

# Messung der Magnetfelder am Kernort von $^{152}\text{Sm}$ und $^{154}\text{Sm}$ im $\text{Sm}_6\text{Mn}_{23}$ mit Hilfe der Spinpräzessionsmethode

F. W. RICHTER und J. SCHÜTT

Physikalisches Institut der Universität Marburg (Lahn)

(Z. Naturforsch. 26 a, 1563—1566 [1971]; eingegangen am 24. Juli 1971)

*Measurement of the local magnetic field at the site of Sm in  $\text{Sm}_6\text{Mn}_{23}$  by the spin precession method*

The magnetic field at the site of the nuclei  $^{152}\text{Sm}$  and  $^{154}\text{Sm}$  in a ferrimagnetic  $\text{Sm}_6\text{Mn}_{23}$  probe has been measured by means of the perturbed angular correlation method after Coulomb excitation. The temperature dependence of the magnetic field has been investigated and compared with the results of macroscopic experiments. It can be concluded from the present work that the magnetic field  $H_{\text{eff}}(T)$  at the site of the Sm nuclei is proportional to the macroscopic magnetisation  $J(T)$ . We obtained a ferrimagnetic Curie Temperature of  $T_C = 438(5)$  K in good agreement with macroscopic values and  $H_{\text{eff}}(T=0 \text{ K}) = 1300(50)$  kOe.

## Einleitung

Mit der Methode der magnetisch gestörten Winkelverteilung der  $\gamma$ -Strahlung, die von angeregten Kernen nach einer Kernreaktion emittiert wird, hat man in den letzten Jahren bei bekanntem Magnetfeld am Kernort eine Reihe von Kern- $g$ -Faktoren angeregter Kernzustände bestimmen können. Wir haben diese Methode dazu benutzt, um bei bekannten  $g$ -Faktoren der ersten angeregten Zustände von  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{154}\text{Sm}$  die Temperaturabhängigkeit des Magnetfeldes am Ort der angeregten Samariumkerne in spontanmagnetisiertem  $\text{Sm}_6\text{Mn}_{23}$ \* zu untersuchen.

Wird der angeregte Kernzustand durch Coulomb-Anregung zur Zeit  $t=0$  erzeugt und ist das die Targetsubstanz magnetisierende äußere Feld  $H_{\text{ext}}$  senkrecht zur Detektor-Geschoßteilchenstrahl-Ebene gerichtet, so besitzt bei geeigneter Wahl von Geschoßteilchenart und -Energie die gestörte Winkelverteilung der Zerfallsgammastrahlung nur einen  $P_2(\cos \Theta)$ -Term und wird durch

$$W(\Theta_0, H_{\text{eff}}, t) = A e^{-t/\tau} [1 + a_2 P_2(\cos(\Theta_0 - \omega_L t))] \quad (1)$$

beschrieben. Dabei ist  $H_{\text{eff}}$  das Magnetfeld am Ort der angeregten Kerne,  $\tau$  die mittlere Lebensdauer des Coulomb-angeregten Zustands,  $\Theta_0$  der Winkel zwischen Geschoßteilchenrichtung am Targetort und der Richtung des emittierten  $\gamma$ -Quants und  $a_2$  der Anisotropiekoeffizient der Winkelverteilung, welcher von den Anregungsbedingungen, Kernspins der be-

teiligten Zustände und dem Multipolcharakter der emittierten Strahlung abhängt. Die im Argument des Legendre-Polynoms auftretende Frequenz  $\omega_L$ , die sogenannte Larmor-Frequenz, ist gegeben durch<sup>1</sup>:

$$\omega_L = \mu_K g H_{\text{eff}} / \hbar \quad (2)$$

mit dem Kernmagneton  $\mu_K$ , dem Kern- $g$ -Faktor  $g$  des angeregten Zustands und der Plankschen Konstanten  $\hbar$ .

Beobachtet man also den zeitlichen Zerfall (das sogenannte Zeitspektrum) der durch einen gepulsten Teilchenstrahl in Abständen von  $1 \mu\text{s}$  angeregten Zustände durch Beobachtung der  $\gamma$ -Strahlung mit einem Strahlungsdetektor unter einem Winkel  $\Theta$  zur Strahlrichtung (differentielle Methode), so folgt aus Gl. (1), daß die exponentielle Zufallsfunktion amplitudenmoduliert ist. Die Amplitude der Modulationsschwingung ist durch die Anisotropie  $a_2$  der Zerfallsfunktion bestimmt und die Frequenz gleich der doppelten Larmor-Frequenz  $\omega_L$ . Mißt man unter zwei Winkeln  $\Theta_0$  und  $\Theta_0 + 90^\circ$  und bildet den Ausdruck

$$R(t) = \frac{W(\Theta_0, H_{\text{eff}}, t) - W(\Theta_0 + 90^\circ, H_{\text{eff}}, t)}{W(\Theta_0, H_{\text{eff}}, t) + W(\Theta_0 + 90^\circ, H_{\text{eff}}, t)}, \quad (3)$$

so ergibt sich für normierte Spektren aus Gl. (1)

$$R(t) = \frac{3 a_2}{4 + a_2} \cos(2 \Theta_0 - 2 \omega_L t). \quad (4)$$

Aus dem Vergleich dieser Funktion mit dem aus Messungen erhaltenen  $R(t)$  erhält man die Parameter  $a_2$  und  $\omega_L$  und  $\Theta_0$ .

\* Wir danken Herrn Doz. Dr. H. KIRCHMAYR, Techn. Hochschule Wien, für die freundliche Überlassung der Proben.

<sup>1</sup> R. M. STEFFEN, Extranuclear Effects on Angular Correlations of Nuclear Radiations, Phil. Mag. Suppl. 4, 293 [1955].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

### Durchführung der Experimente

Die Messungen wurden mit dem intern (1 MHz) und extern (5 MHz)<sup>2</sup> gepulsten He<sup>+</sup>-Strahl eines KN 4000 v. d. Graaff-Generators mit einer Energie von 3,2 MeV durchgeführt. Die Strahlpausen betragen dabei etwa 1  $\mu$ s, die Strahlpulsdauer am Ort des Targets etwa 1 ns. Die experimentelle Anordnung zeigt die Abbildung 1. Die elektronische Anordnung entspricht den allgemein

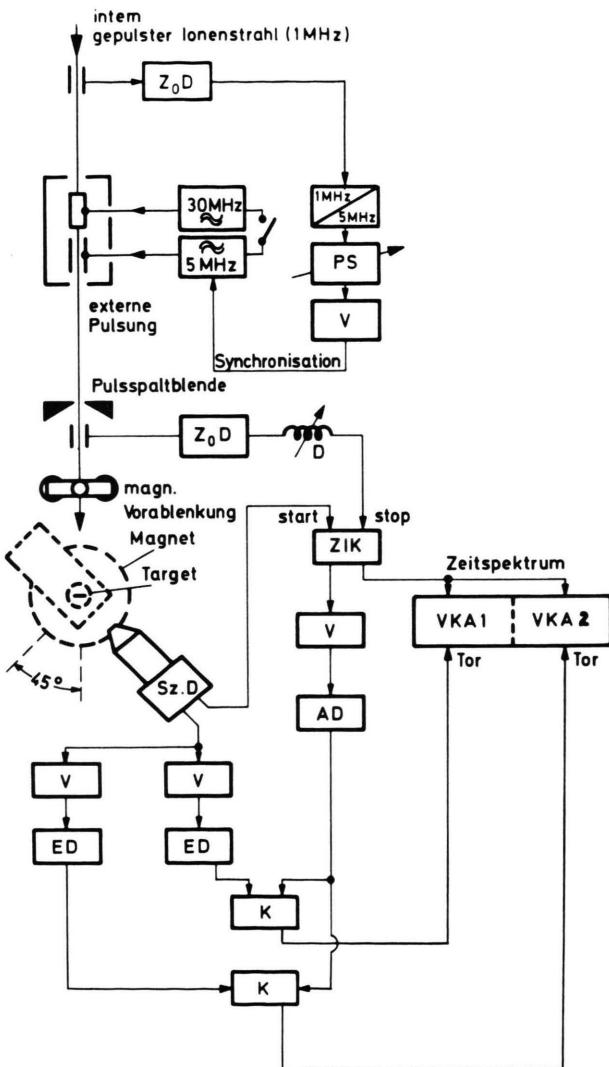


Abb. 1. Die Meßanordnung. Sz.D Szintillationsdetektor,  $Z_0 D$  Zeitnullmarkendiskriminatoren, PS Phasenschieber, D geeichte Verzögerungsleitungen, V Verstärker, ED Einkanaldiskriminatoren, K langsame Koinzidenzstufen, ZIK Zeit-Impuls-höhenkonverter, VKA Vielkanalanalysator.

<sup>2</sup> W. KORNAHL u. F. W. RICHTER, Nucl. Instrum. Meth. **68**, 298 [1969].

<sup>3</sup> F. W. RICHTER, J. SCHÜTT u. D. WIEGANDT, Z. Phys. **213**, 202 [1968].

üblichen Meßapparaturen der verzögerten Koinzidenztechnik zur Messung von Lebensdauern angeregter Kernzustände. Die Zeit-Nullmarken wurden mit Hilfe eines Influencylinders und eines Tunneldiodendiskriminators gewonnen. Als Strahlungsdetektor wurde ein magnetisch abgeschirmter 56 UVP-Photomultiplier mit einem 1''  $\phi \times 1''$  NaJ(Tl)-Szintillationskristall verwendet. Die Zeitspektren wurden mit einem Zeit-Impuls-höhen-Konverter nach dem Start-Stop-Prinzip und einem Vielkanalanalysator aufgenommen. Da die beiden Sm-Isotope im natürlichen Samarium etwa gleiche Häufigkeit besitzen, konnten mit Hilfe zweier Vielkanalanalysatoren die Zeitspektren der 82 keV-Strahlung des <sup>154</sup>Sm und der 122 keV-Strahlung des <sup>152</sup>Sm gleichzeitig gemessen werden. Die Zeiteichung wurde mit geeichten Verzögerungsleitungen Lumatron 1202 A unter Verwendung der „prompten“ 136 keV-Gamma-Strahlung von coulobangeregtem <sup>181</sup>Ta durchgeführt.

Als Targetmaterial verwendeten wir durch Induktionsschmelzen hergestelltes Sm<sub>6</sub>Mn<sub>23</sub>, das in einem Magnetfeld von 11 kOe senkrecht zur Strahl-Detektor-Ebene magnetisiert wurde. Die Ablenkung des einfallsenden He<sup>+</sup>-Strahls durch dieses Magnetfeld wurde durch ein zweites schwaches Magnetfeld ca. 1 m vor dem Target kompensiert, so daß der Strahl das Target in der Detektorachse traf.

Die Temperaturabhängigkeit des Magnetfeldes am Ort der angeregten Sm-Kerne wurde im Temperaturbereich 118 K  $< T <$  504 K untersucht. Dabei war das in eine Al-Unterlage eingepreßte Target an einem Cu-Kühlfinger montiert und dieser mit einem Flüssigkeitsbad verbunden. Die Temperatur der Kühlflüssigkeit konnte mit einem Thermostaten auf  $\pm 0,1$  K konstant gehalten werden. Wegen der unvermeidlichen Schwankungen des mittleren Targetstromes betrug die Temperaturschwankung am Target selbst etwa  $\pm 1$  K.

### Meßergebnisse

In dem oben genannten Temperaturbereich wurden jeweils bei konstanter Temperatur Zeitspektren vom angeregten <sup>152</sup>Sm und <sup>154</sup>Sm unter den beiden Winkeln  $\theta_0$  und  $\theta_0 + 90^\circ$  gemessen, daraus nach Gl. (3) die Funktion  $R(t)$  gebildet und durch Anpassung der theoretischen Funktion die Parameter  $a_2$ ,  $\omega_L$  und  $\theta_0$  bestimmt.

Abbildung 3 zeigt das Ergebnis der Messungen für das <sup>154</sup>Sm bei einer Temperatur  $T = 343$  K. In Abb. 4 ist die nach dieser Methode aus den Messungen an beiden Samariumisotopen und den bekannten  $g$ -Faktoren der ersten angeregten Sm-Zustände<sup>4</sup> ermittelte Temperaturabhängigkeit des Magnetfeldes am Kernort von Sm dargestellt. Die Abbildung

<sup>4</sup> P. J. WOLFE u. R. P. SCHARENBERG, Phys. Rev. **160**, 866 [1967].

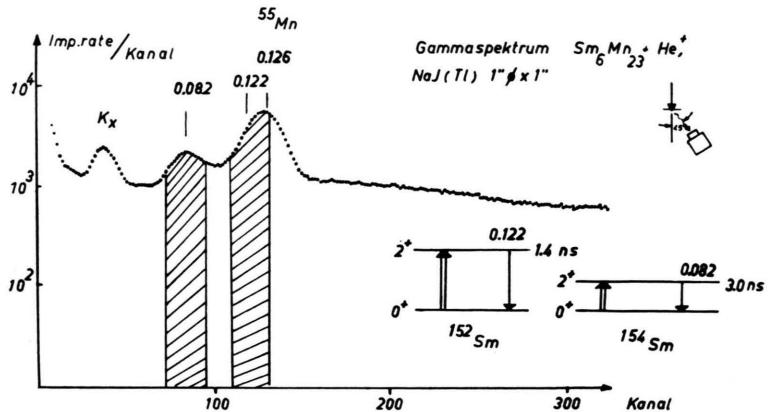


Abb. 2. Gammaspektrum des mit  $^4\text{He}^+$  Coulomb-angeregten  $\text{Sm}_6\text{Mn}_{23}$  und Termschema von  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{154}\text{Sm}$  für die ersten angeregten Zustände. Die schraffierten Bereiche geben die Stellung der Einkanaldiskriminatoren an.

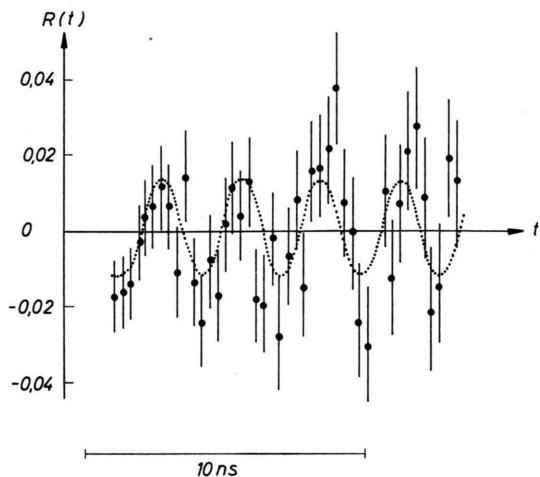


Abb. 3. Der  $R(t)$ -Verlauf für das  $82\text{ keV}$ -Niveau im  $^{154}\text{Sm}$  bei  $H_{\text{ext}} = 11\text{ kOe}$  und  $T = 343\text{ K}$  mit der angepaßten Funktion Gl. (4).

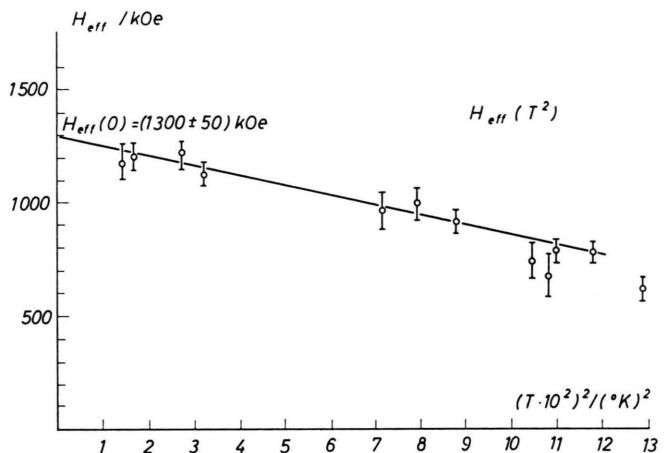


Abb. 5. Darstellung von  $H_{\text{eff}}(T^2)$  zur Bestimmung der Sättigungsfeldstärke  $H_{\text{eff}}(0)$ .

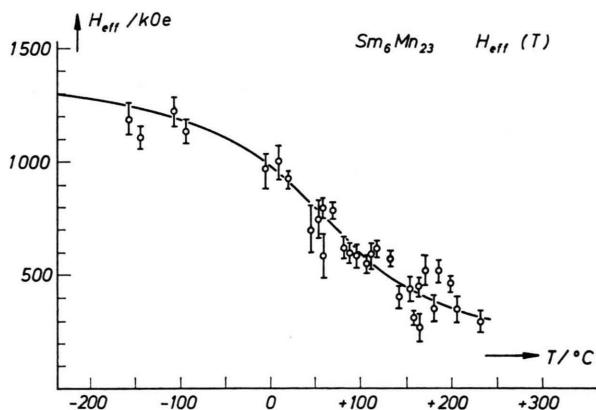


Abb. 4. Die gemessene Temperaturabhängigkeit des Magnetfeldes am Ort der Sm-Kerne bei einem äußeren Magnetfeld von  $11\text{ kOe}$ .

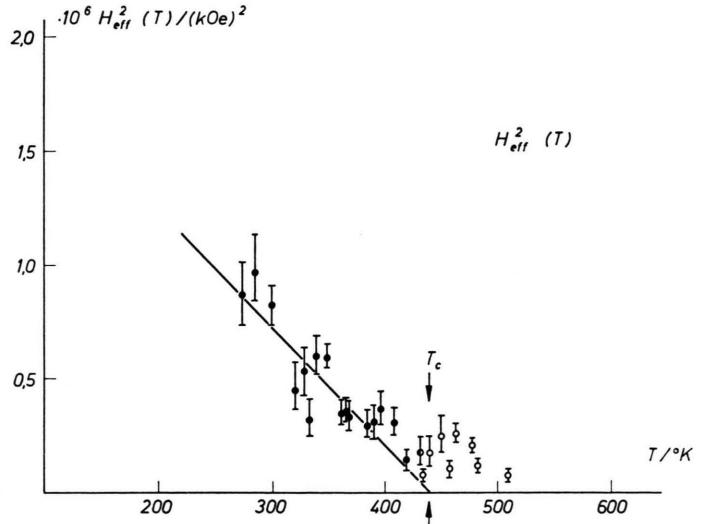


Abb. 6. Darstellung von  $H_{\text{eff}}^2(T)$  zur Bestimmung der Curie-Temperatur  $T_c$ .

zeigt zugleich die großen experimentellen Schwierigkeiten. Durch die relativ kurze Lebensdauer<sup>3</sup> des angeregten 82 keV-Zustands im  $^{154}\text{Sm}$  und die apparative zeitliche Auflösung von ca. 2,8 ns Halbwertsbreite für das Zeitspektrum von prompter 82 keV-Strahlung wird die Modulationsamplitude stark herabgesetzt. Statt der berechneten und in einem gesonderten Experiment gemessenen Anisotropie der 82 keV-Strahlung von etwa 35% betrug die Modulationsamplitude der Zeitspektren nur 2 bis 3 %.

Die Sättigungsfeldstärke  $H_{\text{eff}}$  ( $T = 0 \text{ K}$ ) und die kritische Temperatur  $T_C$  von  $\text{Sm}_6\text{Mn}_{23}$  wurden durch Extrapolationsverfahren bestimmt. Nach dem kollektiven Modell von STONER<sup>5</sup> ist die Magnetfeldstärke in der Nähe des Temperaturnullpunkts proportional zu  $T^2$ . Durch eine Extrapolation von  $H_{\text{eff}}(T^2)$  (vgl. Abb. 5) ergab sich

$$H_{\text{eff}}(0) = 1300(50) \text{ kOe}.$$

Die ferrimagnetische Curie-Temperatur  $T_C$  wurde von KIRCHMAYR an der gleichen Probe aus der Extrapolation von  $\sigma^2(T)$ , d. h. der Temperaturabhängigkeit der makroskopischen Magnetisierung  $\sigma$  zu  $T_C$  gleich 439 (3) K bestimmt. Aus der Extrapolation von  $H_{\text{eff}}^2(T)$  in der Nähe der kritischen Temperatur ergaben unsere Messungen den Wert

$$T_C = 438(5) \text{ K}$$

in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von KIRCHMAYR, vgl. Abb. 6. Legt man der Auswertung jedoch nicht die Molekularfeldtheorie (kritischer Exponent  $\beta = 1/2$ ) zugrunde, sondern das Heisenberg-Ising-Modell ( $\beta = 1/3$ ), so erhält man aus unseren Messungen aus der Extrapolation von  $H_{\text{eff}}^3(T)$  in der Nähe der kritischen Temperatur den niedrigeren Wert  $T_C = 416(8) \text{ K}$ .

Einen Vergleich mit der makroskopischen Messung der Magnetisierung von KIRCHMAYR<sup>6</sup> erlaubt

die reduzierte Auftragung des temperaturabhängigen Verlaufs der makroskopischen Magnetisierung und des Magnetfeldes am Kernort in Abb. 7. Die ausgezogene Kurve ist der aus der Literatur<sup>6</sup> entnommene Verlauf der Magnetisierung. Aus der innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmenden Temperaturabhängigkeit beider Größen kann auf Proportionalität zwischen Magnetisierung und Magnetfeld am Kernort geschlossen werden. Es ergibt sich ein Proportionalitätsfaktor von 6840. Der hohe Proportionalitätsfaktor, d. h. das im Vergleich zur makroskopischen Magnetisierung hohe Magnetfeld am Kernort der Sm-Kerne kann als Bestätigung des von Kirchmayr aus dem temperaturabhängigen Verlauf der Suszeptibilität geschlossenen Ferrimagnetismus angesehen werden.

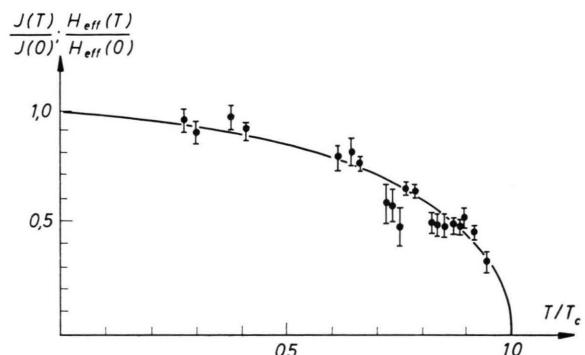


Abb. 7. Der temperaturabhängige Verlauf des Magnetfeldes  $H_{\text{eff}}(T)$  am Ort der Sm-Kerne und der temperaturabhängige Verlauf der makroskopischen Magnetisierung nach<sup>6</sup> in reduzierter Darstellung.

Übernimmt man aus der Literatur das positive Vorzeichen für den  $g$ -Faktor<sup>7</sup>, so ergibt sich aus der Drehrichtung der Larmor-Präzession, daß im vorliegenden Fall das Magnetfeld am Kernort dem magnetisierenden äußeren Feld entgegengerichtet ist.

<sup>5</sup> E. KNELLER, Ferromagnetismus, Springer-Verlag, Berlin 1962.

<sup>6</sup> H. R. KIRCHMAYR u. K. H. SCHINDL, Z. Angew. Phys. **19**, 517 [1965].

<sup>7</sup> E. BODENSTEDT u. J. D. ROGERS, Magnetic Moments of Nuclear Excited States in "Perturbed Angular Correlations", North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1964.