Elektromagnetisch gestörte Gammawinkelverteilungen des 197 keV-Überganges im F^19

Autor(en): **Martin, M. / Szostak, R. / Marmier, P.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **31 (1958)**

Heft V

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-112916

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Elektromagnetisch gestörte Gammawinkelverteilungen des 197 keV-Überganges im F^{19}

von **M. Martin, R. Szostak*)** und **P. Marmier**
Physikalisches Institut der Eidg. Technischen Hochschule, Zürich

(31. III. 1958)

Summary. The pertubation of the angular distribution of the 197 keV gamma rays following inelastic scattering of protons in F^{19} has been measured as a function of an external magnetic field for some solid and liquid targets. The influence of electric quadrupole pertubations is discussed and a value of $+(3{,}5 \pm 0{,}5)$ nuclear magnetons for the magnetic moment of the 197 keV state has been determined.

1. Einleitung

Der 197-keV-Zustand des F^{19} kann durch inelastische Protonenstreuung am F^{19} oder durch den Betazerfall des O^{19} gebildet werden. Er zerfällt durch einen $E\,2$-Übergang in den Grundzustand und besitzt eine Lebensdauer, die von LEHMANN et al.[2]) mit einer Koinzidenzmessung zu $(1{,}23 \pm 0{,}07) \cdot 10^{-7}$ sec bestimmt worden ist. Die Gamma-Winkelverteilung oder die γ-γ-Winkelkorrelation kann durch ein äusseres Magnetfeld beeinflusst werden und gestattet eine Bestimmung des magnetischen Momentes des 197-keV-Zustandes.

Solche Messungen sind mit dem 4-MeV-Protonenstrahl des ETH-Cyclotrons an zwei festen und zwei flüssigen Targets geeigneter Fluorverbindungen durchgeführt worden, um einerseits das magnetische Moment zu bestimmen und andererseits den Einfluss störender, elektrischer Quadrupolwechselwirkungen abzuklären, die eine Fehlerquelle bei der Bestimmung des magnetischen Moments bilden können. Ausserdem wurde der Einfluss der Protonenenergie im Bereich von 2,5 bis 4 MeV auf die Anisotropie der Gamma-Winkelverteilung dicker Targets ohne äusseres Magnetfeld untersucht, um den Vergleich der bei verschiedenen Protonenenergien gemachten Messungen sicherzustellen.

Ähnliche Messungen sind schon von verschiedenen Autoren veröffentlicht worden[1])[2])[3])[4])[5]). Ein Vergleich der Versuchsbedingungen und -ergebnisse dieser Arbeiten gestattet die Angabe eines gemittelten, magnetischen Momentes mit engeren Fehlergrenzen.

---

*) Technische Universität Berlin, Deutschland.

2. Theorie und Messmethode

Nach ABRAGAM und POUND[6]) wird die magnetisch gestörte Gamma-Winkelverteilung einer flüssigen Quelle wie folgt berechnet:

$$W(\Theta, H) = \int_0^\infty \left\{1 + A_2\, e^{-\lambda_2 t}\, P_2\left[\cos(\Theta - \omega t)\right]\right\} e^{-\lambda t}\, \frac{dt}{\tau} \tag{1}$$

Hierin bedeuten:

$\omega = \frac{\mu\mu_n}{I\hbar} \cdot H$	Larmorfrequenz
$\mu\mu_n$, I	Magnetisches Moment und Spin des Zustandes
H	Magnetfeld senkrecht zur Messebene
$\lambda = 1/\tau$	Zerfallskonstante des angeregten Zustandes
λ_2	Konstante einer elektrischen Quadrupolwechselwirkung in der Flüssigkeit
A_2	Anisotropiekoeffizient der ungestörten Gamma-Winkelverteilung

Mit
$$P_2\left[\cos(\Theta - \omega t)\right] = \frac{1}{4}\left[1 + 3\cos 2(\Theta - \omega t)\right]$$

ergibt sich für die Gamma-Winkelverteilung bei einem Magnetfelde H:

$$\frac{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda}}{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda} + \frac{1}{4} A_2}\, W(\Theta, H) = 1 + \frac{A_0}{(1 + x^2)^{\frac{1}{2}}} \cos 2(\Theta - \Delta\Theta) \tag{2}$$

wobei:
$$x = \frac{2\,\omega}{\lambda + \lambda_2} = \frac{2\,\omega\tau}{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda}} \tag{3}$$

$$\Delta\Theta = \frac{1}{2} \operatorname{arc\,tg} x \tag{4}$$

$$A_0 = \frac{\frac{3}{4} A_2}{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda} + \frac{1}{4} A_2} \tag{5}$$

Für die Gamma-Winkelverteilung ohne Magnetfeld bekommt man:

$$w(\Theta) = \frac{W(\Theta, 0)}{W(90°, 0)} = 1 + \beta_2 \cos^2 \Theta \tag{6}$$

wobei:
$$\beta_2 = \frac{\frac{3}{2} A_2}{1 + \frac{\lambda_2}{\lambda} - \frac{1}{2} A_2} = \frac{2\,A_0}{1 - A_0} \tag{7}$$

Um das magnetische Moment μ (in Kernmagnetonen $\mu_n = e\hbar/2\,Mc$) des Kernes im angeregten Zustande mit dem Spin I zu bestimmen, kann man entweder für verschiedene Feldstärken H die Gamma-Winkelverteilungen $W(\theta, H)$ messen und deren Verschiebungen $\Delta\Theta$ bestimmen,

wie dies SUGIMOTO und MIZOBUCHI[4]) getan haben, oder aber gleichzeitig mit zwei Detektoren unter zwei verschiedenen Winkeln – z. B. symmetrisch zur Einfallsrichtung der Protonen – die Gammaintensitäten registrieren und ihr Verhältnis bilden, wie dies von LEHMANN et al.[2])[5]) durchgeführt worden ist. Man bekommt dabei eine vom Magnetfeld H abhängige Grösse $R(H)$, die für die Feldstärken 0 und ∞ den Wert 1 und für irgendeine Feldstärke H_0 ein Maximum annehmen muss.

Eine von systematischen Fehlern (wie Asymmetrien der Messanordnung) unabhängigere Grösse bekommt man, wenn man das Doppelverhältnis $\varrho(H)$ der Intensitätsverhältnisse für entgegengesetzt gleiche

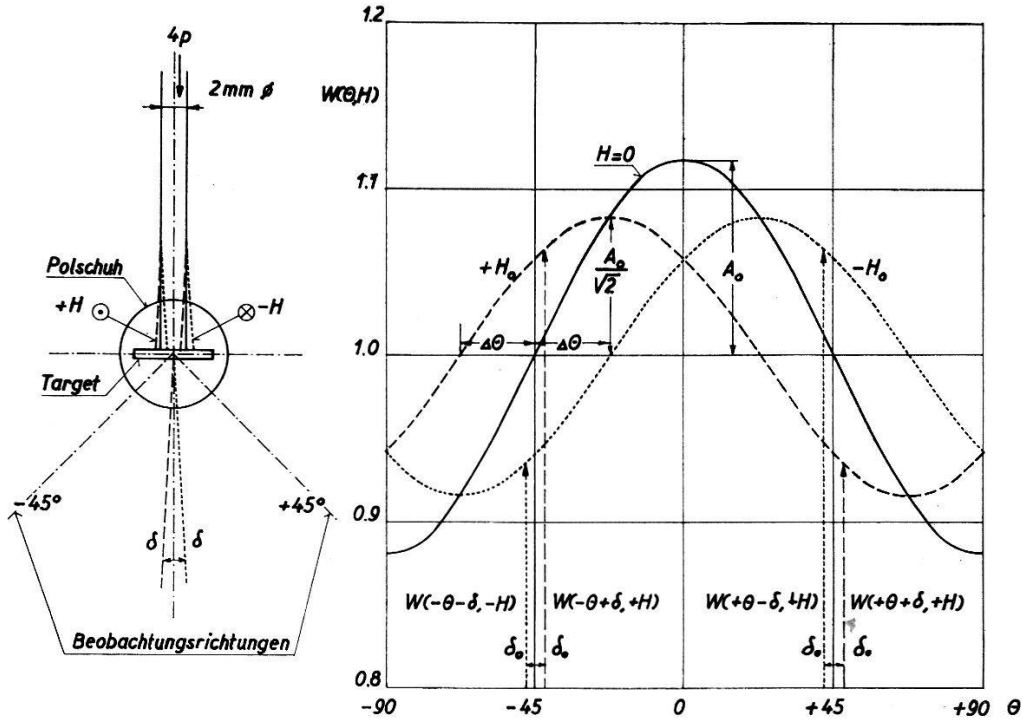

Fig. 1.

Zur Erläuterung von magnetisch gestörten Gamma-Winkelverteilungen und des durch magnetische Ablenkung der Protonen bedingten Winkelfehlers.

Magnetfelder bildet. Für die Beobachtungswinkel $\Theta = \pm 45^0$ und unter Berücksichtigung eines durch die Ablenkung der Protonen im Magnetfeld bedingten Winkelfehlers $\pm\,\delta(H)$ ergibt sich für dieses Doppelverhältnis (siehe Fig. 1):

$$\varrho(H) = \frac{R(+H)}{R(-H)} = \frac{\dfrac{W(-\Theta+\delta,+H)}{W(+\Theta+\delta,+H)}}{\dfrac{W(-\Theta-\delta,-H)}{W(+\Theta-\delta,-H)}} = \left(\frac{1+A(x)\sin 2\Phi}{1-A(x)\sin 2\Phi}\right)^2 \tag{8}$$

wobei:

$$A(x) = \frac{A_0}{(1+x^2)^{\frac{1}{2}}} \tag{9}$$

$$\Phi(x) = \Delta\Theta(x) + \delta(x) = \frac{1}{2}\operatorname{arc\,tg} x + \delta_0 \frac{x}{x_0} \tag{10}$$

*

Der Winkelfehler δ kann dem Magnetfeld proportional gesetzt werden. Das Doppelverhältnis $\varrho(H)$ geht für $x = x_0$ durch ein Maximum, wenn:

$$x_0^2 \frac{1 + \frac{2\,\delta_0}{x_0}}{1 - 2\,\delta_0 x_0} = 1 + (1 + x_0^2)\, 2\, \frac{\delta_0}{x_0} \tag{11}$$

Ohne Winkelfehler ($\delta_0 = 0$) liegt das Maximum bei $x_0 = 1$; wenn der Winkelfehler klein ist ($2\,\delta_0 \ll 1$), so liegt das Maximum noch immer bei

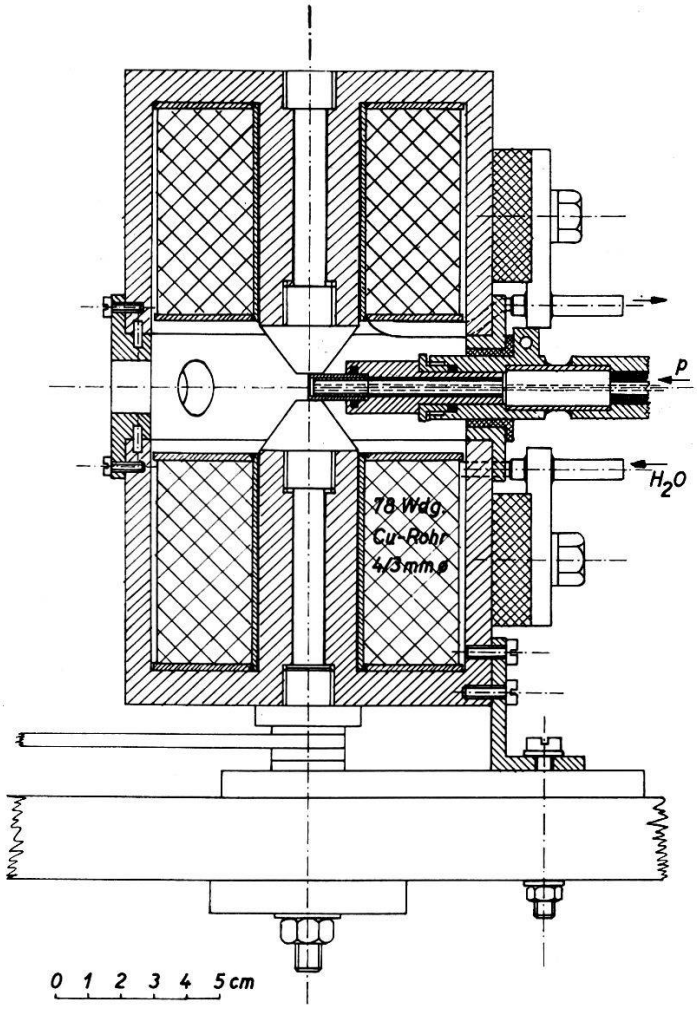

Fig. 2

Magnet zur Beeinflussung von Gamma-Winkelverteilungen und zur Messung magnetischer Momente angeregter Zustände.

$x_0 = 1$, wie in Gl. (11) leicht einzusehen ist. Beim Magnetfeld H_0, wo $\varrho\,(H)$ durch ein Maximum geht, kann also ein durch die Ablenkung der Protonen bedingter Winkelfehler von weniger als 3° ohne merkliche Verschiebung des Maximums in Kauf genommen werden. Für den in Fig. 2 und Abb. 1 ersichtlichen Magneten mit 8 mm Polabstand wurde für ein Magnetfeld von 10000 Gauss und Protonen von 4 MeV ein

Winkelfehler von etwa 3° aus der Feldverteilung berechnet*). Damit ist für die Messung von $g\,\tau$-Produkten (g = gyromagnetischer Faktor) die untere Grenze bei etwa:

$$g\,\tau = \frac{\hbar}{2\,\mu_n H_0} > 10^{-8}\,\text{sec}\,(\lambda_2 = 0) \tag{12}$$

Dadurch ist die Zahl der Kerne, für die man das magnetische Moment eines angeregten Zustandes nach dieser Methode messen könnte, ziemlich beschränkt, denn Lebensdauern über 10^{-8} sec sind relativ selten.

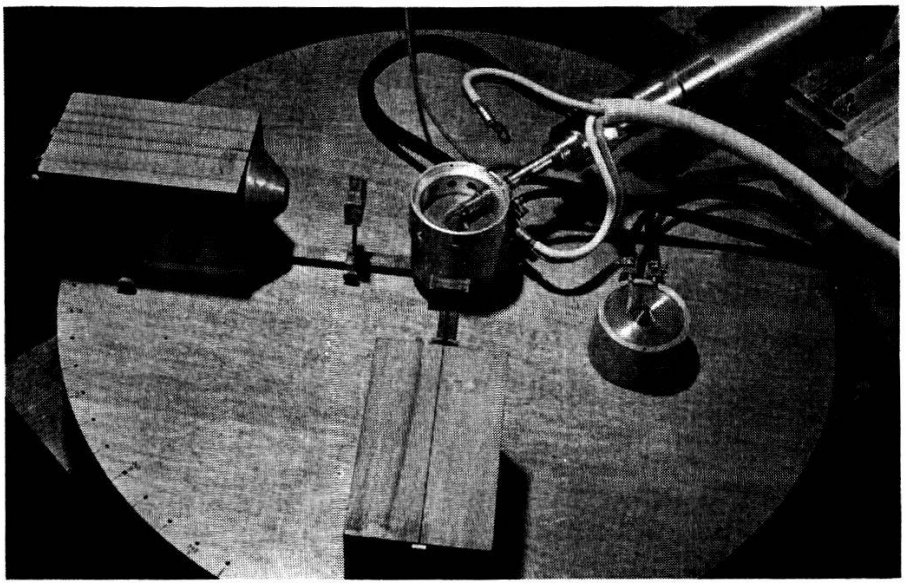

Abb. 1

Messanordnung: Auf dem Messtisch sind sichtbar das Strahlrohr, der Magnet und die beiden Detektoren mit vorgeschalteten Absorbern.

Aus dem Maximum $\varrho\,(H_0)$ kann der Koeffizient A_0 der Winkelverteilung und damit die Anisotropie β_2 einer Winkelverteilungsmessung ohne Magnetfeld verifiziert werden:

$$\varrho\,(H_0) \cong \left(\frac{1+\frac{A_0}{2}}{1-\frac{A_0}{2}}\right)^2 \quad \text{für } 2\,\delta_0 \ll 1 \tag{13}$$

Für Flüssigkeiten, in welchen eine elektrische Quadrupolwechselwirkung zwischen einem inneren elektrischen Feldgradienten und dem Quadrupolmoment des Kernes eine weitere Störung der Gammaemission hinzubringt, kann aus dem Orte H_0 des Maximums nur folgende Grösse ermittelt werden:

$$\frac{g\,\tau}{1+\frac{\lambda_2}{\lambda}} = \frac{\hbar}{2\,\mu_n H_0} \tag{14}$$

*) Die Ablenkung der Protonen in der Target ist vernachlässigbar klein.

Kann derselbe Kern in verschiedenen flüssigen Verbindungen untersucht werden und findet man eine Flüssigkeit, für die eine elektrische Quadrupolwechselwirkung vernachlässigbar ist, so kann für andere Flüssigkeiten aus dem Vergleich der ϱ-Kurven die Konstante λ_2 ermittelt werden. Dies war im Falle des F^{19} für Fluorbenzol durch Vergleich mit einer wässerigen Lösung von Calciumfluorid möglich.

3. Messanordnung und Messergebnisse

Die Messanordnung ist aus der Abb. 1 und der verwendete Magnet aus Fig. 2 ersichtlich. Der ausgelenkte und magnetisch fokussierte 4-MeV-Protonenstrahl des ETH-Cyclotrons wird durch eine Bleiblende auf einen Strahl von $D = 2$ mm Durchmesser reduziert und trifft auf eine für die Strommessung isolierte Target von etwa 1 mm Dicke und 6 mm Durchmesser, die senkrecht zur Strahlrichtung steht. Im Falle flüssiger Targets wurde die entsprechende Menge der Flüssigkeit in einen kleinen Kupferzylinder von 6 mm Innendurchmesser und einem Boden von 0,1 mm Dicke eingefüllt. Dann wurde ein weiterer, hineinpassender Zylinder von 5 mm Innendurchmesser, auf dem eine dünne Silberfolie von 21 mg/cm² Dicke weich aufgelötet war, vorsichtig eingeschoben und die ganze Target mit Glyptallack vakuumdicht gemacht. Die 4-MeV-Protonen werden in der vorgeschalteten Silberfolie auf eine Energie von etwa 3 MeV abgebremst, bevor sie in die Flüssigkeit eindringen.

Das Magnetfeld, das senkrecht zur Einfallsrichtung der Protonen und zur Messebene steht, wird von einem Magneten erzeugt, dessen topfförmige, geschlossene Konstruktion ein rasch abfallendes Streufeld gewährleistet, was für einen möglichst kleinen Winkelfehler und zur Bewahrung der Photomultiplier vor magnetischer Beeinflussung notwendig ist. Die beiden Erregerspulen bestehen aus wassergekühltem und baumwollumsponnenem Kupferrohr von 4/3 mm Durchmesser und sind für 180 Amp und je 1,8 kW Leistung dimensioniert. Das Magnetfeld wurde mit Hilfe einer geeichten, kleinen Meßspule und einem Fluxmeter mit einer Genauigkeit von wenigstens $\pm$ 5% bestimmt. In der horizontalen Messebene sind in dem die beiden Magnethälften zusammenhaltenden Stahlring Bohrungen vorgesehen, um der Gammastrahlung den Weg in die unter $\Theta = \pm 45°$ aufgestellten Detektoren freizulassen. Als Detektoren dienen zwei 1 $\times$ 1-inch-NaI(Tl)-Kristalle, und zur Registrierung der elektrischen Impulse stehen ein 20-Kanal- und ein 1-Kanal-Impulsanalysator zur Verfügung.

Der interessierende Teil des Gammaspektrums und das Niveauschema des F^{19} sind in Fig. 3 wiedergegeben. Die beiden Zustände bei 108 und 197 keV werden durch Coulombanregung und vorwiegend durch $(p,p'\gamma)$-Prozesse bevölkert und ergeben eine grosse Gammaausbeute, welche die

Messungen relativ leicht macht. Das Gammaspektrum zeigt nur die direkten Übergänge zum Grundzustand, wovon der 108-keV-Übergang isotrop, während der 197-keV-Übergang ein $E2$ mit ziemlich grosser Anisotropie ist. Die in einer Messkammer aus Aluminium ohne Magnetfeld gemessenen Gamma-Winkelverteilungen für zwei verschiedene Protonenenergien und für dicke Targets aus Calciumfluorid CaF_2 und Teflon $(CF_2)_n$ sind in Fig. 4 zusammengestellt. Im Bereich zwischen 2,5 und 4,1 MeV scheint die Anisotropie des $E2$-Überganges nicht von der Protonenenergie abzuhängen, weil die Bevölkerung fast ausschliesslich durch $(p, p' \gamma)$-Prozesse aus hochangeregten Zuständen des F^{19} erfolgt.

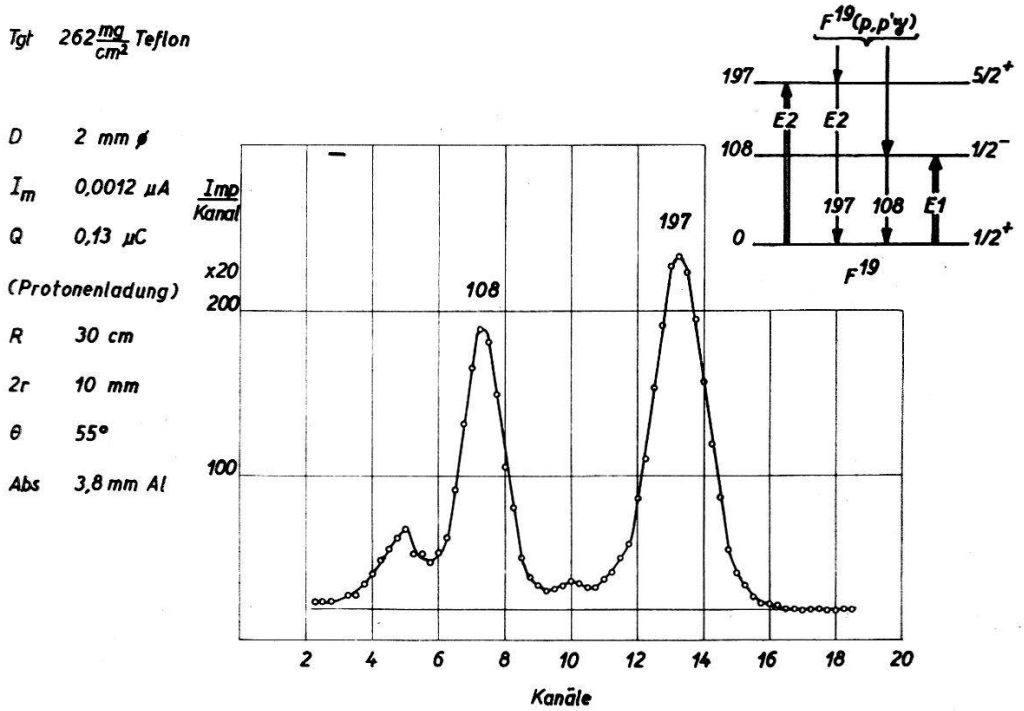

Fig. 3

Gammaspektrum bei Bestrahlung von Teflon mit 4-MeV-Protonen

Tgt Target, Dicke in mg/cm²
I_m Mittlerer Targetstrom
Q Registrierte Protonenladung
R Abstand Target-NaI-Kristall
D Protonenstrahl-Durchmesser (Fig. 1)
$2r$ Bleikanalöffnung vor NaI-Kristall
Θ Beobachtungswinkel
Abs Absorber zwischen Target und NaI-Kristall

Für die Messungen mit dem Magnetfeld wurde der 1-Kanal-Impulsanalysator auf die 197-keV-Linie eingestellt und die Messung nach Erreichen einer vorgewählten Stosszahl durch diesen abgestellt. Im 20-Kanal-Impulsanalysator wurden die zur Erfassung der 197-keV-Linie und des Untergrundes geeigneten Kanäle addiert und letzterer von ersterer subtrahiert. Dieselbe Messung wurde jeweils mit entgegengesetztem Magnetfeld wiederholt und der Magnet zwischen zwei Messungen immer mit Wechselstrom sorgfältig entmagnetisiert.

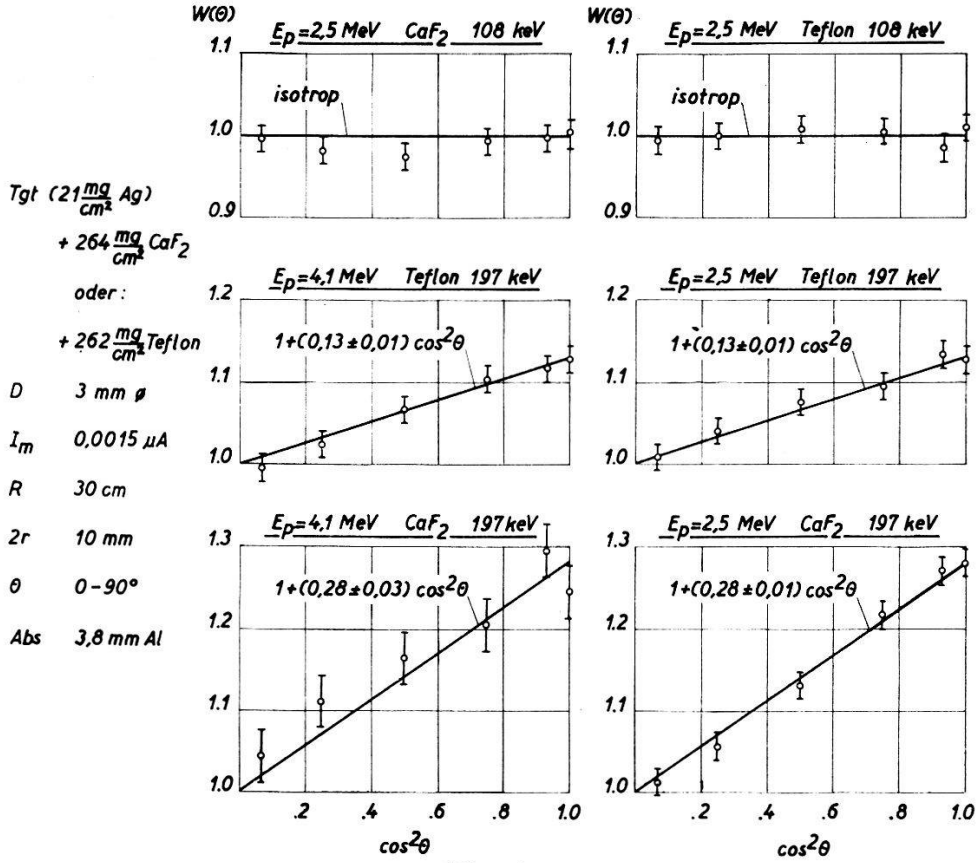

Fig. 4

Gamma-Winkelverteilungen bei Bestrahlung von Calciumfluorid und Teflon mit 2,5- und 4,1-MeV-Protonen

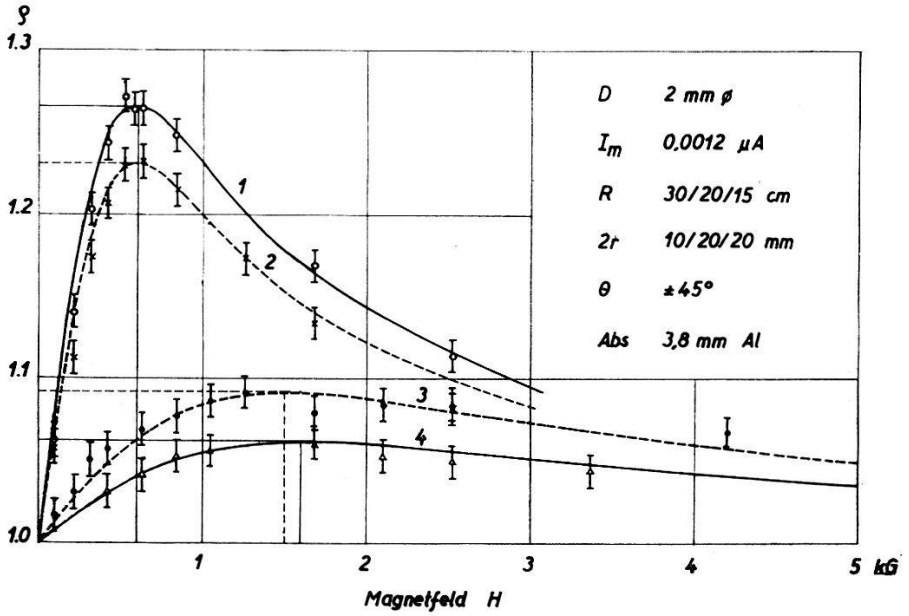

Fig. 5

$\varrho(H)$-Kurven magnetisch beeinflusster Gamma-Winkelverteilungen bei Bestrahlung verschiedener Fluorverbindungen mit Protonen

Targets:	1	100 mg/cm² CaF_2, fest	Calciumfluorid
	2	600 mg CaF_2/cm³ H_2O, flüssig	Calciumfluorid
	3	400 mg/cm² $C_6H_5CF_3$, flüssig	Fluorbenzol
	4	262 mg/cm² $(CF_2)_n$, fest	Teflon

Das Ergebnis der Messungen an zwei festen (ausgezogene Kurven) und zwei flüssigen (gestrichelte Kurven) Targets ist in Fig. 5 wiedergegeben. Die mit ihren mutmasslichen Fehlergrenzen eingetragenen Messpunkte wurden durch theoretische Kurven gemäss Gl. (8) möglichst gut angepasst. Die Auswertung der Messergebnisse ist aus der Tab. I ersichtlich.

Tabelle I

Auswertung der Messergebnisse aus Fig. 5

[a] Anisotropie berechnet aus A_0 nach Gl. (7).
[b] Berechnet aus den A_0-Verhältnissen nach Gl. (5).
[c] Berechnet aus den H_0-Verhältnissen nach Gl. (14).
[d] Keine elektrische Quadrupolwechselwirkung angenommen

Target	E_p MeV	$\varrho(H_0)$	A_0	β_2 [a] %	H_0 GAUSS	$\frac{\lambda_2}{\lambda}$ b	$\frac{\lambda_2}{\lambda}$ c	$g\tau$ $\cdot 10^{-7}$ s
1	4	1,266	0,118	27	600 ± 50	0[d]	0[d]	1,74 ± 0,15
2	3	1,231	0,105	23,5	600 ± 50	0,12	0	
3	3	1,092	0,044	9,5	1500 ± 100	1,75	1,5	
4	3	1,062	0,031	6,5	1600 ± 200			

4. Diskussion der Messergebnisse

Während für beide CaF_2-Targets die Feldstärken H_0 kaum verschieden ausfallen, ergibt sich für die flüssige Target ein etwas kleineres Maximum als für die feste. Das Maximum für die feste Target entspricht der ohne Magnetfeld gemessenen Anisotropie. Es scheint, dass das CaF_2 in wässeriger Lösung eine stärkere Störung der Gamma-Winkelverteilung durch elektrische Quadrupolwechselwirkungen bewirkt als im festen Zustande. Messungen von LEHMANN et al.[1][2]) haben allerdings gezeigt, dass diese Effekte nur Fehler von etwa 2,5 ± 2,5% verursachen könnten, während vorliegende Messung auf grössere Fehler deutet. Die mit dem Fluorbenzol durchgeführte Messung zeigt eine sehr starke elektrische Wechselwirkung. Die Abnahme des Maximums und die Zunahme des H_0-Wertes stehen in erster Näherung miteinander in Einklang. Wie PHILLIPS und JONES[3]) schon bemerkt haben, ist das Teflon eine ungeeignete Target, weil durch das Protonenbombardement die Struktur stark in Unordnung gerät und elektrische Feldinhomogenitäten entstehen, die die Anisotropie mit der Zeit vermindern. Die Diskrepanz zwischen der ohne Magnetfeld gemessenen Anisotropie und dem sich aus dem A_0 der Messung 4 ergebenden Werte ist deshalb verständlich. Nach stundenlanger Bestrahlung zeigten die Teflontargets auch eine ziemlich starke makroskopische Zerstörung.

In Tabelle II sind verschiedene Arbeiten mit deren Versuchsbedingungen und -ergebnissen zusammengestellt. Die $g\tau$-Werte von LEHMANN et al.[1][2], PHILLIPS und JONES[3] und vorliegender Arbeit stimmen recht gut überein, während die mit aufgedampften, dünnen Targets durchgeführten Messungen von SUGIMOTO und MIZOBUCHI[4] und von TREACY[5] ausserhalb der Fehlergrenzen liegende, kleinere Werte liefern, was auf eine Störung der Gamma-Winkelverteilung durch innere elektrische oder magnetische Felder in aufgedampften Targets hinweist.

Tabelle II

Vergleich verschiedener Arbeiten über die Messung des magnetischen Momentes des 197-keV-Zustandes im F^{19}

	Vorliegende Arbeit	LEHMANN [1][2]	PHILLIPS [3]	SUGIMOTO [4]	TREACY [5]
E_p MeV	3...4	5	$O^{19}(\beta^-)F^{19}$	1,38	0,873
Target, Quelle	CaF_2, fest u. wässerig	CaF_2 wässerig	HF flüssig	CaF_2-Film auf Cu	NaF-Film auf Cu
Messung	$\varrho = \frac{R(+H)}{R(-H)}$	$\frac{W(+45°, H)}{W(-45°, H)}$	$\frac{W(180°, H)}{W(90°, H)}$	$\gamma\ (\Theta, H)$	$\frac{W(0°) - W(100°)}{W(0°) + W(100°)}$
H_0 GAUSS	600 ± 50	587 ± 12			
$g\tau \cdot 10^{-7}$ s	$1{,}74 \pm 0{,}15$	$1{,}78 \pm 0{,}04$	$1{,}74 \pm 0{,}08$	$1{,}2 \pm 0{,}08$	$1{,}35 \pm 0{,}15$

Für das magnetische Moment des 197-keV-Zustandes im F^{19} ergab vorliegende Messung den Wert $\mu = +(3{,}5 \pm 0{,}5)$, während man aus den drei erstgenannten Arbeiten folgenden, gemittelten Wert bekommt:

$$\underline{\mu = +(3{,}6 \pm 0{,}2) \text{ Kernmagnetonen}}$$

Die Anschaffung und Herstellung der für diese Untersuchung benötigten Apparaturen war durch finanzielle Unterstützung der Schweizerischen Volkswirtschaftsstiftung möglich. Herrn J. DE BOER, der bei vorbereitenden Messungen behilflich war, sei hier der beste Dank ausgesprochen.

Literatur

[1]) P. LEHMANN, A. LÉVÊQUE et M. FIEHRER, Compt. rend. *241*, 700 (1955).
[2]) P. LEHMANN, A. LÉVÊQUE and R. PICK, Phys. Rev. *104*, 411 (1956).
[3]) W. R. PHILLIPS and G. A. JONES, Phil. Mag. *1*, 576 (1956).
[4]) K. SUGIMOTO and A. MIZOBUCHI, Phys. Rev. *103*, 739 (1956).
[5]) P. B. TREACY, Nature *176*, 923 (1955).
[6]) A. ABRAGAM and R. V. POUND, Phys. Rev. *92*, 943 (1953).