1}) = 2.9\%$  eine zirkulare Polarisation

$$P = -(1.5 \pm 6) \times 10^{-6}$$

für die 343 keV  $\gamma$ -Quanten von Lu<sup>175</sup>.

Die beim Elektroneneinfang von Hf<sup>175</sup> entstehende Bremsstrahlung wird bereits von 1 mm Blei um den Kristall derart absorbiert,

daß sie relativ zu der mit einer 25 Ci-Quelle erreichbaren statistischen Genauigkeit vernachlässigbar ist. Verunreinigungen der Quelle mit Bremsstrahlern tragen ebenso wie bei der Hf<sup>181</sup>-Quelle nicht zur gemessenen Asymmetrie bei.

## 6.2 Hf<sup>180</sup>

Die Hf<sup>180</sup>-Quellen weichen von der Norm ab. Wegen der kurzen Halbwertszeit von 5.5 Stunden kann das Abklingen von Kontaminationen nicht abgewartet werden. Aus diesem Grunde wurden die Bestrahlungskapseln aus Aluminium, da sie nicht vernachlässigbare Verunreinigungen von Ga, Na, J und W enthielten, vor der Messung ausgetauscht (Quelle I) und bei Quelle II durch aus Spektralkohle (99.999% C) gedrehte Kapseln ersetzt.

|           | Zusammensetzung   | $\bar{Z}$ | Aktivierung | Aktivität bei Meßbeginn |
|-----------|---|-----------|-------------|-------------------------|
| Quelle I  | 1.76g HfO <sub>2</sub> (57.8% Hf <sup>179</sup> )<br>3.2g C (99.999% C) | 21        | 5h, FR2     | 1.35 Ci                 |
| Quelle II | 7.1g HfO <sub>2</sub> (81% Hf <sup>179</sup> )                          | 60        | 1h, FR2     | 1.80 Ci                 |

Die Quellen wurden mehrfach nur 5 bzw. 1 Stunde lang aktiviert, um die Hf<sup>181</sup>-Aktivität ( $T_{1/2} = 42.5d$ ) möglichst niedrig zu halten. Der Hf<sup>180</sup>- und der Hf<sup>181</sup>-Anteil am Gleichstrom des Multipliaerausganges wurde mit einem Least-Square-Fit bestimmt.

Wegen der relativ geringen Aktivität der Quellen sind statistische Genauigkeiten in der Asymmetrie nur in der Größenordnung von  $10^{-5}$  zu erreichen, so daß Kontrollmessungen mit einer Sc<sup>46</sup>-Quelle nicht notwendig sind.

Die Meßergebnisse mit beiden Quellen sind in der Tabelle 6 zusammengefaßt und teilweise in Abb. 20 graphisch wiedergegeben. Die Messungen mit der Quelle I wurden noch mit dem Magneten SM1 durchgeführt. Die Ergebnisse wurden bereits publiziert (Jenschke und Bock (1969)). Die Messungen mit der Quelle II ( $\bar{Z}=60$ , SM2) lieferten zunächst abweichende Ergebnisse, da diese - wie sich nach genauerer Untersuchung herausstellte - 500 ppm As enthielt. As<sup>76</sup> zerfällt durch  $\beta^-$ -Zerfall mit relativ hohen  $\beta^-$ -Endpunktenergien (siehe auch Tabelle 7) und einer Halbwertszeit von

Tabelle 6: Ergebnisse der Hf<sup>180</sup>-Messungen

| $\bar{Z}$<br>Magnet | Blei um den<br>Kristall | $\delta(\text{Hf}^{180}) \times 10^6$    | $\delta(\text{As}^{76}) \times 10^6$ | $\delta(501 \text{ keV}) \times 10^6$ | $\epsilon(501 \text{ keV})$ | Polarisation<br>$\times 10^4$ |
|---------------------|-------------------------|--|--------------------------------------|---------------------------------------|-----------------------------|-------------------------------|
| 21<br>SM1           | 1 mm                    | - 9.4±1.5                                |                                      | -(102±17)                             | (3.6±0.4)%                  | -(28.3±4.5)                   |
| 60<br>SM2           | 1 mm                    | - 9.7±2.0                                | -3.6±0.7                             | -(104±22)                             | (4.5±0.4)%                  | -22.2±1.6)                    |
|                     | 2 mm                    | -11.6±2.2                                | -5.6±0.8                             | -(102±19)                             |                             |                               |
|                     | 1 mm                    | - 9.2±1.3 *)<br>- 9.6±2.0 **) (5.2±1.0)h |                                      | -(101±14)                             |                             |                               |
|                     | 2 mm                    | -11.3±1.1 *)<br>-11.0±1.6 **) (5.7±0.8)h |                                      | -( 99±10)                             |                             |                               |

\*) 1 Parameter Fit  
\*\*) 2 Parameter Fit

Tabelle 7: Verunreinigungen der Hf<sup>180</sup>-Quellen

| Quelle   | Isotop              | Gewichts-<br>% | radioakt.<br>Nuklid                              | rel.<br>Aktivität             | $\beta$ -Grenzenergie<br>(MeV)   | $\delta$ (IB, 1 mm Pb)<br>$10^9$ theor. | $\delta$ (IB+EB)<br>$10^7$ |
|--|---------------------|----------------|--|-------------------------------|----------------------------------|---|----------------------------|
| 1.76g HfO <sub>2</sub><br>57.8% Hf <sup>179</sup><br><br>3.2g C<br>(99.999)%<br><br>$\bar{Z} = 21$ | Hf <sup>180</sup>   | 30             | Hf <sup>181</sup> 42.5d                          | (7.6-22.0) $10^{-2}$          | .41 100%                         | -(4.7-14.0)                             |                            |
|  | Na <sup>23</sup>    | 43 $10^{-4}$   | Na <sup>24</sup> 15.0h                           | 2.5 $10^{-4}$                 | 1.39 99%                         | -2                                      |                            |
|  | Ar <sup>40</sup>    | 2.5 $10^{-4}$  | Ar <sup>41</sup> 1.83h                           | 3. $10^{-4}$                  | 1.20 99%                         | -0.1                                    | $\leq -1$                  |
|  | Br <sup>79,81</sup> | 6.7 $10^{-4}$  | Br <sup>82</sup> 3.54h<br>Br <sup>80</sup> 4.4 h | 1. $10^{-4}$<br>6. $10^{-5}$  | .44 100%<br>1.99 85%             | -1<br>-1                                |                            |
|  | Na <sup>23</sup>    | 1 $10^{-4}$    | Br <sup>80</sup> 17m<br>Na <sup>24</sup> 15.0h   | 1.2 $10^{-4}$<br>1. $10^{-5}$ | 1.38 6%<br>1.39 99%              | -2<br>-0.1                              |                            |
| 7.1g HfO <sub>2</sub><br>81% Hf <sup>179</sup><br><br>$\bar{Z} = 60$                               | Hf <sup>180</sup>   | 13.9           | Hf <sup>181</sup> 42.5d                          | (58-155) $10^{-4}$            | .41 100%                         | -(.4-1.0)                               |                            |
|  | Na <sup>23</sup>    | 80 $10^{-4}$   | Na <sup>24</sup> 15.0h                           | 5. $10^{-4}$                  | 1.39 99%                         | -4                                      |                            |
|  | As <sup>75</sup>    | 500 $10^{-4}$  | As <sup>76</sup> 26.4h                           | 64. $10^{-4}$                 | 2.97 50%<br>2.41 31%<br>1.76 16% | 1mm Pb-2000<br>2mm Pb-2800              | -(36±7)<br>-(56±8)         |

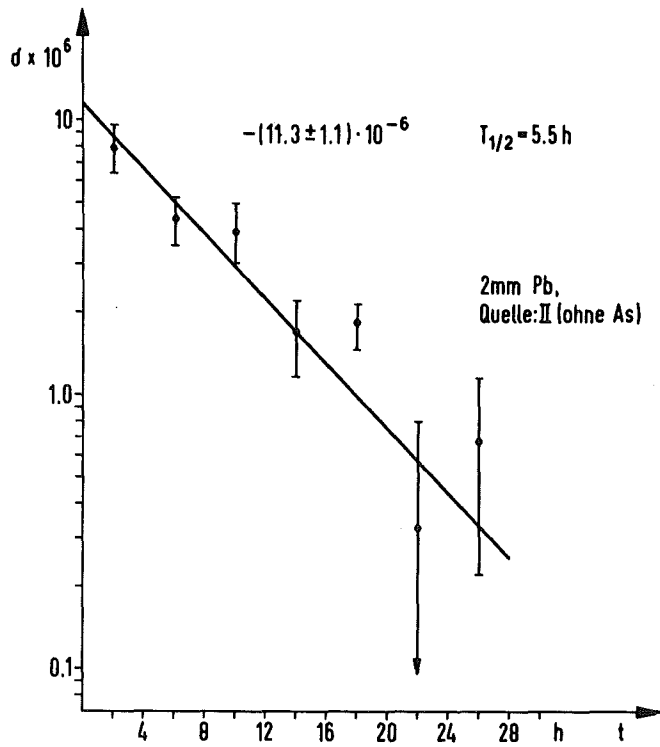
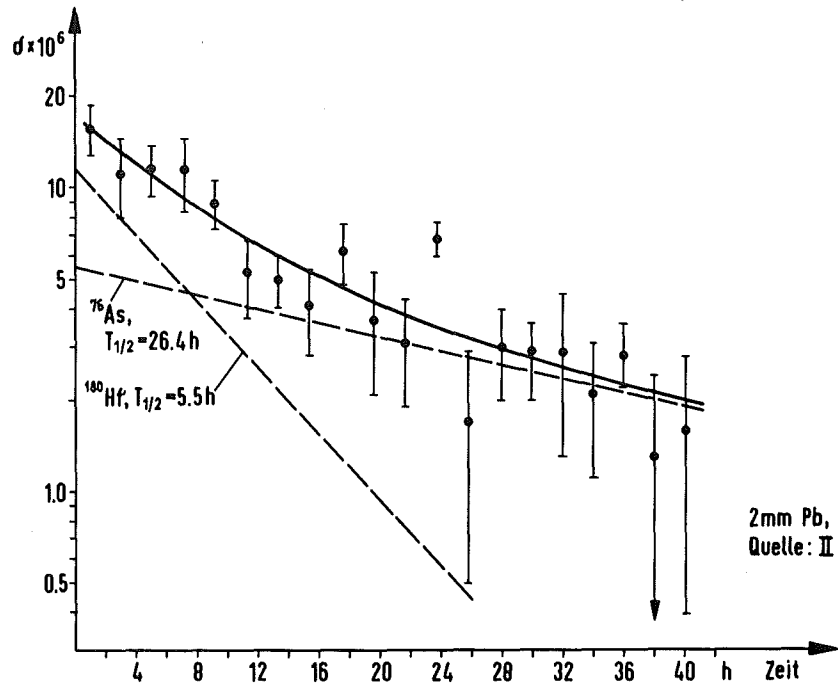


Abb. 20 Der auf den  $\text{Hf}^{180}$ -Strom zur Zeit  $t=0$  bezogene Effekt  
 a) mit einer Kontamination von 500 ppm Arsen  
 b) ohne Arsen-Verunreinigung

26.4 Stunden. Der Beitrag der zugehörigen Bremsstrahlung zur Asymmetrie ist nicht vernachlässigbar. Die gemessene Asymmetrie - bezogen auf den  $\text{Hf}^{180}$ -Gleichstrom zur Zeit  $t=0$  - ist für 2mm Blei um den Nachweiskristall in Abb. 20a wiedergegeben. Eingezeichnet ist ein Least-Square-Fit mit zwei Exponentialfunktionen mit festgehaltener Halbwertszeit von 5.5h ( $\text{Hf}^{180}$ ) und 26.4h ( $\text{As}^{76}$ ). Die entsprechenden Amplituden sind in der Tabelle 6, Zeile 2 und 3 wiedergegeben.

Durch Erhitzen auf  $1400^{\circ}\text{C}$  konnte das Arsen ausgetrieben werden. Die verbleibende Arsen-Kontamination war kleiner als 1 ppm. Die entsprechenden Meßergebnisse sind in der Tabelle 6, ab Zeile 4 verzeichnet und zwar mit festgehaltener Halbwertszeit (5.5h) und mit angepaßter Halbwertszeit. Die Halbwertszeit der Intensität polarisierter Quanten beträgt  $(5.5 \pm 0.7)$  Stunden in Übereinstimmung mit der  $\text{Hf}^{180}$ -Halbwertszeit (siehe auch Abb. 24b).

Die Ergebnisse sind von der Dicke der Bleiabsorber abhängig, da die Absorption der Bleifilter für die 501 keV-Linie und die anderen unpolarisierten Linien des  $\text{Hf}^{180}$  unterschiedlich ist. Diese Korrektur wurde berechnet und folgendermaßen gemessen:

Gleichstrom mit a)  $\text{Hf}^{180}$ -Quelle  
b)  $\text{Cu}^{64}$ -Quelle

$\text{Cu}^{64}$  emittiert  $\gamma$ -Linien von 511 keV. Aus dem bekannten Aktivitätsverhältnis der Quellen und dem jeweiligen Gleichstrom läßt sich der Anteil der 501 keV  $\gamma$ -Quanten am Gleichstrom  $I_0$  ( $\text{Hf}^{180}$ ) bestimmen. Die Korrektur ist  $(9 \pm 1)\%$  für 1mm und  $(11.4 \pm 1)\%$  für 2mm Bleifilter. Nach dieser Korrektur stimmen die Effekte  $\delta(501 \text{ keV})$  für 1 und 2mm Bleifilter und den Magneten SM2 überein (siehe Spalte 5 in Tab.6).

Die Kontamination von Graphit und  $\text{HfO}_2$  und die Asymmetrien der zugehörigen Bremsstrahlung sind in Tabelle 7 zusammengefaßt. Die Asymmetrien  $\delta_B$  sind - ausgenommen die Arsen-Verunreinigung -  $\leq 10^{-7}$  und infolgedessen vernachlässigbar. Für die Intensität eines möglichen  $\beta^-$ -Zerfalles von  $\text{Hf}^{180m}$  nach  $\text{Lu}^{180}$  mit einer  $\beta^-$ -Grenzenergie oberhalb 1 MeV konnte nach Auswaschen der

Na<sup>24</sup>-Verunreinigungen mit heißer, verdünnter Salzsäure eine obere Grenze von  $3 \times 10^{-5}$  festgelegt werden. Dadurch wird ebenfalls ein Beitrag der Bremsstrahlung von Lu<sup>179</sup>, das sich entsprechend der Reaktion  $\text{Hf}^{179}(n,p)\text{Lu}^{179}$  bilden kann, ausgeschlossen.

Als Endergebnis für die zirkulare Polarisation der 501 keV  $\gamma$ -Quanten finden wir nach Berücksichtigung der unterschiedlichen Analysierwirkung von Magnet SM1 und SM2

$$P = -(22.8 \pm 1.5) \times 10^{-4}$$

mit einem systematischen Fehler von 20%, der durch die Fehler der Analysierwirkung und des Korrekturfaktors für den Beitrag der 501 keV  $\gamma$ -Quanten verursacht wird.

### 6.3 Tb<sup>159</sup>-Au<sup>198</sup>

Die radioaktiven Quellen entsprechen der Norm, die Kapseln sind aus Spektralkohle.

| Quelle            | Zusammensetzung                             | $\bar{Z}$ | Aktivierung | Aktivierung bei Meßbeginn |
|-------------------|---|-----------|-------------|---------------------------|
| Gd <sup>159</sup> | 220mg Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , 5g C | 6.5       | 16h, FR2    | 3.2 Ci                    |
| Au <sup>198</sup> | 62.45mg Au( $\leq 1\mu$ ), 5g C             | 6.5       | 2.8d, FR2   | 20 Ci                     |
| Au <sup>198</sup> | 970.75mg Au( $\leq 1\mu$ ), 5g C            | 13        | 4h, FR2     | 25 Ci                     |

Die Meßergebnisse  $\delta$  und die berechneten von Bremsstrahlung herrührenden Asymmetrien sind für alle drei Quellen und die verschiedenen Bleifilter in der Tabelle 8 zusammengefaßt. In Klammern wird jeweils die nur von IB-Quanten herrührende Asymmetrie angegeben.

Die Gd-Quelle enthielt neben einer vernachlässigbaren Na-Verunreinigung 5 ppm Eu<sup>151</sup>, das wegen seines hohen (n, $\gamma$ )-Wirkungsquerschnittes von 1700 b eine relative  $\beta^-(\text{Eu}^{152})/\gamma(\text{Tb}, 0.363 \text{ MeV})$ -Aktivität von 10% verursacht, die wegen der hohen  $\beta^-$ -Grenzenergie von 1.880 MeV zum Meßeffect beiträgt. Der vom ebenfalls auftretenden Elektroneneinfang herrührende Effekt ( $\sim 3 \times 10^{-7}$ ) kann vernachlässigt werden. Die entsprechende Korrektur  $\delta_B(\text{Eu})$  ist in der Tabelle 8 eingetragen.



Tabelle 8: Meßergebnisse und berechnete Tb<sup>159</sup>-Au<sup>198</sup>-Bremsstrahlungseffekte

| Blei um den Kristall                            |          | 0 mm         | 1 mm                | 2 mm         |
|---|----------|--------------|---------------------|--------------|
| $\delta(\text{Tb}) \times 10^5$                 | Exp.:    | - 7.3±0.4    | - 8.5±0.7           | - 8.6±1.1    |
| $\bar{Z}=6.5, \delta_B$                         | Theorie: | - 8.3 (4.7)  | - 7.6 (4.5)         | - 7.9 (5.0)  |
| $\delta(\text{Au}) \times 10^6$                 | Exp.:    | -12.48±0.55  | -12.51±0.41         | -12.32±0.47  |
| $\bar{Z}=6.5, \delta_B$                         | Theorie: | -11.2 (9.2)  | - 9.2 (7.8)         | - 9.1 (7.9)  |
| $\delta(\text{Au}) \times 10^6$                 | Exp.:    | -14.79±0.28  | -13.67±0.43         | -13.97±0.42  |
| $\bar{Z}=13, \delta_B$                          | Theorie: | -13.3        | -10.1               | - 9.6        |
| $\delta_B(\text{Eu}) \times 10^5$<br>Verunrein. | Theorie: | - 0.6 (0.37) | - 0.8 (0.52)        | - 1.0 (0.56) |
| <hr/>   |          |              |                     |              |
| $\delta_K \times 10^5$                          |          | + 2.5±0.4    | + 2.6±0.7<br>( )=IB | + 3.1±1.1    |

Vergleicht man die gemessenen und berechneten Asymmetrien der Au-Quelle ( $\bar{Z}=6.5$ ) miteinander und korrigiert die berechneten Tb-Asymmetrien entsprechend, so bleibt zwischen diesen und den gemessenen Tb-Asymmetrien unter Berücksichtigung von  $\delta_B(\text{Eu})$  eine Differenz  $\delta_K$ . Dem mittleren Effekt  $\delta_K = (2.5 \pm 0.4) \times 10^{-5}$  entspricht eine Polarisation von  $(6.5 \pm 1.1) \times 10^{-4}$ .

Diese Polarisation läßt sich nicht eindeutig dem 363 keV  $\gamma$ -Übergang in Tb<sup>159</sup> zuschreiben, da

1.  $Z\alpha$  nicht mehr klein gegenüber 1 ist und infolgedessen der Bremsstrahlungseffekt bei Gold ( $Z\alpha=0.58$ ) und Tb ( $Z\alpha=0.47$ ) unterschiedlich sein kann und
2. für die  $\beta^-$ -Zerfallswahrscheinlichkeit von Gd<sup>159</sup> zum Grundzustand von Tb<sup>159</sup> von 63% (Nielsen et al. (1958)) keine Fehlerangaben vorliegen. Eine  $\beta^-$ -Verzweigung von (53±2)% zum Grundzustand würde die Bremsstrahlungsausbeute pro  $\beta^-$ -Zerfall absenken und die 363 keV  $\gamma$ -Strahlung pro  $\beta^-$ -Zerfall derart anheben, daß die berechnete, korrigierte Asymmetrie mit der gemessenen übereinstimmen würde.

Vor einer endgültigen Aussage sind Untersuchungen einer möglichen  $Z\alpha$ -Abhängigkeit z.B. mit  $Tm^{170}$  ( $Z\alpha=0.5$ ,  $\beta_{\max}^- = 0.97$  MeV) und genauere Messungen der  $\beta^-$ -Verzweigungsverhältnisse notwendig. Im Augenblick kann nur gesagt werden, daß

$$P_{\gamma}(.363 \text{ MeV}) \leq 1 \times 10^{-3} \text{ ist.}$$

#### 6.4 W<sup>182</sup> (W<sup>183</sup>)

Die verwendeten radioaktiven Quellen entsprechen der Norm, die Kapseln sind aus Aluminium.

| Quelle           | Zusammensetzung                     | $\bar{Z}$ | Aktivierung | Aktivität bei Meßbeginn |
|------------------|-------------------------------------|-----------|-------------|-------------------------|
| W <sup>182</sup> | 8.1g Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub> | 68        | 28.5d, FR2  | 58 Ci                   |
| Sc <sup>46</sup> | siehe 6.1a                          |           |             | 44 Ci                   |

Bei der Aktivierung von Ta<sup>181</sup> entsteht aufgrund des hohen Ta<sup>182</sup>(n,  $\gamma$ ) Ta<sup>183</sup>-Wirkungsquerschnittes von 8200b neben Ta<sup>182</sup> mit 115 Tagen Halbwertszeit ein hoher Ta<sup>183</sup>-Anteil, der mit 5 Tagen Halbwertszeit zerfällt. Da die  $\beta^-$ -Spektren beider Zerfälle ähnlich und die  $\gamma$ -Energien von Ta<sup>183</sup> relativ niedrig sind, kann die gemessene von der Ta<sup>183</sup>-Bremsstrahlung herrührende Asymmetrie dazu benutzt werden, die an der Grenze der Meßgenauigkeit liegende von der Ta<sup>182</sup>-Bremsstrahlung herrührende Asymmetrie abzuschätzen. Voraussetzung ist allerdings, daß das Ta<sup>183</sup>/Ta<sup>182</sup>-Aktivitätsverhältnis genau bekannt ist. Dieses Verhältnis hängt sehr stark vom epithermischen Neutronenfluß ab. In einer Kontrollmessung wurde für den FR2 in Karlsruhe (zentraler Bestrahlungskanal) nach einer Aktivierungszeit von 28 Tagen ein Ta<sup>183</sup> zu Ta<sup>182</sup> Aktivitätsverhältnis von 15.8 festgestellt. Die Aktivität zu Beginn der Messung betrug 58 Ci Ta<sup>182</sup> und 640 Ci Ta<sup>183</sup>.

Alle Messungen wurden mit 2mm Bleiabsorber um den Nachweiskristall ausgeführt.

Die Ergebnisse sind:

$$\delta(\text{Ta}^{183}, t=0) = -(57.8 \pm 2.6) \times 10^{-7} \quad \text{mit } T_{1/2} = 5.6 \pm 0.4 \text{ Tagen}$$

$$\delta_B(\text{Ta}^{183}, t=0) = -56.5 \times 10^{-7} \quad \text{mit } T_{1/2} = 5.0 \text{ Tagen.}$$

Die Übereinstimmung zwischen der gemessenen und berechneten Asymmetrie  $\delta$  bzw.  $\delta_B$  ist ausgezeichnet, so daß die Rechnungen für die von  $Ta^{182}$  herrührende Bremsstrahlung nicht korrigiert zu werden brauchen. Die  $Ti^{46}$ - $W^{182}$ -Messungen wurden nach dem Abklingen der  $Ta^{183}$ -Aktivität begonnen. Die Quellen wurden wöchentlich ausgetauscht. Die Gesamtmessung dauerte 4 Monate.

In der Tabelle 9 sind die  $W^{182}$ -Ergebnisse zusammengefaßt.

Tabelle 9:  $W^{182}$ -Ergebnisse

| Quelle                | $\delta \times 10^7$ | $P \times 10^5$ |
|-----------------------|----------------------|-----------------|
| $Ta^{182}$            | $-0.80 \pm 0.87$     |                 |
| $Sc^{46}$             | $+0.40 \pm 0.35$     |                 |
| $\delta_B$            | $-1.1$               |                 |
| Polarisation 1189 keV |                      | $-0.1 \pm 1.1$  |

Nach Berücksichtigung des  $Ti^{46}$ - und des von der Bremsstrahlung herrührenden Effektes wird  $\delta(W^{182}) = -(0.1 \pm 1.0) \times 10^{-7}$ . Da der 1189 keV  $\gamma$ -Übergang nur mit 17% zum Gleichstrom beiträgt, ist bei einer Analysierwirkung von  $\epsilon(1189 \text{ keV}) = 5.2\%$  die Polarisation der 1189 keV  $\gamma$ -Quanten von  $W^{182}$

$$P_\gamma = -(0.1 \pm 1.1) \times 10^{-5}.$$

## 7. Diskussion der Meßergebnisse

Im Folgenden sollen die Ergebnisse mit denen anderer Autoren und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Zunächst jedoch einige Vorbemerkungen:

Das primäre Ziel aller Experimentatoren ist es, einen paritätsverbotenen Effekt  $\delta$  statistisch zu sichern und Effekte, die von der Bremsstrahlung und den apparativen Störungen herrühren, auszuschließen. Der Fehler der "Nullmessung" wird im allgemeinen in den Fehler des Endergebnisses einbezogen, nicht jedoch der Fehler der Bremsstrahlungskorrektur und der Analysierwirkung. Deshalb erscheint es sinnvoll vor einem Vergleich der Endergebnisse die Größenordnung der systematischen Fehler kennzulernen.

Die Bremsstrahlung von Au<sup>198</sup> und Lu<sup>177</sup> wurde von mehreren Gruppen zum Test der Analysierwirkung und der Rechnungen für die Ausbeute und Polarisation der Bremsstrahlung benutzt. Wie die Messungen in Übereinstimmung mit den Rechnungen (Tabelle 8) gezeigt haben, ändern sich bei Gold die Ergebnisse im Rahmen der statistischen Genauigkeit vernachlässigbar wenig, wenn die Bleifilterdicke zwischen 1 und 2 mm variiert. Die mit Vorwärtsstreumagneten und Integrationstechnik erhaltenen Meßergebnisse  $\delta(\text{Au})$  und die jeweils berechneten Asymmetrien  $\delta(\text{IB})$  und  $\delta(\text{Eb})$  sind in Tab.10 aufgeführt. Alle Autoren finden ihre Rechnungen für die von der Bremsstrahlung herrührende Asymmetrie und den Wert der Analysierwirkung bestätigt. Die Polarisationen P, die sich aus der gemessenen Asymmetrie  $\delta(\text{Au})$  und der Analysierwirkung  $\epsilon(412 \text{ keV})$  ergeben, können unter Berücksichtigung der mittleren Z-Werte der Quellen verglichen werden. Die Abweichung zwischen der von Lobashov et al. gefundenen Polarisation  $-(2.8 \pm 0.35)10^{-4}$  und unserem auf  $\bar{Z} = 25$  extrapolierten Ergebnis  $-(3.7 \pm 0.3)10^{-4}$  ist  $(28 \pm 12)\%$ . Die von Lipson et al. gemessene Polarisation weicht um  $(50 \pm 8)\%$  ab.

Tabelle 10: Au<sup>198</sup>-Ergebnisse mit Vorwärtsstremagneteten

| Autoren                      | Quelle  | $\bar{Z}$ | Bleifilter<br>(mm)   | $\delta(\text{Au})$<br>$\times 10^6$ | $\epsilon(412\text{keV})$<br>$\times 10^2$ | $P \times 10^4$         | $\delta(\text{IB})$<br>$\times 10^6$ | $\delta(\text{EB})$<br>$\times 10^6$ |
|------------------------------|---|-----------|----------------------|--------------------------------------|--|-------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|
| Lobashov<br>et al.<br>(1971) | Au<br>1gAu+6gMgO                              | 79<br>25  | 1<br>Magnet-Kristall | -42±4<br>-13±1.6                     | 4.6  | -9.1±0.9<br>-2.8±0.35   | -10                                  |                                      |
| Lipson<br>et al.<br>(1971)   | Au<br>0.1gAu <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +3gC | 79<br>7.7 | 2<br>Quelle-Magnet   | -17±0.6<br>-6.6±.4                   | 3.5  | -4.85±0.17<br>-1.9±0.11 | -6                                   | -10<br>-1                            |
| diese<br>Arbeit              | 62.5mgAu<br>950 mgAu+5gC                      | 6.5<br>13 | 1<br>um den Kristall | -12.5±.4<br>-13.7±.4                 | 4.1  | -3.1±0.1<br>-3.3±0.1    | -9.2                                 | -2.0<br>-4.0                         |

Dieselben Verhältnisse werden auch bei der  $\text{Lu}^{177}$ -Messung sichtbar. Während Lipson et al. und Vanderleeden und Böhm ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Effekt bei einem Verhältnis  $\beta^-(.497 \text{ MeV } 81\%; .384 \text{ MeV } 7\%)/\gamma(.208 \text{ MeV}, 12\%)=7.2$  (Nuclear Data Mittelwert) finden, stimmen die Messungen von Lobashov et al. und diejenigen dieser Arbeit (siehe Abb. 23) mit den Bremsstrahlungsrechnungen bei einem Verhältnis  $\beta^-(.497 \text{ MeV}, 90\%)/\gamma(.208 \text{ MeV}, 6.7\%) = 13.4$  (El Nesr und Bashandy (1962)) überein. Aus dem Vergleich der Messungen und Rechnungen folgt, daß die systematischen Fehler in der Bestimmung der Analysierwirkung und des berechneten Bremsstrahlungseffektes größer sind als jeweils angenommen wird.

#### 7.1.a Ta<sup>181</sup>

Der 482 keV  $\gamma$ -Übergang in  $\text{Ta}^{181}$  wurde experimentell und theoretisch am häufigsten untersucht. In der Tabelle 11 sind die bisher vorliegenden Meßergebnisse zusammengefaßt.

Auffallend ist die gute statistische Genauigkeit der mit Vorwärtsstreuung und Integrationstechnik erhaltenen Ergebnisse, die alle auf einen paritätsverbotenen Effekt hindeuten.

In der Abb. 25 sind die Meßergebnisse von Lobashov et al., Vanderleeden und Böhm, Lipson et al., unser Meßergebnis und die jeweils benutzten Bremsstrahlungskorrekturen zusammengefaßt.

Selbst unter der Annahme, daß die von der Bremsstrahlung herrührende Polarisation (IB+EB) doppelt so groß ist, wie die Rechnung ergibt, bleibt eine von den 482 keV  $\gamma$ -Quanten herrührende Polarisation gesichert. Insbesondere die Messungen von Lobashov et al., denen Quellen bis zu 1000 Ci zur Verfügung standen, zeigen, daß der Effekt nach Abzug der  $\text{Hf}^{181}$ -Bremsstrahlung nicht mehr von der Dicke der Bleiabsorber abhängt.

Kuphal et al. finden mit einem Transmissionsmagneten und der Integrationsmethode keine Polarisation. Im Rahmen der angegebenen Fehler ist das Ergebnis noch mit unserem verträglich.

Die mit der üblichen Zählmethode ausgeführten Messungen erreichen entweder nicht die erforderliche Genauigkeit oder ergeben wesentlich größere Werte, die mit unseren Meßergebnissen unvereinbar sind.

Tabelle 11: Zirkulare Polarisation der 482 keV  $\gamma$ -Quanten in  $Ta^{181}$

| Autoren                          | $\epsilon \times 10^2$ | $P_\gamma \times 10^6$ | Meßverfahren                                 |
|----------------------------------|------------------------|------------------------|--|
| Lobashov et al.<br>(1971,1966)   | 4.95                   | -6.1±0.7               | Vorwärtsstreuung<br>Integrations-<br>methode |
| Vanderleeden<br>und Boehm (1969) | 2.5                    | -3.9±1.2               | "  |
| Lipson et al.<br>(1971)          | 3.7                    | -3.1±2.5               | "  |
| diese Arbeit                     | 4.4                    | -3,8±1,0               | "  |
| Kuphal et al.<br>(1971)          | 1.55                   | 2.0±4.0                | Transmission<br>Integrations-<br>methode     |
| Bodenstedt et al.<br>(1969)      | 4.5                    | -28±6                  | Rückwärtsstreuung<br>Zähltechnik             |
| De Saintignon<br>et al. (1971)   | 4                      | -21±11                 | Vorwärtsstreuung<br>Zähltechnik              |
| Bock (1969a)                     | 5                      | -20±40                 | Vorwärtsstreuung<br>Zähltechnik              |
| Cruse und<br>Hamilton (1969)     | -0.6-1.6               | -90±60                 | Transmission<br>Zähltechnik                  |
| van Rooijen<br>et al. (1967)     | 1.4                    | 70±70                  | Transmission<br>Zähltechnik                  |
| Boehm und<br>Kankeleit (1968)    | 2                      | -10±40                 | "  |

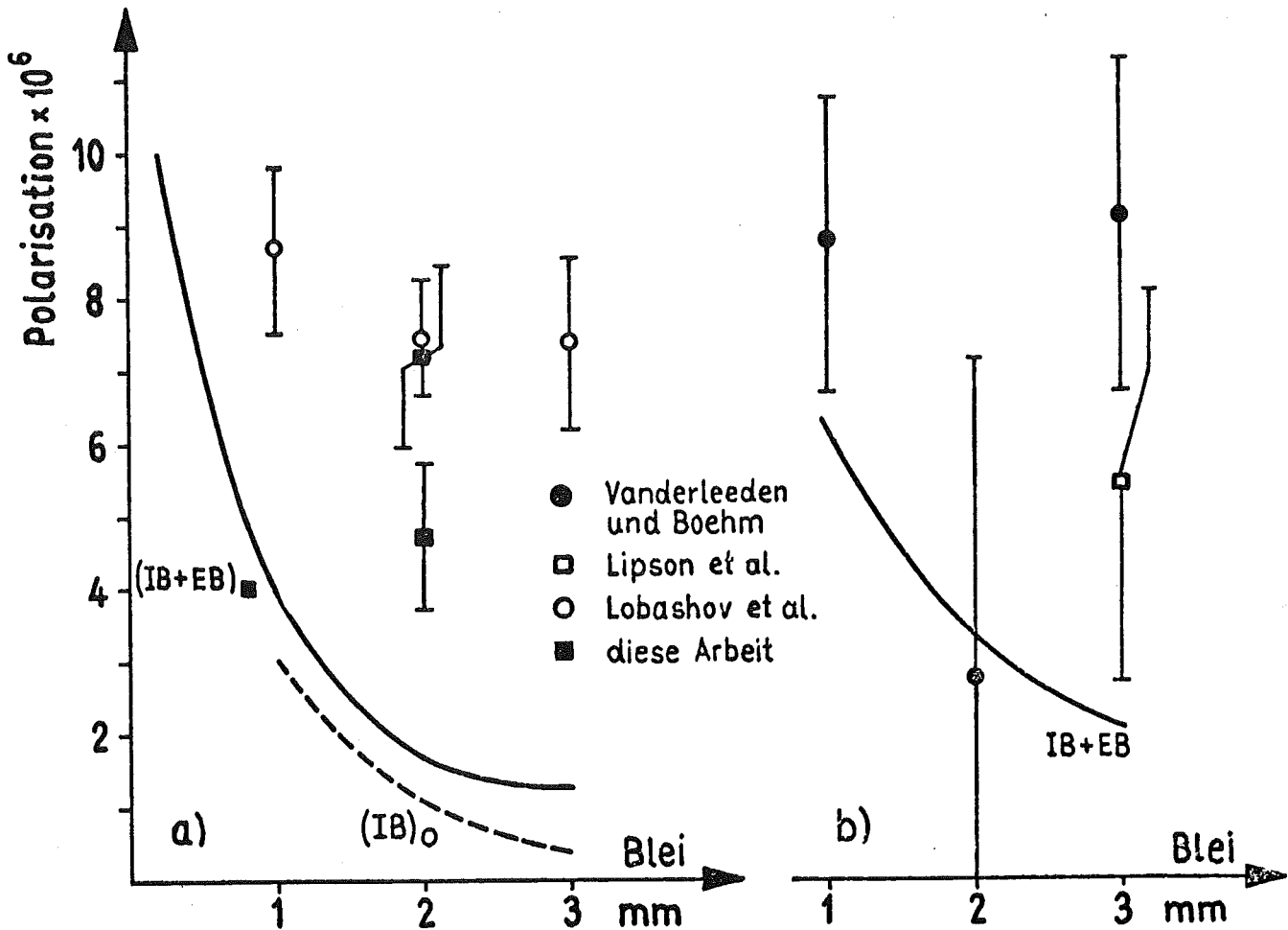


Abb. 25:  $Ta^{181}$ -Ergebnisse mit Vorwärtsstreumagneten und Integrationstechnik

- a Bleifilter zwischen Magnet und Kristall
- b Bleifilter zwischen Quelle und Magnet

Die neuesten theoretischen Vorhersagen sind:

Cabibbo-Modell :  $0.03 \leq P_Y \times 10^6 \leq 0.1$

Oakes -Modell :  $0.3 \leq P_Y \times 10^6 \leq 0.8$

Gari et al. und Desplanques und Vinh Mau (1971)

Die unteren Grenzen ergeben sich mit einem hard- (Hamada-Johnston), die oberen Grenzen mit einem soft-core-Modell (Orsay). Die Vorhersagen für die anderen schwachen Potentiale (d'Espagnat, Lee, Segré) liegen zwischen dem Cabibbo- und Oakes-Modell.

Es deutet sich eine Diskrepanz zwischen den Experimenten und der Theorie an, die für das Oakes-Modell um eine Größenordnung kleiner ist. Diese Diskrepanzen versuchten Gari und Huffman (1971) durch Austauschsterme (Abb. 26 bcd) zu erklären, die bisher nicht berücksichtigt wurden. McKellar (1972) und Eman und Tadić (1971) zeig-



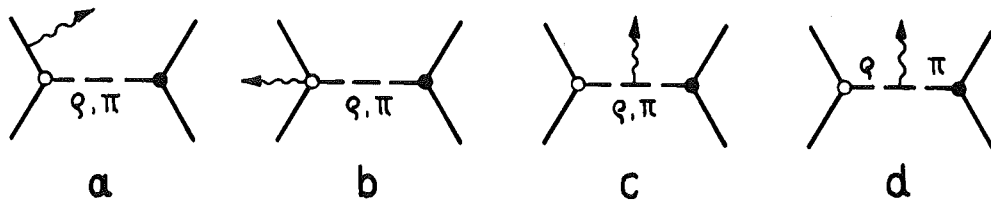


Abb. 26: Elektromagnetische WW und paritätsverletzende NN-WW.

ten jedoch, daß Austauschsterme nicht zu elektromagnetischen Übergängen beitragen. Eine weitere Ursache für die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment können Kernstruktureffekte sein. Die durch die schwache WW beigemischten  $5/2^-$ - und  $7/2^-$ -Zustände wurden bisher experimentell noch nicht gefunden.

### 7.1.b Lu<sup>175</sup>

Für den 343 keV  $\gamma$ -Übergang von Lu<sup>175</sup> liegen bisher nur zwei Meßergebnisse vor

|                           | P×10 <sup>6</sup> |
|---------------------------|-------------------|
| Boehm und Kankleit (1968) | 20 ±30            |
| diese Arbeit              | -1.5±6            |

Unser Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der Theorie (5.1) nach der eine Polarisation in der Größenordnung des Ta<sup>181</sup>-Ergebnisses erwartet wird. Inzwischen steht höher angereichertes Hf<sup>174</sup> (13.9%) zur Verfügung. Die Meßgenauigkeit ließe sich auf  $2 \times 10^{-6}$  verbessern.

### 7.2 Hf<sup>180</sup>

Das Ergebnis dieser Arbeit ist  $P(501 \text{ keV}) = -(22.8 \pm 1.5) \times 10^{-4}$ . Es wurde inzwischen von Lipson et al. (1971) und Kuphal et al. (1971) durch Messung der zirkularen Polarisation und von Krane et al. (1971) durch Messung der Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie der  $\gamma$ -Emission polarisierter Hf<sup>180</sup>-Kerne bestätigt. Aus den Daten läßt sich das Mischungsverhältnis  $X = \frac{\langle \tilde{E}2 \rangle}{\langle M2 \rangle}$  für den 501 keV-Übergang bestimmen.

Die Resultate für X sind ebenfalls in Tabelle 12 aufgeführt. Be-

merkwürdig ist die gute Übereinstimmung zwischen dem Ergebnis von Krane et al. und den anderen Autoren. Auch die Messungen von Lipson et al. stimmen im Gegensatz zu den Au<sup>198</sup> und Lu<sup>177</sup>-Resultaten ausgezeichnet mit dieser Arbeit überein.

Tabelle 12: Experimentelle Ergebnisse für den 501 keV  $\gamma$ -Übergang in Hf<sup>180</sup>

| Autoren       | Meßmethode                    | Ergebnis $\times 10^4$     | $\times 10^3$    |
|---------------|-------------------------------|----------------------------|------------------|
| Lipson et al. | Vorwärtsstreuung              | $P_\gamma = -23 \pm 6$     | $-33 \pm 9$      |
| Krane et al.  | Vorwärts- Rückwärtsasymmetrie | $A = -166 \pm 18$          | $-38 \pm 4^*$    |
| Kuphal et al. | Transmission                  | $P_\gamma = -25 \pm 4.7$   | $-37 \pm 7^{**}$ |
| diese Arbeit  | Vorwärtsstreuung              | $P_\gamma = -22.8 \pm 1.5$ | $-33 \pm 2.5$    |

\* das Vorzeichen wurde von Körner et al. (1971) bestimmt.

\*\* an Lipson et al. und unser Ergebnis mit SM1 angepaßt.

Die Wellenfunktion des  $8^-$ -Zustandes ist unter der Voraussetzung, daß nur der  $8^+(K=0)$ -Zustand beigemischt wird:

$$\psi(1142 \text{ keV}) = \psi(8^-, K=8) + G\psi(8^+, K=0)$$

die paritätsverbotene Beimischung im  $8^-$ -Niveau läßt sich aus dem  $\langle \tilde{E}2 \rangle / \langle M2 \rangle$ -Verhältnis und den entsprechenden Zerfallswahrscheinlichkeiten bestimmen:

$$G = \sqrt{\frac{\lambda(M2, 8^- \rightarrow 6^+)}{\lambda(E2, 8^+ \rightarrow 6^+)}} \frac{\langle \tilde{E}2 \rangle}{\langle M2 \rangle} = (1.75 \pm 0.12) 10^{-11} .$$

$\lambda(M2)$  wird aus der Halbwertszeit und dem E3/M2-Verzweigungsverhältnis,  $\lambda(\tilde{E}2, 8^+ \rightarrow 6^+)$  aus der Halbwertszeit des  $2^+ \rightarrow 0^+$  Rotationsüberganges  $T_{1/2} = (1.53 \pm 0.05)$  nsec unter Berücksichtigung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit und der jeweiligen  $\gamma$ -Energien berechnet.

Die theoretische Interpretation der Paritätsbeimischung G ist schwierig, da die K-Auswahlregel nicht nur den  $\gamma$ -Zerfall des  $8^-(K=8)$ - in den  $6^+(K=0)$ -Zustand, sondern auch die Beimischung des  $8^+(K=0)$ - zum  $8^-(K=8)$ -Zustand durch die schwache Wechselwirkung behindert. Nach der empirischen K-Auswahlregel ist die Behinderung R zwischen  $10^4$  und  $10^8$ , so daß die tatsächlich wirkende schwache Kopplung

$$F = R \times G$$

zwischen  $2 \times 10^{-7}$  und  $2 \times 10^{-3}$  liegen sollte.

Dieses Ergebnis ist zwar in der nach der Strom-Strom-Kopplung erwarteten Größenordnung, aber zur Prüfung spezieller Modelle für die starke und schwache Kopplung zwischen den Nukleonen zu ungenau.

Die Hypothese, daß nur der  $8^+(K=0)$ -Zustand beigemischt wird, läßt sich durch eine Messung der zirkularen Polarisation des 57 keV  $\gamma$ -Überganges prüfen. Die zirkulare Polarisation dieser Quanten sollte

$$P = \frac{2\langle E1 \rangle \langle M1 \rangle}{E_1^2} = 2.5 \times 10^{-3}$$

$$\text{mit } \langle M_1 \rangle = 2.87 \times 10^4 \text{ G } (\mu(8^-) + \mu(8^+)) / \mu_K \text{ sein.}$$

Das magnetische Moment des  $8^-$ -Zustandes  $\mu(8^-) = (8.6 \pm 1.0) \mu_K$  wurde von Körner et al. (1971) gemessen. Das magnetische Moment des  $8^+$ -Zustandes läßt sich aus dem g-Faktor  $g(2^+) = 0.263 \pm 0.015$  (Ben - Zvi et al. (1968) und die  $\langle E1 \rangle$ -Amplitude aus der Halbwertszeit und den Verzweigungsverhältnissen berechnen.

### 7.3 Tb<sup>159</sup> - Au<sup>198</sup>

Das Ergebnis dieser Arbeit ist  $P(363 \text{ keV}) \leq 1 \times 10^{-3}$ . Es ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Lipson et al. (1971), die  $-(1 \pm 5) 10^{-4}$  angeben und Krane et al. (1971), die eine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von  $A_1 = -(1.6 \pm 4.2) 10^{-4}$  finden. Dieser Asymmetrie entspricht eine zirkulare Polarisation von  $+(1 \pm 3) 10^{-4}$ .

Unsere statistische Meßgenauigkeit (siehe 6.3) ist um einen Faktor 3 besser als die von Lipson et al. erreichte. Die ungenaue Kenntnis der  $\beta^-$ -Verzweigungsverhältnisse und der  $\alpha Z$ -Abhängigkeit der Bremsstrahlungsausbeute erlauben es uns jedoch nur, eine um einen Faktor 2 größere obere Grenze für die Polarisation anzugeben.

Die Meßfehler sind in der Größenordnung der Vorhersagen von Vogel (1971):  $|P| = 4 \times 10^{-4}$ .

#### 7.4 W<sup>182</sup>

Für den 1189 keV  $\gamma$ -Übergang liegen inzwischen Ergebnisse von anderen Autoren vor, die in der folgenden Tabelle angegeben sind:

|                      | $A \times 10^4$ | $P \times 10^4$ |
|----------------------|-----------------|-----------------|
| Lipson et al. (1971) |                 | -0.25±0.40      |
| Krane et al. (1971)  | -2.8±1.7        | -15 ±11         |
| diese Arbeit         |                 | -0.01±0.11      |

Lipson et al. benutzen ebenfalls die Vorwärtsstremethode. Die zirkulare Polarisation ist um einen Faktor 5 empfindlicher von der paritätsverletzenden Beimischung abhängig als die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie, da die Terme  $M2-\bar{E}2$  und  $E1-\bar{E}2$  destruktiv interferieren.

Die Abschätzung von Vogel (1971)  $|P| = 5 \times 10^{-4}$  konnte nicht bestätigt werden.

## Schlußbemerkungen

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß paritätsverletzende Kräfte in den Atomkernen existieren.

1. Die zirkulare Polarisation der 501 keV  $\gamma$ -Quanten in  $\text{Hf}^{180}$  ist mit einem Signal - Fehler - Verhältnis von 15 : 1 und im Hinblick auf systematische Fehler experimentell am besten gesichert.
2. Die  $\text{Ta}^{181}$ -Messung hat die von Lobashov et al. gefundene Paritätsmischung bestätigt. Die Polarisation ist bis auf eine Größenordnung mit den theoretischen Vorstellungen verträglich.
3. Eine zirkulare Polarisation der 363 keV  $\gamma$ -Quanten in  $\text{Tb}^{159}$  ist möglich. Zur Klärung ist eine genauere Untersuchung der  $\beta^-$ -Verzweigungsverhältnisse notwendig. Für die 1189 keV  $\gamma$ -Quanten in  $\text{W}^{182}$  und die 343 keV  $\gamma$ -Quanten in  $\text{Lu}^{175}$  konnte keine signifikante Polarisation gefunden werden.

Weitere paritätsverletzende Effekte wurden von Lobashov et al. (1966, 69, 72) in der  $\gamma$ -Strahlung der Kerne  $\text{Lu}^{175}$ ,  $\text{K}^{41}$  und bei der  $n(p,\gamma)d$ -Reaktion und von Wäffler et al. (1970) beim  $\text{O}^{16}$ -Zerfall gefunden. Das  $\text{Lu}^{175}$ -Ergebnis konnte von Vanderleeden und Böhm (1969) bestätigt werden.

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie am 9.05 MeV  $\gamma$ -Übergang von  $\text{Cd}^{114}$  (Abov et al. 1964, 68) konnte von anderen Autoren (Forte et al. (1966), Eichler et al. (1969) und Warming et al. (1967, 69)) nicht bestätigt werden. Die von Dydak et al. (1971) gefundene  $\beta$ - $\gamma$ -Asymmetrie am 279 keV  $\gamma$ -Übergang von  $\text{Tl}^{203}$  ist mit den Messungen von Leuschner und Bock (1969), Baker und Hamilton (1970) und Kuphal et al. (1971) nicht verträglich.

Besonders bemerkenswert ist die von Wäffler et al. gefundene paritätsverbotene  $\alpha$ -Zerfallsbreite in  $\text{O}^{16}$   $\Gamma_{\alpha}^{\text{irr.}} = (7.5 \pm 3.0) \times 10^{-11}$  eV und die von Lobashov et al. (1972) gemessene zirkulare Polarisation der  $\gamma$ -Quanten aus der  $n(p,\gamma)d$ -Reaktion  $P = -(1.30 \pm 0.45) \times 10^{-6}$ .

Da  $\alpha$ -Zerfälle mit  $\Delta I = 1$  verboten sind, hängt die paritätsverbotene Zerfallsbreite nur von  $V_\rho$  ab. Entsprechende Rechnungen von Gari et al. (1971) stimmen gut mit dem Meßwert überein, wenn hard core-Modelle oder das Reid-soft-core Modell benutzt werden. Die Übereinstimmung zeigt, daß der  $\rho$ -Austauschterm und das einfache Faktorisierungsmodell die schwache WW der Nukleonen gut beschreiben und der  $2\pi$ -Austauschterm sowie ein die Isospin-Auswahlregeln verletzender  $\pi$ -Austauschterm vernachlässigt werden können (Fink et al. (1972), Schülke (1972)).

Auch die zirkulare Polarisierung der  $\gamma$ -Quanten bei der  $n(p,\gamma)d$ -Reaktion hängt nur von  $V_\rho$  ab. Rechnungen von Danilov (1971) sagen eine zirkulare Polarisierung von  $1.8 \times 10^{-8}$  voraus. Es deutet sich also dieselbe Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment wie bei der  $Ta^{181}$ -Messung an. Um diese Abweichung zwischen der augenblicklichen Theorie und den Meßergebnissen zu erhärten, erscheint es sinnvoll, weitere Messungen bei leichten Kernen auszuführen, wo sich die zu erwartenden paritätsverletzenden Effekte leichter berechnen lassen. Geeignet erscheint die Messung der zirkularen Polarisierung der  $\gamma$ -Quanten beim  $n$ - $d$ -Einfang, wo eine um einen Faktor 10 größere zirkulare Polarisierung als beim  $n$ - $p$ -Einfang erwartet werden kann.

Herr Prof. Dr. H. Schopper hat die Untersuchung paritätsverletzender Kernkräfte initiiert und stets mit Interesse verfolgt.

Herr Dr. P. Bock unterstützte mich durch fruchtbare Diskussionen und Mithilfe bei der Durchführung der Messungen.

Die radioaktiven Quellen wurden von Herrn J. Müller präpariert, die Abbildungen von Frl. S. Stein angefertigt.

Ausgeführt wurden die Experimente im Rahmen der Gruppe Kernspektroskopie des Institutes für Experimentelle Kernphysik Karlsruhe, deren Leiter, Herr Prof. Dr. H. Appel, die Arbeit stets gefördert hat.

Ich danke allen für den Beitrag, den sie zu dieser Arbeit geleistet haben.





LITERATURVERZEICHNIS

EINFUEHRENDE LEHRBUECHER, UEBERSICHTSARTIKEL UND  
KERNESPEKTROSKOPISCHE TABELLEN:

THEORY OF WEAK INTERACTIONS

R.E.MARSHAK, RIAZUDDIN, AND C.P.RYAN, WILEY-INTERSCI.(1969)

WEAK INTERACTIONS AND NUCLEAR BETA DECAY

H.F.SCHOPPER, NORTH-HOLLAND(1966)

WEAK INTERACTIONS

SPRINGER TRACTS IN MOD. PHYSICS (1970)52,53

WEAK INTERACTIONS AND LOW-ENERGY NUCLEAR PHYSICS

R.J.BLIN-STOYLE, CERN 69-7

PARITY VIOLATION IN ELECTROMAGNETIC AND STRONG INTERACTION PROC.

W.D.HAMILTON, PROGRESS IN NUCL.PHYS.10(1969)1

PARITY AND TIME-REVERSAL INVARIANCE IN NUCLEAR PHYSICS

E.M.HENLEY, ANN.REV.OF NUCL.SCIENCE 19(1969)367

NUMERICAL TABLES FOR F-, J-, G-SYMBOLS

APPEL H., LANDOLT-BOERNSTEIN I(1968)3

NUCLEAR DATA SHEETS, OAK RIDGE NATION. LAB.

TABLE OF ISOTOPES

LEDERER C.M., J.M.HOLLANDER, AND I.PERLMAN, 6TH ED.(1967)

ZUR THEORIE DER SCHWACHEN NN-WECHSELWIRKUNG:

ALBRIGHT C.H. AND R.J.OAKES, PHYS.REV.D3(1971)1270, DESY 71/53

BLIN-STOYLE R.J., PHYS.REV.118(1960)1605;120(1961)181

DANILOV G.S., PHYS.LETT.35B(1971)579

D'ESPAGNAT B., PHYS.LETT.1(1963)209

DESPLANQUES B. AND N.VINH MAU, PHYS.LETT.35B(1971)28

PHYS.LETT.37B(1971)375

EMAN B. AND D.TADIC, PHYS.REV.C4(1971)661; SYMP.ON NUCLEONS AND  
WEAK INTERACTIONS ZAGREB 1971

FINK M., M.GARI AND J.G.ZABOLITZKY, PHYS.LETT.38B(1972)189

FISCHBACH E., D.TADIC, AND K.TRABERT, PHYS.REV.186(1969)1688

GARI M. AND A.H.HUFFMAN, CALT-63-160(1971), PHYS.LETT.36B(1971)442

GARI M., H.KUEMMEL, AND J.G.ZABOLITZKY, NUCL.PHYS.A161(1971)625

GARI M., D.DUMITRESCU, J.G.ZABOLITZKY, AND H.KUEMMEL,

PHYS.LETT.35B(1971)19

KUEMMEL H., SYMP.ON NUCLEONS AND WEAK INTERACTIONS ZAGREB 1971

KRUEGER L., Z.F.PHYSIK 157(1957)369

LAPORTE, Z.F.PHYSIK 23(1924)135

LAWSON R.D. AND R.E.SEGEL, PHYS.REV.LETT.16(1966)1006

MAQUEDA E. AND R.J.BLIN-STOYLE, NUCL.PHYS.A91(1967)460

MCKELLAR B.H.J., PHYS.LETT.38B(1972)401, 26B(1967)107

MICHEL F.C., PHYS.REV.133(1964)B329

OAKES R.J., PHYS.REV.LETT.20(1968)1539

SAINTIGNON DE P., J.J.LUCAS, J.B.VIANO, M.CHABRE AND P.DEPOMMIER,

NUCL.PHYS.A160(1971)53

SCHUELKE L., PREPRINT 1972

TADIC D., PHYS.REV.174(1968)1694

VINH MAU N. AND A.M.BRUNEAU, PHYS.LETT.29B(1969)408

VINH MAU N., SYMP.ON NUCL.AND WEAK INTERACT.ZAGREB 1971

VOGEL P. CALT-63-155(1971)

WAHLBORN S. AND J.BLOMQUIST, NUCL.PHYS.A133(1969)50

WAHLBORN S., PHYS.REV.138B(1965)534

EXPERIMENTE ZUR PARITAETSVERLETZUNG IN KERNEN:

- ABOV Y.G., P.A. KRUPCHITSKY, AND A. ORATOVSKY, PHYS. LETT. 12(1964)25  
ABOV Y.G., P.A. KRUPCHITSKY, M.J. BULGAKOV, O.N. YERMAKOV,  
J.L. KARPHIKHIN, PHYS. LETT. 27B(1968)16  
BAKER K.D. AND W.D. HAMILTON PHYS. LETT. 31B(1970)557  
BOCK P. DISSERTATION UNIVERSITAET KARLSRUHE (1969A)  
EXTERNER BERICHT 3/69-3 DES KERNFORSCHUNGSZENTRUS KARLSRUHE  
POVEL H.P., DIPLOMARBEIT, UNIVERSITAET KARLSRUHE, 1968  
SYMP. ON NUCLEONS AND WEAK INTERACTIONS ZAGREB 1971  
BOCK P. AND B. JENSCHKE, BERICHT KFK 1116 DES KERNFORSCHUNGSZENTRUMS  
KARLSRUHE 1970  
NUCL. PHYS. A160(1971)550  
BOCK P., B. JENSCHKE, AND H. SCHOPPER, PHYS. LETT. 22(1966)316  
JENSCHKE B., DIPLOMARBEIT UNIVERSITAET KARLSRUHE(1967)  
BODENSTEDT E., L. LEY, H.O. SCHLENZ, AND U. WEHMANN,  
PHYS. LETT. 29B(1969)165; NUCL. PHYS. A137(1969)33  
BOEHM F. AND E. KANKELEIT, NUCL. PHYS. A109(1968)457  
CRUSE D.W. AND W.D. HAMILTON, NUCL. PHYS. A125(1969)241  
DYDAK F., H.D. POLASCHEGG, P. RIEHS, AND P. WEINZIERL  
PHYS. LETT. 37B(1971)375  
EICHLER J. AND P. HEINE, Z.F. PHYSIK 227(1969)352  
EICHLER J., DISSERTATION UNIVERSITAET KARLSRUHE (1969)  
KFK 986(1969)  
FORTE M. AND O. SAAVEDRA, REPORT EUR-3053(1966)  
JENSCHKE B. AND P. BOCK, PHYS. LETT. 31B(1970)65  
KRANE K.S., C.E. OLSEN, JAMES R. SITES, AND W.A. STEYERT,  
PHYS. REV. C4(1971)1906, 1942; PHYS. REV. LETT. 26(1971)1579  
PHYS. REV. C5(1972)1104  
KUPHAL E., M. DAUM, AND E. KANKELEIT, SYMP. ON NUCLEONS AND WEAK  
INTERACTIONS ZAGREB 1971  
E. KUPHAL, DISSERTATION UNIVERSITAET DARMSTADT 1971  
H. DIEHL, DIPLOMARBEIT UNIVERSITAET DARMSTADT 1970  
LEUSCHNER H. AND P. BOCK, EXTERNER BERICHT 3(1969)1 KFZ KARLSRUHE  
LIPSON E.D., F. BOEHM, AND J.C. VANDERLEEDEN, PHYS. LETT. 35B(1971)307  
CALT-63-163(1971)  
LOBASHOV V.M., V.A. NAZARENKO, L.F. SAENKO, L.M. SMOTRITSKII,  
JETP LETT. (SOV. PHYS.) 3(1966)47  
AND G.I. KHARKEVICH, JETP LETT. (SOV. PHYS.) 3(1966)173  
AND G.I. KHARKEVICH, PHYS. LETT. 25B(1967)104  
AND G.I. KHARKEVICH, PHYS. LETT. 30B(1969)39  
G.I. KHARKEVICH, AND V.A. KNYAZ'KOV, SOV. JOUR. NUCL. PHYS. 13(1971)313  
G.I. KHARKEVICH, N.A. LOZOVY, A.I. YEGOROV, D.M. KAMINKER, V.A. KNJARKOV,  
SUBMITTED TO NUCL. PHYS. 1972  
PAUL H., M. MC KEOWN, AND G. SCHARFF-GOLDHABER, PHYS. REV. 158(1967)1112  
PRATT JR. W.P., R.I. SCHERMER, JAMES R. SITES, A. STEYERT,  
PHYS. REV. C2(1970)1499  
SCHARFF-GOLDHABER G. AND M. MC KEOWN, ANL-REPORT 7130;  
PHYS. REV. 158(1967)1105  
VANDERLEEDEN J.C. AND F. BOEHM, PHYS. LETT. 30B(1969)467; CALT-63-1  
PHYS. REV. C2(1970)748  
VAN ROOIJEN J.J., P. PRONK, S.U. OTTEVANGERS AND J. BLOK,  
PHYSICA 37(1967)32  
WAEFFLER H., H. HAETTIG, AND K. HUENCHEN, PHYS. REV. LETT. 25(1970)941  
NUCL. PHYS. A137(1969)144  
WARMING E., F. STECHER-RASMUSSEN, W. RATYNSKI, J. KOPECKY,  
PHYS. LETT. 25B(1967)200  
WARMING E., PHYS. LETT. 29B(1969)564

BETA-GAMMA SPEKTROSKOPIE:

EL-NESR M.S. AND E.BASHANDY, NUCL.PHYS.31(1962)128  
ERMAN P., B.I.DEUTCH, AND C.J.HERRLANDER, NUCL.PHYS.A92(1967)241  
GERHOLM T.R., B.-G.PETTERSSON, AND Z.GRABOWSKI, NUCL.PHYS.65(1965)441  
GVOZDEV V.S., V.N.GRIGOREV, AND YU.V.SERGEENKOV, IZVESTIYA AKADMI  
NAUK SSSR-SER.FIS.34(1970)1680  
HILL J.C. AND M.L.WIEDENBECK, NUCL.PHYS.A111(1968)457  
JOHANSEN K.H., B.BENGTSON, P.G.HANSEN, AND P.HORNSHOJ,  
NUCL.PHYS.A133(1969)213  
KOERNER H.J., F.E.WAGNER, AND B.D.DUNLAP, PHYS.REV.LETT.27(1971)1593  
NELSON G.C. AND E.N.HATCH, Z.F.PHYSIK 202(1967)293  
NIELSEN K.O., O.B.NIELSEN, AND O.SKILBREID, NUCL.PHYS.7(1958)561  
NIKOVIC M., M MLADJENOVIC, BULL. OF THE BORIS KIDRIC INST.  
OF NUCL.SCIENC.VOL.21(1970)1  
PAUL H., D.SEMRAD, H.ZEMANN, NUCL.PHYS.A175(1971)685  
PERSSON L., ARKIV FOER FYSIK 25(1963)307  
REIERSON J.D., G.C.NELSON, AND E.N.HATCH, NUCL.PHYS.A153(1971)109

BREMSSTRAHLUNG UND ANALYSIERWIRKUNG:

BEHRENS H., DISSERTATION UNIVERSITAET KARLSRUHE (1966)  
SCHOPPER H., H.BEHRENS, H.MUELLER, J.GOERRES, W.JUENGST,  
AND H.APPEL, NUCL.INSTR.49(1967)277  
BERENYI D. AND D.VARGA ACTA PHYSICA ACAD.SCIE.HUNGARICAE 29(1970)20  
NUCL.PHYS.A138(1969)685  
BRAICOVICH L., B.DE MICHELIS, AND A.FASANA, NUCL.PHYS.63(1965)548  
ELWERT G. AND E.HAUG, PHYS.REV.183(1969)90  
EVANS R.D., THE ATOMIC NUCLEUS (1955)620 MC GRAW-HILL, N.Y.  
FRONSDAL C. AND H.UEBERALL, PHYS.REV.111(1958)580  
GALSTER S., NUCL.PHYS.58(1964)72  
Z.F.PHYSIK 161(1961)46; SIEHE AUCH :  
HUBER H., S.GALSTER, H.SCHOPPER, NUCL.INSTR.21(1963)338  
CUNNINGHAM MARY E., AMERICAN PHYSICAL SOCIETY (1964)  
WINTER MEETING BERKELEY  
KOCH H.W. AND J.W.MOTZ, REV.MOD.PHYS.31(1959)920  
LEWIS R.R. AND G.W.FORD, PHYS.REV.107(1957)756  
MCVOY K.W., PHYS.REV.106(1957)828, 110(1958)1434  
PASSATORE G., NUOVO CIMENTO 18(1960)540  
PYTTE A., PHYS.REV.107(1957)1681; FORD G.W., PHYS.REV.107(1957)320  
SCHOPPER H., NUCL.INSTR.3(1958)158

VERSCHIEDENES:

BERGER M.J. AND S.M.SELTZER, TABLES OF ENERGY LOSSES AND  
RANGES OF ELECTRONS AND POSITRONS, NASA SP-3012  
BEN-ZVI, P.GILAD, G.GOLDRING, P.HILLMAN, A.SCHWARZSCHILD, AND Z.VAGER,  
NUCL.PHYS.A109(1968)201  
BOCK P. PHYS.LETT.30B(1969)628; NUOVO CIM.LETT.1(1971)157;  
NUCL.PHYS.A177(1971A)289; AND P.LUKSCH, NUOVO CIM.LETT.2(1971)1081  
CHARKEWITSCH A.A. SIGNALE UND STUERUNGEN R.OLDENBOURG VERLAG 1968  
FROLOV G.V., SOVIET PHYS.JETP 12(1961)1277  
SOV.JOURNAL OF NUCL.PHYS.13(1971)731 ; SIEHE AUCH :  
BARYSHEVSKI V.G., O.V.DUMBRAIS, V.L.LYUBOSHITZ  
DUBNA PREPRINT (1971)E2-6133  
LOBASHOV V.M., L.A.POPENKO, L.M.SMOTRITSKY, A.P.SEREBROV,  
E.A.KOLOMENSKI, PIS'MA V ZHETF 14(1971)373; JETP LETT.14(1971)251  
MILLER S.C. AND R.M.WILCOX, PHYS.REV.124(1961)637  
RYSKIN M.G. AND G.V.FROLOV, SOV.JOUR.NUCL.PHYS.13(1971)731  
TOENNIES J.F. UND D.BURCHARD, PRIVATE MITTEILUNG(1966)

