

Messung des Asymmetrie-Koeffizienten der β – γ -Zirkularpolarisationskorrelation an erlaubten β -Übergängen * **

H. BEHRENS

Institut für Experimentelle Kernphysik der Technischen Hochschule
und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

Eingegangen am 23. Januar 1967

The asymmetry coefficient of the β -circularly-polarized γ -correlation of allowed β -decays has been measured for several nuclides with high accuracy. The polarimeter was a new type. Here the magnet is used as Compton-scatterer and as β -spectrometer at the same time with the advantage that one has four coincidence possibilities between two γ - and two β -counters. The results of the measurements are the following:

Nuclid	A
Na ²⁴	+ 0.102 ± 0.006
Ar ⁴¹	+ 0.066 ± 0.025
Sc ⁴⁶	+ 0.103 ± 0.004
Ca ⁴⁷	+ 0.383 ± 0.018
V ⁴⁸	– 0.059 ± 0.010
Mn ⁵²	– 0.019 ± 0.010
Co ⁵⁶	+ 0.002 ± 0.010
Co ⁵⁸	– 0.106 ± 0.023
Ag ^{110m}	+ 0.058 ± 0.007
Cs ¹³⁴	– 0.069 ± 0.007

Fermi matrix elements are determined from these values and their physical implications are discussed.

I. Einleitung

Durch die Messung der β – γ -Zirkularpolarisationskorrelation an erlaubten β -Übergängen lassen sich heute im wesentlichen folgende Aussagen gewinnen: Einmal kann eine solche Messung zur Bestimmung der Spins der beteiligten Anfangs- und Endzustände oder der Multipolarität des nachfolgenden γ -Übergangs herangezogen werden, wenn diese unbekannt sind. Zweitens läßt sich bei sog. gemischten Übergängen (Auswahlregel $\Delta I=0$) das Verhältnis des Fermi-Matrixelementes zum Gamow-Teller-Matrixelement bestimmen und mit Hilfe der bekannten ft -Werte

* Auszug aus DOZ 2485.

** Vorläufige Ergebnisse dieser Arbeit wurden vorgetragen auf der Tagung über β -Zerfall und schwache Wechselwirkungen in Heidelberg 1965, auf der Tagung des Fachausschusses Kernphysik der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Bad Pyrmont 1965 und in Freudenstadt 1966 und auf der Frühjahrstagung der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft in Washington 1966.

auch der Absolutwert dieser Matrixelemente. Bei gemischten β -Übergängen mit einer Isospinänderung $\Delta T=1$ sollten auf Grund der Isospinwahlregel ($M_F \neq 0$ nur für $\Delta T=0$) die Fermi-Matrixelemente gleich Null sein. Aus den bisher gemessenen Asymmetriekoeffizienten der $\beta-\gamma$ -Zirkularpolarisationskorrelation solcher Übergänge läßt sich ableiten, daß die Fermi-Matrixelemente eine, wenn auch kleine, endliche Größe besitzen. Der Wert dieser durch die Isospinwahlregel verbotenen Fermi-Matrixelemente ist ein direktes Maß für die Isospinreinheit der beteiligten Zustände. Theoretische Rechnungen für solche Fermi-Matrixelemente und damit der Isospinbeimischungen wurden für die Kerne Na^{24} , Ar^{41} , Sc^{44} und Mn^{52} von verschiedenen Autoren¹⁻⁴ durchgeführt, und zwar sowohl mit der Coulomb-Wechselwirkung allein^{1,2} als auch mit einer zusätzlichen sehr allgemeinen ladungsabhängigen Kernkraft^{3,4}.

Da zur Bestimmung dieser Fermi-Matrixelemente in vielen Fällen genauere Meßwerte wünschenswert sind (eine Zusammenstellung aller experimentellen Asymmetriekoeffizienten an gemischten β -Übergängen findet man in⁵⁻⁷), wurden in der folgenden Arbeit eine Reihe von solchen Asymmetriekoeffizienten mit einer neuartigen Anlage⁸⁻¹⁰, die es erlaubt, sowohl die statistischen als auch die systematischen Fehler zu verkleinern, neu gemessen.

Die Winkelkorrelation zwischen β -Teilchen und zirkularpolarisierten γ -Quanten hat für den erlaubten β -Zerfall die wohlbekannte Form⁷

$$W(\Theta, \tau) = 1 + \tau \frac{v}{c} \cdot A \cdot \cos \Theta. \quad (1)$$

τ ist für rechts zirkularpolarisierte γ -Quanten gleich $+1$, für links zirkularpolarisierte gleich -1 , v/c ist das Verhältnis der Geschwindigkeit der β -Teilchen zur Lichtgeschwindigkeit und Θ ist der Winkel zwischen dem ausgesandten β -Teilchen und dem γ -Quant. Für den Asymmetrie-

¹ BOUCHIAT, C. C.: Phys. Rev. **118**, 540 (1960).

² KELLY, P. S., u. S. A. MOSZKOWSKI: Z. Physik **158**, 304 (1962).

³ BLIN-STOYLE, R. J., and L. NOVAKOVIC: Nuclear Phys. **51**, 133 (1964).

⁴ BLIN-STOYLE, R. J., and C. T. YAP: Nuclear Phys. **79**, 561 (1966).

⁵ BLOOM, S. D.: Nuovo cimento **32**, 1023 (1964).

⁶ DANIEL, H., and H. SCHMITT: Nuclear Phys. **65**, 481 (1965).

⁷ SCHOPPER, H.: Weak interactions and nuclear beta decay. Amsterdam: North-Holland Publ. Co. 1966.

⁸ SCHOPPER, H., H. MÜLLER, W. JÜNGST, J. GÖRRES, H. BEHRENS u. H. APPEL: Compt. rend. congr. intern. de physique nucleaire, Bd. 2, S. 1201, Paris 1964.

⁹ SCHOPPER, H., H. BEHRENS, H. MÜLLER, J. GÖRRES, W. JÜNGST u. H. APPEL: Nuclear Instr. u. Math. (im Druck).

¹⁰ BEHRENS, H.: Diss. Karlsruhe 1966, KFK 434.

koeffizienten A gilt folgende Formel (s. z. B. ⁷⁾

$$A = \frac{\sqrt{3}}{6} \frac{1}{1+y^2} \left(\mp \frac{I'(I'+1) - I(I+1) + 2}{\sqrt{I'(I'+1)}} + 4y \right) \times \frac{F_1(\lambda, \lambda, I'', I') + 2\delta F_1(\lambda, \lambda+1, I'', I') + \delta^2 \cdot F_1(\lambda+1, \lambda+1, I'', I')}{1+\delta^2}. \quad (2)$$

Das obere Vorzeichen gilt für den β^- -Zerfall, das untere für β^+ -Zerfall.

I sind die Spins der beteiligten Zustände mit der Folge $I \xrightarrow{\beta} I' \xrightarrow{\gamma} I''$, λ und $\lambda+1$ sind die Multipolordnungen des γ -Übergangs, δ ist das Verhältnis der reduzierten Matrixelemente des $2^{\lambda+1}$ zum 2^λ -Pol. Die F 's sind die in der Winkelkorrelationstheorie verwendeten F -Koeffizienten. y ist im wesentlichen das Verhältnis des Fermi-Matrixelementes zum Gamow-Teller-Matrixelement

$$y = \frac{C_V \cdot M_F}{C_A \cdot M_{GT}}. \quad (3)$$

II. Meßverfahren

Zur Analyse der Zirkularpolarisation der γ -Quanten wurde die Methode der Compton-Vorwärtsstreuung an magnetisiertem Eisen¹¹ benutzt. Der differentielle Compton-Streuquerschnitt enthält spin-unabhängige und spinabhängige Teile. Da diese spinabhängigen Teile, abgesehen vom Vorzeichen und der Größe der Zirkularpolarisation, auch von der Richtung des Elektronenspins relativ zur Flugrichtung der zirkularpolarisierten γ -Quanten abhängen, ändert sich die Koinzidenzzählrate beim Umpolen der Magnetfeldrichtung. Die relativen Zählratenänderungen beim Umpolen des Streumagneten sind nur sehr klein ($< 1,5\%$). Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit eine besondere, von der bisher benutzten abweichende Art der Anordnung⁸⁻¹⁰ gewählt (s. Fig. 1). Der Magnet dient hier nicht nur, wie bisher, als Streumagnet für die zirkularpolarisierten γ -Quanten, sondern auch als Spektrometer für die ausgesandten Elektronen oder Positronen.

Diese Anordnung hat im wesentlichen folgende Vorteile:

1. Durch die vier Koinzidenzmöglichkeiten zwischen den zwei β - und γ -Zählern erhält man eine Reduzierung der Zählzeit um den Faktor vier bei gleichem statistischen Fehler.

2. Durch eine neue Art der Auswertung, die durch Kombination der vier Koinzidenzraten möglich wird, fallen die γ -Nachweiswahrscheinlichkeiten heraus, so daß die Koinzidenzraten nur noch durch die β -Einzelraten dividiert werden müssen.

¹¹ SCHOPPER, H.: Nuclear Instr. 3, 158 (1958).

3. Durch das β -Spektrometer werden alle unerwünschten Elektronen von vornherein vom β -Zähler ferngehalten, so daß „pile up“-Effekte weitgehend vermieden und in vielen Fällen stärkere Präparate verwendet werden können. Dabei kann das mittlere v/c wegen des homogenen Feldes im Innern exakt berechnet werden.

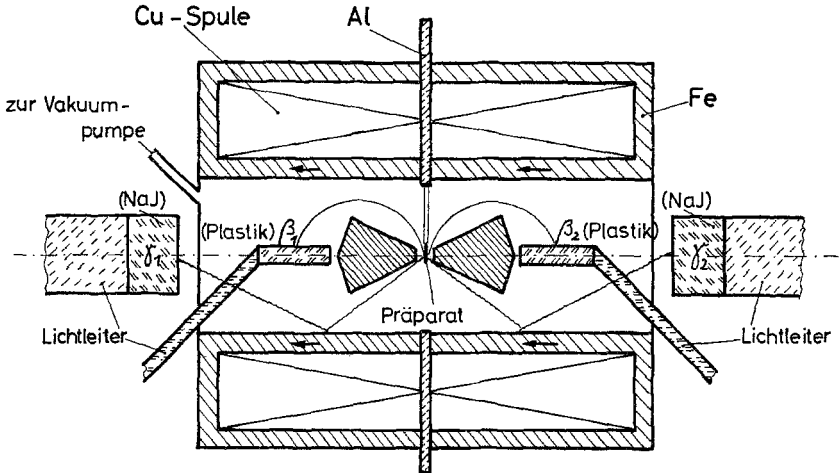


Fig. 1. Meßanordnung

4. Der Anteil der γ - γ -Koinzidenzen kann leicht und exakt bestimmt werden, indem der Magnetstrom so hoch eingestellt wird, daß keine Elektronen den β -Zähler erreichen können.

5. Korrekturen für zeitlichen Abfall der Präparatstärke brauchen nicht angewendet werden.

Die Punkte 1 und 2 gelten nur für Negatronen nicht zu hoher Energie, da die in den β -Zählern erzeugte Bremsstrahlung bzw. Vernichtungsstrahlung zu echten Koinzidenzen zwischen den Zählerkombinationen β_1, γ_1 und β_2, γ_2 Anlaß gibt. In diesen Fällen können nur die gegenüberliegenden Kombinationen β_1, γ_2 und β_2, γ_1 benutzt werden.

Einzelheiten dieses Meßverfahrens und der verwendeten Apparatur wurden schon in einer anderen Arbeit beschrieben^{9,10}.

Der Asymmetriekoeffizient der β - γ -Zirkularpolarisationskorrelation wird [s. Formel (1)] aus den Meßdaten in folgender Weise erhalten:

$$A = \frac{\Delta}{f \cdot \left\langle \frac{v}{c} \cos \Theta \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle \cdot C_\gamma \cdot C_\beta \cdot C_{\gamma\gamma}} \quad (4)$$

Δ ist die halbe relative Zählratenänderung beim Umpolen. f ist der Anteil der ausgerichteten Elektronen im Eisen ($\sim 0,08$). Er wurde experimentell

bestimmt^{9,10}. $d\sigma_c/d\sigma_0$ ist das Verhältnis des polarisationsabhängigen zum polarisationsunabhängigen Anteil des Compton-Streuquerschnitts des Eisens [wegen der anderen Größen s. Formel (1)]. $\langle \rangle$ bedeutet Mittelung über die Geometrie des Magneten, über den vom Spektrometer ausgeblendeten β -Energiebereich und den von dem γ -Diskriminator ausgeblendeten γ -Energiebereich.

$\left\langle \frac{v}{c} \cos \Theta \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle$ wurde unter der Annahme eines homogenen Feldes im Innern des Magneten und für Einfach-Streuprozesse der zirkularpolarisierten γ -Quanten an magnetisiertem Eisen numerisch auf der IBM 7070/74 des Kernforschungszentrums Karlsruhe berechnet.

C_γ ist ein Korrekturfaktor, in dem drei Faktoren enthalten sind. Erstens die Streuung der γ -Quanten an der hinter dem Eisen liegenden Kupferspule, zweitens Zweifachstreuprozesse der γ -Quanten im Eisenzylinder und drittens die Berücksichtigung der endlichen Auflösung der NaJ-Kristalle, was dazu führt, daß den γ -Diskriminatorschwellen keine exakt scharfe γ -Energie zugeordnet werden kann. Der letzte Punkt hat bei dieser Apparatur Einfluß auf

$$\left\langle \frac{v}{c} \cos \Theta \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle,$$

weil durch die γ -Diskriminatorschwellen in unserem Fall der minimale und maximale Streuwinkel der γ -Quanten festgelegt wird.

Diese drei Korrekturen wurden numerisch auf der IBM 7070/74 berechnet. Da sie alle wenig von 1 abweichen, wurde hier darauf verzichtet, sie einzeln anzugeben und nur ihr Produkt C_γ aufgeführt. C_β ist ein Korrekturfaktor, der die Vielfach- und Rückstreuung der β -Teilchen im Präparat und seiner Umhüllung berücksichtigt, durch welche die Korrelation abgeschwächt wird. Einzelheiten über die Berechnung von

$$\left\langle \frac{v}{c} \cos \Theta \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle,$$

C_γ und C_β wurden schon in anderen Arbeiten^{9,10} näher erläutert.

$C_{\gamma\gamma}$ ist ein Korrekturfaktor, der den bei komplizierten Zerfallschemata in der Koinzidenzrate durch das Ansprechen der β -Zähler auf γ -Quanten auftretenden γ - γ -Koinzidenzen Rechnung trägt. Der Anteil der γ - γ -Koinzidenzen wurde experimentell, wie schon erwähnt, durch eine solche Einstellung des Magnetstromes, daß keine Elektronen mehr die β -Zähler erreichen können, bestimmt. Daß $C_{\gamma\gamma}$ auch in einigen Fällen, wo nur eine γ -Linie auftritt, von 1 abweicht, liegt daran, daß γ -Quanten bei den Kombinationen β_1, γ_1 und β_2, γ_2 von den γ -Kristallen in die

β -Zähler zurückgestreut werden können und so zu Koinzidenzen zwischen diesen Zählern Anlaß geben.

Δ läßt sich mit Hilfe von folgender Beziehung aus den Zählraten ableiten.

$$\left(\frac{Q_{11} \cdot Q_{12}}{Q_{21} \cdot Q_{22}}\right)^{\leftarrow} \left(\frac{Q_{21} \cdot Q_{22}}{Q_{11} \cdot Q_{12}}\right)^{\rightarrow} = \left(\frac{1+\Delta}{1-\Delta}\right)^4 = 1 + 8\Delta + 32\Delta^2 + \dots \quad (5)$$

mit

$$Q_{mn} = \frac{K_{mn}}{N_{\beta m}}.$$

K_{mn} ist die Koinzidenzrate zwischen dem β -Zähler m und dem γ -Zähler n .

$N_{\beta m}$ ist die Einzelrate des β -Zählers m .

Die Pfeile an den Klammern stellen die verschiedenen Magnetfeldrichtungen dar.

Nach dem Gesagten gilt die Art der Datenauswertung nach Formel (5) nur für β^- -Zerfälle. Bei Positronen-Zerfällen wurde folgende Gleichung angewandt

$$\left(\frac{S_{12}}{S_{21}}\right)^{\leftarrow} \left(\frac{S_{21}}{S_{12}}\right)^{\rightarrow} = \left(\frac{1+\Delta}{1-\Delta}\right)^2 = 1 + 4\Delta + 8\Delta^2 + \dots \quad (6)$$

mit

$$S_{mn} = \frac{K_{mn}}{N_{\beta m} N_{\gamma n}}.$$

$N_{\gamma n}$ ist die Einzelrate des γ -Zählers n .

Die Elektronik war für die γ -Seite als fast-slow-Koinzidenz-Anlage aufgebaut, auf der β -Seite war ein langsamer Ast wegen der Benutzung des Spektrometers nicht nötig. Die Ausgabe der Meßergebnisse der vier Koinzidenzzähler und der beiden β - und γ -Einzelraten erfolgte je nach der Halbwertszeit des Präparates alle 10 bis 200 sec auf Lochstreifen. Die Auswertung (einschließlich eines χ^2 -Tests) erfolgte dann anschließend auf der IBM 7070/74. Die zufälligen Koinzidenzen wurden bei der Auswertung auf der elektronischen Rechenmaschine von den gemessenen Koinzidenzraten gleich abgezogen. Dazu wurden in periodischen Abständen die zufälligen Koinzidenzen gemessen, nach der Formel

$$2\tau = \frac{Z}{N_{\beta} \cdot N_{\gamma}} \quad (Z = \text{zufällige Koinzidenzrate}), \quad (7)$$

die Halbwertsbreite 2τ der Koinzidenzauflösungskurve bestimmt und die so erhaltene Halbwertsbreite 2τ der Koinzidenzauflösungskurve zusammen mit den Meßergebnissen in die elektronische Rechenmaschine ein-

gegeben. Die elektronische Maschine konnte sich damit durch Umkehrung von Formel (7) die zufälligen Koinzidenzen zu jeder Messung ausrechnen.

Umgepolt wurde der Magnet je nach Halbwertszeit des Präparats vollautomatisch alle 5 bis 15 min. Der vom β -Spektrometer und von den γ -Diskriminatoren ausgeblendete Energiebereich bei den einzelnen Messungen ist in der Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1. Vom β -Spektrometer ausgeblendeter β -Energiebereich und von den γ -Diskriminatoren durchgelassener γ -Energiebereich

Nuklid	$E_{\beta \min} - E_{\beta \max}$ (KeV)		$E_{\gamma \min} - E_{\gamma \max}$ (KeV)	
Na ²⁴	510	1050	600	1420
Ar ⁴¹	510	1050	550	911
Sc ⁴⁶	161	378	500	800
Ca ⁴⁷	326	708	600	911
V ⁴⁸	382	814	641	953
Mn ⁵² (I+II)	326	708	641	953
Mn ⁵² (III)	326	708	606	916
Co ⁵⁶	510	1050	641	863
Co ⁵⁸	294	646	431	621
Ag ^{110m}	246	552	400	700
Cs ¹³⁴	382	814	400	621

Zur Kontrolle der Apparatur und der Berechnung des Analysatorwirkungsgrades

$$f \cdot \left\langle \frac{v}{c} \cos \Theta \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle$$

mit den Korrekturfaktoren wurden einige bekannte Asymmetriekoeffizienten (Co⁶⁰, Na²², Mn⁵⁶) gemessen. Es ergab sich gute Übereinstimmung zwischen theoretischen und mit dieser Anlage experimentell gefundenen Werten (die Ergebnisse dieser Messungen wurden in anderen Arbeiten^{9,10} veröffentlicht).

III. Quellen

Die Präparate von Na²⁴, Ca⁴⁷, V⁴⁸, Mn⁵², Co⁵⁶, Co⁵⁸, Ag^{110m} (I+II) und Cs¹³⁴ wurden durch Eindunsten eines Tropfens der radioaktiven Lösung des Präparatmaterials auf einer 4 μ (0,56 mg/cm²) starken Hostaphan-Folie als Unterlage hergestellt, die zur Vermeidung von Aufladungseffekten mit einer dünnen Goldschicht bedampft war. Um Verunreinigungen der Apparatur durch die radioaktiven Nuklide zu vermeiden, wurde das Präparat auf der anderen Seite durch eine weitere Hostaphan-Folie derselben Stärke abgedeckt.

Sc⁴⁶ und Ag^{110m}(III) wurde in radioaktivem Zustand auf eine 0,6 mg/cm² starke Glimmerfolie als Metall aufgedampft. Anschließend wurde zur Herstellung der Leitfähigkeit und zum Schutz eine hauchdünne Goldschicht darübergedampft.

Die Dicke der Präparate (durch Auswiegen und aus der Fleckgröße bestimmt) und ihre chemische Form, in der sie auf der Folie vorlagen, kann aus Tabelle 2 entnommen werden.

Tabelle 2. *Chemische Verbindung und Dicke der Präparate*

Nuklid	Chemische Verbindung	Präparatdicke (mg/cm ²)
Na ²⁴	Na ₂ CO ₃ · H ₂ O	3 ± 2
Sc ⁴⁶	Sc	0,1 ± 0,03
Ca ⁴⁷ (I)	Ca(NO ₃) ₂	9,5 ± 3
Ca ⁴⁷ (II)	Ca(NO ₃) ₂	3,2 ± 1
V ⁴⁸	V ₂ O ₅	2,5 ± 0,8
Mn ⁵² (I)	MnCl ₂ · 4H ₂ O	1,4 ± 0,4
Mn ⁵² (II)	MnCl ₂ · 4H ₂ O	4,1 ± 1,5
Mn ⁵² (III)	MnCl ₂ · 4H ₂ O	1,8 ± 0,6
Co ⁵⁶	CoCl ₂	0,7 ± 0,3
Co ⁵⁸	CoCl ₂	1,8 ± 0,6
Ag ^{110m} (I)	AgNO ₃	7,8 ± 2
Ag ^{110m} (II)	AgNO ₃	3,3 ± 1
Ag ^{110m} (III)	Ag	3,0 ± 0,6
Cs ¹³⁴	CsCl	1,7 ± 0,6

Ar⁴¹ wurde nach der Aktivierung in einer Quarzampulle im Reaktor in abgeschmolzene Glaskugeln umgefüllt, die einen Durchmesser von 11 mm und eine Wandstärke von ca. 0,15 mm hatten.

Na²⁴, Ar⁴¹, Sc⁴⁶, Ca⁴⁷, Ag^{110m} und Cs¹³⁴ wurde durch Aktivierung im Reaktor FR 2 des Kernforschungszentrums Karlsruhe hergestellt, wobei bei allen Elementen außer Ca⁴⁷ von der natürlichen Isotopenzusammensetzung ausgegangen wurde. Im Fall des Ca⁴⁷ wurde zur Aktivierung aus Oak-Ridge bezogenes, zu 25% angereichertes Ca⁴⁶ verwendet. Die Nuklide V⁴⁸, Mn⁵², Co⁵⁶ und Co⁵⁸ wurden als trägerfreie Lösung aus Amersham (England) bezogen.

IV. Meßergebnisse

In Tabelle 3 sind die gemessenen Effekte A mit ihren statistischen Fehlern, die totalen Analysatorwirkungsgrade, alle Korrekturfaktoren und die aus den Effekten nach Formel (4) berechneten Asymmetriekoeffizienten dargestellt. Bei den Asymmetriekoeffizienten sind immer zuerst die Fehler angegeben, die man aus den statistischen Fehlern der

Effekte allein erhält. In Klammern darunter stehen die systematischen Fehler, die sich durch die Ungenauigkeit des Analysatorwirkungsgrades und des Korrekturfaktors für die Vielfach- und Rückstreuung im Präparat ergeben. Die Fehler der anderen Korrekturfaktoren können vernachlässigt werden.

Die systematischen und statistischen Fehler wurden quadratisch addiert und zum endgültigen Fehler des Asymmetriekoeffizienten hinzuaddiert.

Beim Vorliegen mehrerer Meßreihen für einen A -Wert wurden die Asymmetriekoeffizienten mit den reziproken Quadraten der statistischen Fehler aus den Effekten als Gewichte gemittelt und erst dann den systematischen Fehlern quadratisch hinzuaddiert, wenn die Korrektur für die β -Vielfach- und Rückstreuung nicht zu sehr verschieden war, wie beim Ag^{110m} . In diesem Fall wurde mit den reziproken Quadraten der quadratisch addierten Fehler des Effektes und der Präparatkorrektur als Gewichte gemittelt und zum Schluß dem Fehler des Analysatorwirkungsgrades hinzuaddiert.

V. Diskussion der Meßergebnisse

Bei allen Nukliden mit Ausnahme Ca^{47} wurde die Messung des Asymmetriekoeffizienten der β - γ -Zirkularpolarisationskorrelation vorgenommen, um die Fermi-Matrixelemente und damit die Isospinreinheit der beteiligten Zustände genau bestimmen zu können.

Bei Ca^{47} spricht das Zerfallsschema¹³ in Fig. 2 bei dem von dieser Messung erfaßten β -Übergang von 0,69 MeV für einen reinen Gamow-Teller-Übergang. Wegen des hohen ft -Wertes beim β -Übergang von 1,979 MeV in den Grundzustand des Sc^{47} ist aber in diesem Fall ein verbotener Übergang nicht ganz ausgeschlossen. Aus Schalenmodellüberlegungen folgt für den Grundzustand des Ca^{47} als wahrscheinlichste Konfiguration für die Neutronen $(f\ 7/2)^7 (d\ 3/2)^4$ mit Spin und Parität $7/2^-$, möglich wäre aber auch eine Konfiguration $(f\ 7/2)^8 (d\ 3/2)^3$ mit Spin und Parität $3/2^+$. Ein Spin von $3/2^+$ für den Grundzustand des Ca^{47} würde zwar den hohen ft -Wert des Übergangs in den Grundzustand des Sc^{47} erklären, da es sich dann um einen einfach unique verbotenen Übergang handeln würde. Die erlaubte Form des Spektrums dieses Übergangs¹³ widerspricht jedoch dieser Deutung. Da das Mischungsverhältnis δ von E_2 zu M_1 bei dem 1,3 MeV-Übergang nicht bekannt ist, wurde der Asymmetriekoeffizient A als Funktion der Intensität der M_1 -Strahlung für die Spin-Folgen $7/2^- - 5/2^- - 7/2^-$ und $3/2^+ - 5/2^- - 7/2^-$ in Fig. 2 dargestellt, wobei der an sich einfach paritäts-verbotene β -Übergang $3/2^+ - 5/2^-$ wegen der erlaubten Form des Spektrums in ξ -Approximation wie ein erlaubter Übergang behandelt wurde.

¹³ WAY, K.: Nuclear Data Sheets, NRC-2-42.

Tabelle 3

Nuklid	Δ (%)	$f \cdot \left\langle \frac{v}{c} \cos \theta \frac{d\sigma_c}{d\sigma_0} \right\rangle$	C_γ	C_β	$C_{\gamma\gamma}$	A
Na^{24}	$+0,206 \pm 0,008$	$0,0213 \pm 0,0006$	0,983	$0,982 \pm 0,012$	0,981	$+0,102 \pm 0,004$ $(\pm 0,004)$ $\pm 0,006$
Ar^{41}	$+0,101 \pm 0,036$	$0,0200 \pm 0,0006$	0,977	$0,792 \pm 0,055$	0,993	$+0,066 \pm 0,024$ $(\pm 0,007)$ $\pm 0,025$
Ar^{41}^*	$+0,145 \pm 0,015$	$0,0200 \pm 0,0006$	0,977	1,0	0,991	$+0,075 \pm 0,0075$ $(\pm 0,003)$ $\pm 0,008$
Sc^{46}	$+0,135 \pm 0,003$	$0,0139 \pm 0,0004$	0,981	$0,976 \pm 0,005$	0,987	$+0,103 \pm 0,002$ $(\pm 0,0035)$ $\pm 0,004$
Ca^{47} (I)	$+0,566 \pm 0,012$	$0,0186 \pm 0,0006$	0,979	$0,908 \pm 0,039$	0,991	$+0,345 \pm 0,007$ $(\pm 0,025)$ $\pm 0,026$
Ca^{47} (II)	$+0,668 \pm 0,012$	$0,0186 \pm 0,0006$	0,979	$0,963 \pm 0,014$	0,994	$+0,383 \pm 0,007$ $(\pm 0,017)$ $\pm 0,018$
Y^{48}	$-0,097 \pm 0,017$	$0,0177 \pm 0,0005$	0,981	$0,969 \pm 0,015$	0,974	$-0,059 \pm 0,010$ $(\pm 0,0027)$ $\pm 0,010$

Tabelle 3 (Fortsetzung)

Nuklid	Δ (%)	$f \cdot \left\langle \frac{v}{c} \cos \theta \frac{d\sigma_e}{d\sigma_0} \right\rangle$	C_γ	C_β	$C_{\gamma\gamma}$	A
Mn ⁵² (I+II)	-0,028 ± 0,020	0,0179 ± 0,0005	0,978	0,96 ± 0,019	0,936	-0,018 ± 0,013
Mn ⁵² (III)	-0,032 ± 0,025	0,0177 ± 0,0005	0,978	0,973 ± 0,012	0,936	-0,020 ± 0,016
						-0,019 ± 0,010 (± 0,0009) ± 0,010
Co ⁵⁶	+0,003 ± 0,018	0,0193 ± 0,0006	0,982	0,989 ± 0,006	0,957	+0,002 ± 0,010 (± 0,00007) ± 0,010
Co ⁵⁸	-0,146 ± 0,031	0,0150 ± 0,0005	0,987	0,953 ± 0,02	0,977	-0,106 ± 0,023 (± 0,005) ± 0,023
Ag ^{110m} (I)	+0,058 ± 0,008	0,0144 ± 0,0004	0,993	0,768 ± 0,073	0,935	+0,057 ± 0,008
Ag ^{110m} (II)	+0,071 ± 0,01	0,0144 ± 0,0004	0,993	0,883 ± 0,046	0,935	+0,060 ± 0,008
Ag ^{110m} (III)	+0,061 ± 0,007	0,0144 ± 0,0004	0,993	0,815 ± 0,055	0,942	+0,056 ± 0,006 +0,058 ± 0,004 (± 0,006) ± 0,007
Cs ¹³⁴	-0,091 ± 0,008	0,0147 ± 0,0004	0,988	0,939 ± 0,026	0,974	-0,069 ± 0,006 (± 0,004) ± 0,007

* Bei Ar⁴¹ wurde mit dieser Apparatur nach der oben aufgeführten noch eine genauere Messung¹² vorgenommen. Das aktivierte Argon befand sich bei dieser Messung in kleinen Aluminiumbehältern mit Austrittsfenstern aus *Hosaphan* (1,12 mg/cm²).

¹² KÖNIG, J.: Diplomarbeit Karlsruhe 1966.

Zu der Darstellung in Fig. 2 wurde in Gleichung (2)

$$\delta^2 = \left(\frac{\delta_2}{\delta_1}\right)^2 \quad \text{und} \quad \delta_1^2 + \delta_2^2 = 1$$

gesetzt.

In Fig. 2 sind die beiden bisherigen genauen Messungen eingetragen (der Meßwert von SCHOPPER et al.⁹ zu $A=0,36 \pm 0,07$ wurde der Übersichtlichkeit wegen nicht in die Fig. 2 eingetragen).

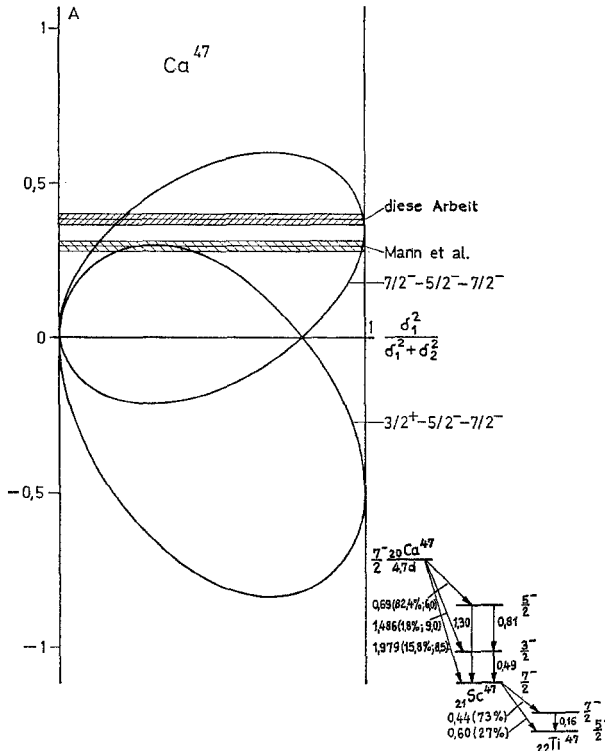


Fig. 2. Asymmetriekonstante als Funktion der Intensität der M1-Strahlung

Es wurde nur die Messung II berücksichtigt, da es nicht ausgeschlossen werden kann, daß der niedrigere Wert bei der Messung I darauf zurückzuführen ist, daß wegen der großen Präparatdicke bei dieser Messung die Korrektur für Vielfach- und Rückstreuung durch Ungleichmäßigkeit der Präparatdicke in Wahrheit wesentlich größer ist als die mit der mittleren Dicke berechnete.

Unser Meßwert weist gegenüber der Messung von MANN et al.¹⁴ eine gewisse Diskrepanz auf, die nicht geklärt werden konnte. Fig. 2 zeigt,

¹⁴ MANN, L. G., D. C. CAMP, I. A. MISKEL, and R. I. NAGLE: Phys. Rev. **137**, B 1 (1965); **139**, AB 2 (1965).

daß speziell unsere Messung stark für die Spin-Folge $7/2^- - 5/2^- - 7/2^-$ und eine nahezu reine M_1 -Strahlung spricht.

In den Fig. 3 bis 7 ist der Asymmetriekoeffizient A als Funktion von y nach Gl. (2) für die neun anderen gemessenen, gemischten β -Übergänge

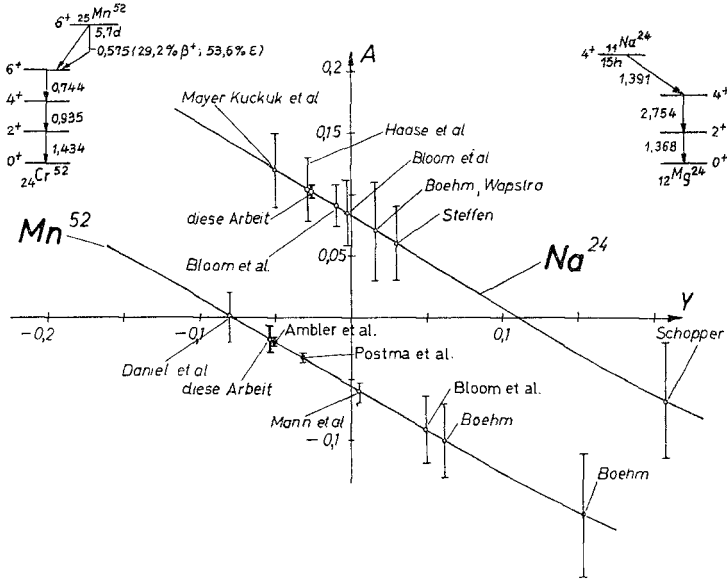


Fig. 3. Zerfallsschemata und Asymmetrie-Koeffizienten von Mn^{52} und Na^{24} . In die theoretischen Kurven des Asymmetrie-Koeffizienten A als Funktion von $Y = C_Y \cdot M_F / C_A \cdot M_{GT}$ sind alle bekannten Meßwerte eingetragen

dargestellt. In diese Bilder sind alle bisher experimentell gemessenen Werte einschließlich der Meßwerte dieser Arbeit eingetragen. Die A -Werte und ihre Fehlerbalken müßten eigentlich als Geraden parallel zur Abszisse gezeichnet werden, was aber, um die Übersichtlichkeit bei den vielen bisher schon ausgeführten Messungen zu erhalten, unterlassen wurde. Außerdem wurde immer nur der Schnittpunkt des experimentellen A -Wertes mit der theoretischen Kurve $A(y)$ für den kleineren der beiden möglichen Werte von y berücksichtigt, da der größere auf Grund der Isospinauswahlregel sehr unwahrscheinlich ist. Die zu den in den Fig. 3 bis 7 angegebenen Meßwerten anderer Autoren gehörenden Literaturangaben, sind den schon erwähnten Zusammenstellungen⁵⁻⁷ der Asymmetriekoeffizienten der $\beta-\gamma$ -Zirkularpolarisationskorrelation und der Elektronenverteilung an ausgerichteten Kernen bei gemischten β -Übergängen zu entnehmen. Nur Literaturangaben, die in diesen Zusammenstellungen noch nicht enthalten sind, wurden gesondert aufgeführt.

Bei Na^{24} , Ar^{41} und V^{48} (s. Fig. 3, 5 und 6) stimmen die Meßergebnisse dieser Arbeit sehr gut mit den Messungen anderer Autoren überein,

insbesondere mit denen neueren Datums, wobei es aber gelang, in allen drei Fällen die Fehler erheblich zu verkleinern. Zum Ar^{41} ist noch zu bemerken, daß wegen der langen Lebensdauer des Zwischenniveaus von 6,6 nsec die Gefahr besteht, daß die Korrelation gestört ist. Abschätzungen über diesen Effekt liegen leider bis heute nicht vor.

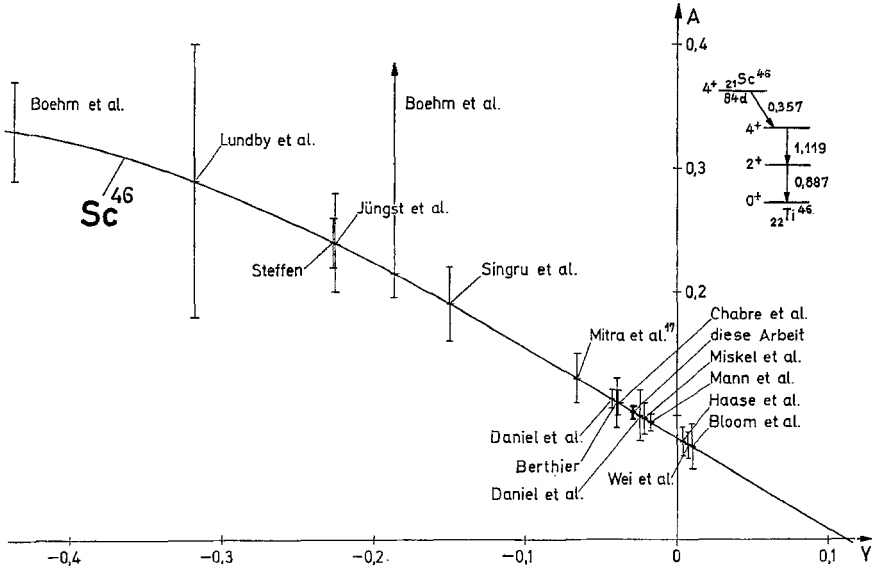


Fig. 4. Zerfallsschema und Asymmetrie-Koeffizient von Sc^{46} . In die theoretische Kurve des Asymmetrie-Koeffizienten A als Funktion von $Y = C_V \cdot M_F / C_A \cdot M_{GT}$ sind alle bekannten Meßwerte eingetragen

Sc^{46} ist das Nuklid, an dem bisher die meisten Messungen überhaupt ausgeführt worden sind (s. Fig. 4). Die Ursache für diese vielen Messungen liegt in größeren Diskrepanzen zwischen den einzelnen Meßergebnissen. Die ersten ausgeführten Messungen ergaben alle höhere Werte für den Asymmetriekoeffizienten und damit ein großes Mischungsverhältnis y . Bei späteren Messungen wurde dann ein kleiner Asymmetriekoeffizient erhalten, der einem nahezu reinen Gamow-Teller-Übergang entsprach. Experimente, die anschließend zur Klärung dieser Diskrepanz angestellt wurden, ergaben sowohl Asymmetriekoeffizienten um $A = +0,23$ als auch solche um $A = +0,1$. Die naheliegende Erklärung, daß die chemische Form des Präparates für diese unterschiedlichen Meßergebnisse verantwortlich sein könnte, wurde durch sorgfältige Untersuchungen von MISKEL et al.¹⁵ und DANIEL et al.¹⁶ ausgeschlossen, so daß bis

¹⁵ MISKEL, J. A., L. G. MANN, and S. D. BLOOM: Phys. Rev. **132**, 1130 (1963).

¹⁶ DANIEL, H., O. MEHLING, O. MÜLLER, P. SCHMIDLIN, H. SCHMITT, K. S. SUBUDHI, and E. NEUBURGER: Nuclear Phys. **45**, 529 (1963).

¹⁷ MITRA, S. K., and H. C. PADHI: Nuclear Phys. **76**, 385 (1966).

heute die Frage nach der Ursache dieser unterschiedlichen Meßergebnisse offen geblieben ist. Der Meßwert dieser Arbeit bestätigt die Messungen, die einen kleineren Asymmetriekoeffizienten ergaben und stimmt mit diesen sehr gut überein.

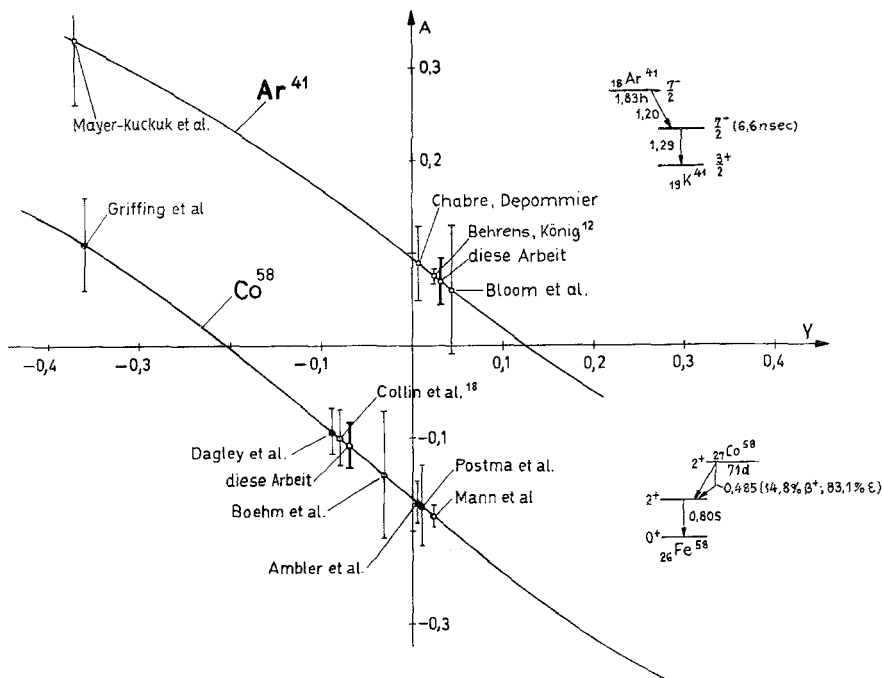


Fig. 5. Zerfallsschemata und Asymmetrie-Koeffizienten von Ar^{41} und Co^{58} . In die theoretischen Kurven des Asymmetrie-Koeffizienten A als Funktion von $Y = C_V \cdot M_F / C_A \cdot M_{GT}$ sind alle bekannten Meßwerte eingetragen

Bei Mn^{52} , Co^{56} und Co^{58} liegen außer den Ergebnissen aus $\beta-\gamma$ -Zirkularpolarisationsmessungen eine Reihe von A -Werten vor, die aus Messungen an ausgerichteten Kernen gewonnen wurden. Diese letzteren Meßwerte sind im Unterschied zu den $\beta-\gamma$ -Zirkularpolarisationsergebnissen durch ausgefüllte schwarze Punkte gekennzeichnet.

Im Fall des Mn^{52} stimmt unser Meßwert sehr gut mit den sehr genauen Messungen an ausgerichteten Kernen von AMBLER et al. und POSTMA et al. und auch mit der nach der $\beta-\gamma$ -Zirkularpolarisationsmethode ausgeführten Messung von DANIEL et al. überein. Eine deutliche Abweichung ist gegenüber dem neuen, auch nach der $\beta-\gamma$ -Zirkularpolarisationsmethode erhaltenen Meßwert von MANN et al. vorhanden.

Das Ergebnis dieser Arbeit ist bei Co^{56} in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den beiden bisherigen, nach der $\beta-\gamma$ -Zirkularpolarisa-

tionsmethode ausgeführten Messungen, wobei der Fehler gegenüber diesen Messungen erheblich verkleinert werden konnte. Gegenüber dem Meßwert von AMBLER, der mit Hilfe von ausgerichteten Kernen gemessen wurde, tritt eine deutliche Diskrepanz auf. Korrekturen für die im Co^{56}

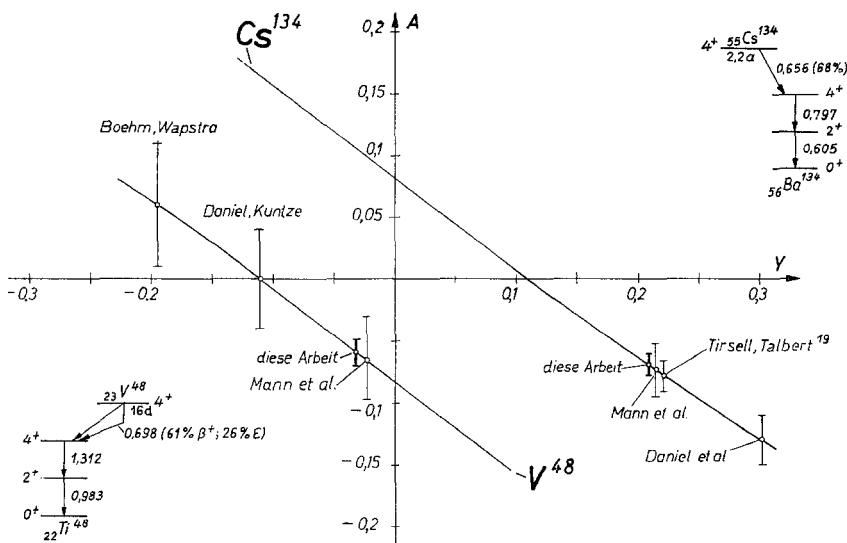


Fig. 6. Zerfallsschemata und Asymmetrie-Koeffizienten von Cs^{134} und V^{48} . In die theoretischen Kurven des Asymmetrie-Koeffizienten A als Funktion von $Y = C_V \cdot M_F / C_A \cdot M_{GT}$ sind alle bekannten Meßwerte eingetragen

enthaltenen Co^{58} -Verunreinigungen mußten bei dieser Messung nicht angewendet werden, da das β -Spektrometer so eingestellt war, daß β -Teilchen von Co^{58} das Spektrometer nicht mehr passieren konnten.

Bei Co^{58} bestätigt diese Arbeit die nach der β - γ -Zirkularpolarisationsmethode ausgeführte Messung von COLLIN et al.¹⁸ und die an ausgerichteten Kernen gewonnene von DAGLEY et al. in ausgezeichneter Weise, während der Meßwert von MANN et al. (β - γ -Zirkularpolarisationskorrelation) erheblich von dem dieser Arbeit abweicht. In geringerem Maße tut das auch der an ausgerichteten Kernen erhaltene Wert von AMBLER et al.

Wegen der doch schon recht hohen Kernladung sollte bei Ag^{110m} und Cs^{134} der Isospin keine sehr gute Quantenzahl mehr sein und aus diesem Grund müßte man bei gemischten β -Übergängen größere Fermi-Matrixelemente erwarten. Daher war es gerade hier interessant, die bisherigen Experimente, nach denen nur sehr kleine Fermi-Matrixelemente gefunden wurden (bei Cs^{134} ist trotz des relativ großen Wertes von y ,

¹⁸ COLLIN, W., H. DANIEL, and H. SCHMITT: Ann. Physik (7) 15, 383 (1965).

M_F wegen des hohen ft -Wertes nur sehr klein), durch neue genauere Messungen zu überprüfen. Diese Arbeit bestätigt bei Cs^{134} die beiden Messungen von MANN et al. und TIRSELL et al.¹⁹, während gegenüber der Messung von DANIEL et al. eine gewisse Abweichung besteht. Bei

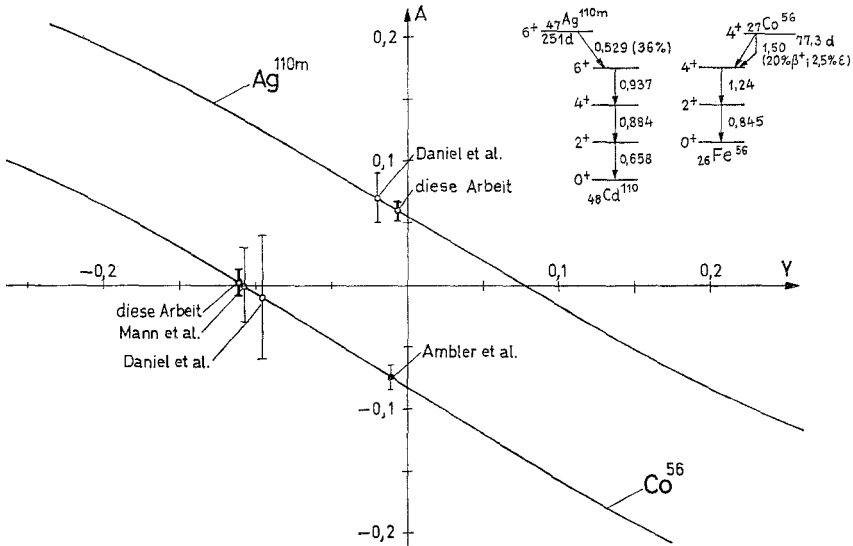


Fig. 7. Zerfallsschemata und Asymmetrie-Koeffizienten von Ag^{110m} und Co^{56} . In die theoretischen Kurven des Asymmetrie-Koeffizienten A als Funktion von $Y = C_V \cdot M_F / C_A \cdot M_{GT}$ sind alle bekannten Meßwerte eingetragen

Ag^{110m} ist die Übereinstimmung mit der einzigen bisher vorliegenden Messung von DANIEL et al. ausgezeichnet.

Bei solchen ft -Werten, wie sie bei Ag^{110m} und Cs^{134} vorliegen, sind Beiträge zweifach verbotener Matrixelemente zum erlaubten Zerfall möglich. Untersuchungen der Form des β -Spektrums^{13,20} und der β - γ -Winkelkorrelation¹³ haben jedoch keine Anhaltspunkte für solche Beiträge gegeben.

Aus dem experimentell bestimmten Wert von y kann man mit Hilfe des ft -Wertes das Fermi-Matrixelement nach folgender Formel⁵⁻⁷ berechnen

$$M_F = -\sqrt{\frac{2ft(O^{14})}{ft}} \cdot \frac{y}{\sqrt{1+y^2}}. \quad (8)$$

Das Vorzeichen des Fermi-Matrixelementes ist bezogen auf das Gamow-Teller-Matrixelement. Das Fermi-Matrixelement hängt mit der Isospin-

¹⁹ TIRSELL, K. G., and W. L. TALBERT: Nuclear Phys. 74, 385 (1965).

²⁰ DANIEL, H., O. MEHLING u. D. SCHOTTE: Z. Physik 172, 202 (1963).

unreinheit der am β -Übergang beteiligten Zustände in folgender Weise ⁷ zusammen:

$$M_F^{(+)} = \alpha(T+1) \cdot \sqrt{2(T+1)}, \quad (9)$$

$$M_F^{(-)} = \alpha'(T) \cdot \sqrt{2T}. \quad (10)$$

T ist der Isospin des Mutterkernes. Das (+)- bzw. (-)-Zeichen gilt für Positronen- bzw. Negatronen-Zerfall. Bei Positronen-Zerfällen ist für ein nicht verschwindendes Fermi-Matrixelement die Isospinunreinheit des Zustandes im Mutterkern verantwortlich, bei Negatronen-Zerfällen die im Tochterkern. Das eben Gesagte gilt bei Positronen-Zerfällen nur, wenn die dritte Komponente des Isospins $T_3 = \frac{1}{2}(N-Z)$ des Mutterkernes positiv oder Null ist, andernfalls sind auch bei Positronen-Zerfällen die Isospinbeimischungen zum Zustand des Tochterkernes die Ursache für ein endliches Fermi-Matrixelement und statt Formel (9) ist dann Formel (10) anzuwenden.

Die nach den Formeln (2) und (8) bis (10) aus den Meßwerten berechneten Fermi-Matrixelemente und Isospinunreinheiten der beteiligten Zustände sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4. *Ergebnisse dieser Messungen für $y = C_V \cdot M_F / C_A \cdot M_{GT}$, die Fermi-Matrixelemente und die Isospinunreinheitskoeffizienten*

Nuklid	T_i	T_f	$\log ft$	y	$M_F \cdot 10^3$	$ \alpha $ oder $ \alpha' \cdot 10^3$
Na ²⁴	1	0	6,13	$-0,026 \pm 0,008$	$+1,8 \pm 0,6$	$1,3 \pm 0,4$
Ar ⁴¹	5/2	3/2	5,1	$+0,038 \pm 0,033$	-9 ± 8	$4,0 \pm 3,6$
Sc ⁴⁶	2	1	6,2	$-0,027 \pm 0,005$	$+1,7 \pm 0,3$	$0,85 \pm 0,15$
V ⁴⁸	1	2	6,1	$-0,032 \pm 0,013$	$+2,3 \pm 0,9$	$1,15 \pm 0,45$
Mn ⁵²	1	2	5,5	$-0,051 \pm 0,014$	$+7 \pm 2$	$3,5 \pm 1$
Co ⁵⁶	1	2	8,7	$-0,108 \pm 0,013$	$+0,38 \pm 0,05$	$0,19 \pm 0,025$
Co ⁵⁸	2	3	6,6	$-0,075 \pm 0,028$	$+3,0 \pm 1,1$	$1,22 \pm 0,45$
Ag ^{110m}	8	7	8,2	$-0,003 \pm 0,010$	$+0,02 \pm 0,06$	$0,005 \pm 0,015$
Cs ¹³⁴	12	11	8,9	$+0,208 \pm 0,009$	$-0,57 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,006$

Man sieht, die Fermi-Matrixelemente sind in allen Fällen sehr klein, wie es theoretisch durch die Isospinauswahlregel gefordert wird. Als Maßstab muß man sich die Fermi-Matrixelemente bei $\Delta T=0$ -Spiegelkernübergängen oder $0-0$ -Übergängen vor Augen halten, die eine Größe von $M_F=1$ bzw. $M_F=\sqrt{2}$ haben ⁷. Daß dies bei leichten Kernen der Fall ist, überrascht nicht weiter, da hier der Isospin eine gute Quantenzahl ist. Die Tatsache, daß die Fermi-Matrixelemente aber auch bei β -Übergängen in schweren Kernen wie in unserem Fall Ag^{110m} und Cs¹³⁴ sehr kleine Werte haben, sieht auf den ersten Blick etwas verblüffend aus, da bei solchen Kernen die Coulomb-Wechselwirkung schon eine erhebliche

Rolle spielt und der allein auf der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte aufbauende Isospin-Formalismus nicht mehr gut gelten sollte. Im Rahmen des Schalenmodells wurde auch dafür eine theoretische Erklärung gegeben, die im wesentlichen darauf beruht, daß die Schalenmodellzustände für Neutronen weiter aufgefüllt sind als die für Protonen und dadurch die Umwandlung eines Protons in ein Neutron sehr unwahrscheinlich wird, da es nach der Umwandlung keinen Platz in einem alten Schalenmodellzustand findet. Eine ausführliche Darstellung dieses Sachverhaltes ist in dem Buch von SCHOPPER⁷ zu finden.

Wie schon erwähnt, wurden für die Fermi-Matrixelemente von Na^{24} , Ar^{41} , Ss^{44} und Mn^{52} theoretische Berechnungen von verschiedenen Autoren¹⁻⁴ ausgeführt. Insbesondere wurden von BLIN-STOYLE et al.^{3,4} diese Matrixelemente mit der, abgesehen von der r -Abhängigkeit, allgemeinsten ladungsabhängigen Kernkraft berechnet, deren Koeffizienten p, r, q, s (sie stellen ein Maß für die Stärke der Ladungsabhängigkeit dar) sich aus den gemessenen Fermi-Matrixelementen der genannten Kerne berechnen lassen. Diese Rechnungen wurden einmal mit Hilfe des Schalenmodells in j - j -Kopplung³ für Na^{24} , Ar^{41} , Ss^{44} und Mn^{52} ausgeführt, zum anderen für Na^{24} auch mit dem Kollektivmodell⁴.

Aus den mit Hilfe des Schalenmodells berechneten Fermi-Matrixelementen läßt sich mit unseren Meßwerten nach einem von SCHOPPER angegebenen Verfahren^{7,10} eine Lösung für die Koeffizienten p, r, q und s angeben. Nimmt man jedoch für Na^{24} die Kollektivmodellberechnungen des Fermi-Matrixelementes, deren Resultate sich erheblich von den nach dem Schalenmodell gewonnenen unterscheiden und für die anderen drei Kerne wieder die Schalenmodellrechnungen, so führt die Ausrechnung der Koeffizienten p, r, q und s mit unseren Meßwerten zu Widersprüchen. Wegen dieses Tatbestandes und der offensichtlich enormen Modellabhängigkeit der theoretischen Rechnungen wurde hier auf eine explizite Angabe der Werte für p, r, q und s verzichtet. Es wäre zu wünschen, daß weitere Rechnungen dieser Art auch für andere der hier gemessenen Nuklide ausgeführt werden, um daraus genauere Aussagen über eine eventuelle Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte machen zu können.

Herrn Professor SCHOPPER danke ich für die Ermöglichung dieser Arbeit, sein reges Interesse an ihrem Fortgang und die vielen Diskussionen.

Herrn KEIM, Herrn KÖNIG und Herrn WISCHHUSEN danke ich für ihre Mithilfe bei der Durchführung der Messungen. Außerdem gilt mein Dank den Herren ROTTMANN, KAMINSKI und J. MÜLLER für ihre Hilfe bei der Herstellung der Präparate.