

Elektrische Quadrupolwechselwirkung in HfO_2

R. C. PANDEY

Institut für Kerntechnik der Technischen Universität Berlin
(Z. Naturforsch. **23 a**, 1227–1228 [1968]; eingegangen am 19. Juni 1968)

The influence of combined electric and magnetic field interaction on the gamma-gamma angular correlation of the $5/2$ excited state of $\text{Hf}^{181} \rightarrow \text{Ta}^{181}$ has been investigated. The value of $\omega_e \tau_n$ was found to be 0.18 ± 0.03 , from which the quadrupole interaction frequency of (12.74 ± 2.23) Mc was obtained.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Messung der kombinierten elektrischen und magnetischen Wechselwirkung in radioaktivem $\text{Hf}^{181} \rightarrow \text{Ta}^{181}$ mit Hilfe der γ - γ -Winkelkorrelation¹. Eine Schwierigkeit bei der Messung der Quadrupolwechselwirkung besteht darin, daß die Stärke des elektrischen Feldgradienten im Kristall nicht variiert werden kann. Man ist deshalb auf andere Parameter, z. B. die Orientierung der Kristallachse oder die Zeitverzögerung angewiesen. Eine andere Methode, die von MATTHIAS et al.² und PAUL et al.^{3, 4} beschrieben wurde, ist die Beobachtung der Winkelkorrelation mit polykristallinen (pulverförmigen) Quellen unter zusätzlicher Verwendung eines homogenen Magnetfeldes. In Anwesenheit von magnetischen oder elektrischen Feldern präzedieren die Kernmomente in einem wohl definierten Sinne um die Richtung des Feldes mit einem mittleren Winkel $\omega \tau_n$, wobei τ_n die Lebensdauer des Zwischenzustandes der Kaskade bedeutet. Die magnetische Wechselwirkung ω_H ist proportional zum Kernmoment μ und der von außen angelegten Magnetfeldstärke H . Die Quadrupolwechselwirkung ist gegeben durch

$$\omega_e = -\frac{eQ}{\hbar} \frac{\partial E_z}{\partial Z} \frac{f}{4I(2I-1)}$$

mit $f = \begin{cases} 3 & \text{für } I \text{ ganzzahlig,} \\ 6 & \text{für } I \text{ halbzahlig.} \end{cases}$

Hierin bedeuten: e = Elementarladung, Q = Kernquadrupolmoment, $\hbar = h/2\pi$ mit h PLANCKSches Wirkungsquantum, $\partial E_z/\partial Z$ elektrischen Feldgradient am Kernort und I = Spin der angeregten Niveaus.

Zur Prüfung der richtigen Arbeitsweise der aufgebauten Apparaturen⁵ wurden die ungestörte Winkelkorrelation von Co^{60} sowie die der 133-keV–482-keV-Linien von Hf^{181} (als HfO_2) gemessen. Für Hf^{181} ergab sich die Anisotropie $A = 0,08 \pm 0,01$, die mit dem von McGOWN⁶ gemessenen Wert übereinstimmt. In unserem Experiment befand sich das HfO_2 -Präparat in einem zylindrischen Mesingtöpfchen von 2,5 mm Durchmesser, 3 mm Höhe und 0,1 mm Wandstärke. Zur Abschirmung der Multiplier gegen das Streufeld des Magneten wurde Mu-Metall verwendet. Bei der maximalen Feldstärke des Magneten von 15 kG war bei einer

3 mm dicken Abschirmung kein Einfluß mehr festzustellen, so daß eine Verwendung von Lichtleitern nicht erforderlich war.

Die Anisotropie A ist in Abhängigkeit von ω_H/ω_e für verschiedene Werte von $\omega_e \tau_n$ in Abb. 1 dargestellt.

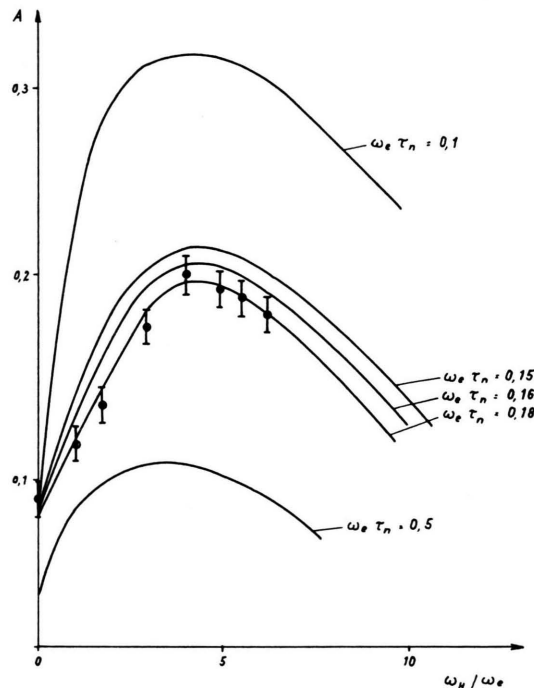


Abb. 1. Die Anisotropie A von Hf^{181} für kombinierte magnetische und elektrische Wechselwirkung.

Für $\omega_e \tau_n = 0,18$ stimmt der experimentell gefundene Verlauf mit der theoretischen Kurve überein. Unter Berücksichtigung der Meßfehler ergibt sich:

$$\omega_e \tau_n = \frac{eQ}{\hbar} \frac{\partial E_z}{\partial Z} \frac{6}{4I(2I-1)} \tau_n = 0,18 \pm 0,03.$$

Damit bekommt man für die Quadrupolwechselwirkungsfrequenz $(12,74 \pm 2,23)$ MHz. Zur genauen Bestimmung des Quadrupolmomentes Q benötigt man den Gradienten des elektrischen Feldes in HfO_2 . Dieser läßt sich in Festkörpern aber nur sehr schwer bestimmen oder schätzen⁷. Andererseits können relativ große Feldgradienten wesentlich durch drei Gitterstörungen erzeugt werden:

1. Fremdbausteine, die in ihrer Größe von den substituierten Bausteinen abweichen oder die sich auf Zwischengitterplätzen befinden. Sie verzerren lokal das Gitter und stören die kubische Symmetrie an den Kernorten.

2. Überschußladungen, also Zwischengitterionen oder anderswertige Substituenten.

¹ H. FRAUENFELDER, Beta and Gamma Ray Spectroscopy, North Holland Publishing Co., Amsterdam 1955, S. 531.

² E. MATTHIAS, W. SCHNEIDER u. R. M. STEFFEN, Phys. Rev. **135**, 261 [1962].

³ H. PAUL u. W. BRUNNER, Ann. Phys. **9**, 316 [1962].

⁴ H. PAUL u. W. BRUNNER, Ann. Phys. **10**, 327 [1962].

⁵ R. C. PANDEY, Dissertation, Berlin 1964.

⁶ F. K. MCGOWN, Phys. Rev. **93**, 471 [1954].

⁷ R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. **80**, 102 [1950].



3. Versetzungen, die ähnlich wie Bausteine abweichender Größe Gitterverzerrungen und damit Feldgradienten erzeugen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. W. MIALKI bin ich für sein förderndes Interesse sowie dem Berliner Senator für Wissenschaft und Kunst für die finanzielle Hilfe zu Dank verpflichtet.

Resonance Capture of Slow Electrons in Ethane

B. HUBER

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg

(Z. Naturforsch. **23 a**, 1228—1229 [1968]; received 11 July 1968)

GRÜNBERG¹ has found that the drift velocity of electrons at room temperature in hydrogen and nitrogen at a given E/p (E field strength) is dependent on the pressure p . For example at $E/p = 0,03$ [V/cm·Torr], the drift velocity v_- in H_2 decreases to 78% of its value at $p = 775$ Torr, if one measures at $p = 31\,350$ Torr. In N_2 he found a similar effect (but not so strong). To obtain a better insight into the physical process it was of interest to measure the p -dependence in other gases.

The value of v_- in ethane (C_2H_6), obtained by the method described in¹, is given in Table 1 as function of E/p at a pressure of 900 Torr. If one measures at different pressures between 600 and 24 000 Torr and plots v_- at this pressure divided by v_- at 900 Torr [$v_-(p)/v_-(900) = q$] as function of E/p , one obtains Fig. 1. It demonstrates, that q decreases with smaller E/p , the more the higher the pressure, as was found in

$E/N \cdot 10^{18}$ [V·cm ²]	E/p [V/cm·Torr]	$v_- \cdot 10^{-5}$ [cm/sec]
1	0,033	3,66
2,2	0,073	8,65
3,6	0,119	14,2
6	0,198	24,8
8	0,264	30,4
10	0,33	33,9
22	0,73	47,6
36	1,19	51,3
60	1,98	53,9
80	2,64	55,2
100	3,30	54,6

Table 1. Drift velocity in ethane measured at 20 °C and $p = 900$ Torr. The error of the v_- -values is 3%.

$N \cdot 10^{-20}$ [cm ⁻³]	p [Torr]	q	$\left[\frac{1-q}{p \cdot q} = c \right] \cdot 10^6$
1,5	4 550	0,96	9,2
4	12 140	0,90	9,2
5	15 180	0,88	9,0
7	21 250	0,82	10,3
8	24 290	0,81	9,7

Table 2. Relative drift velocity q at $E/p_{20} = 0,2$ [V/cm Torr].

¹ R. GRÜNBERG, Z. Phys. **204**, 12 [1967].

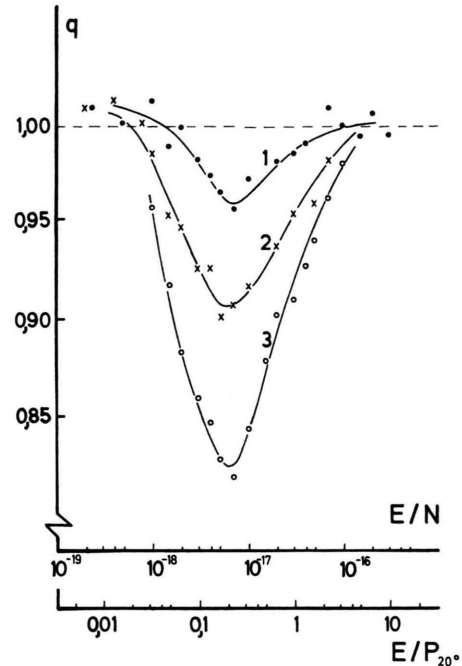


Fig. 1. The dependence of ratio $q = v_-(p)/v_-(900)$ on E/N with density N as parameter (N = measured density, p = pressure of the ideal gas of the same density at room temperature).

Curve 1: $N = 1,5 \cdot 10^{20}$ cm⁻³, $p = 4\,554$ Torr,

Curve 2: $N = 4 \cdot 10^{20}$ cm⁻³, $p = 12\,143$ Torr,

Curve 3: $N = 7 \cdot 10^{20}$ cm⁻³, $p = 21\,251$ Torr.

H_2 and N_2 . Moreover and that is a new result, q passes a minimum with decreasing E/p and reaches again the value 1 at still lower values of E/p . The minimum of q is the lower the higher the pressure (see Table 2). To explain this result one can assume that the electron is attached for a short time τ by the ethane molecule. The curves in Fig. 1 show at a given pressure a resonance-like dependence on E/p . This behaviour can be understood, if τ depends on the electron energy in a similar manner. The resonance peak becomes more prominent the higher the pressure. Applying this model one obtains for the drift velocity

$$v_-(p) = v_-(p_0) \cdot (1 + \nu \cdot \tau)^{-1},$$

where $\nu = \nu_1 \cdot p$ is the frequency of trapping collisions, $v_-(p_0)$ the drift velocity with negligible capture². From this relation follows that the ratio $q = v_-(p)/v_-(900)$ is connected with p by $(1 - q)/p \cdot q = \text{constant} = c$, which is in agreement with the experiments, see Table 2.

The maximum of τ lies at $E/p = 0,2$ [V/cm·Torr] and corresponds to a mean electron energy of 30–100

² See e.g. R. H. RITCHIE and J. E. TURNER, Z. Phys. **200**, 259 [1967].