

den  $(2+)$ -Niveaus in  $W^{182}$  mit der Spinänderung Null oder Eins verknüpft sein müssen; diese Übergänge sind also „non-unique“ einfach verboten oder erlaubt. Dann bleibt zu erklären, warum der Übergang zum  $(2+)$ -Niveau von 0,100 MeV so stark retardiert ist: Die oben angegebene Intensitätsgrenze entspricht einer Verzögerung um etwa den Faktor  $10^5$  gegenüber einem „durchschnittlichen“ einfach verbotenen Übergang mit Spinänderung Null oder Eins. Das Schalenmodell mit starker Spin-Bahn-Kopplung<sup>3</sup> erlaubt in diesem Gebiet keine sichere Konfigurationszuordnung. Eine starke Bahndrehimpuls-Änderung bei der Umwandlung des Neutrons in ein Proton ist durchaus möglich. Andererseits können auch kollektive Effekte ausschlaggebend

sein. Im Rahmen des Rotationsmodells ist die starke Verzögerung durch K-Verbotenheit erkläbar<sup>4</sup>.

Im Fall des  $\beta$ -Überganges in den Grundzustand können die gleichen Verhältnisse vorliegen. Es ist aber auch möglich, daß dieser Übergang aus Spin- und Paritätsgründen zweifach oder dreifach verboten ist.

Für die Untersuchung wurden Apparate der Deutschen Forschungsgemeinschaft mitverwendet.

<sup>3</sup> M. GOEPPERT-MAYER u. J. H. D. JENSEN, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, John Wiley & Sons, New York 1955. – P. F. A. KLINKENBERG, Rev. Mod. Phys. **24**, 63 [1952].

<sup>4</sup> G. ALAGA, K. ALDER, A. BOHR u. B. R. MOTTELSON, Dan. Mat. Fys. Medd. **29**, no. 9 [1955].

## Dielektrische Untersuchungen an polykristallinem Selen

Von W. LUDWIG

Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin,  
Physikalisch-Technisches Institut,  
Bereich Elektronische Halbleiter

(Z. Naturforschg. **15 a**, 285–286 [1960]; eingegangen am 12. Februar 1960)

Das Dispersionsverhalten der DK und des Verlustwinkels  $\operatorname{tg} \delta(\omega)$  von hochgereinigtem polykristallinem Selen<sup>1–3</sup> mit einer Dotierung von 0,1 Gew.-% Br wurde im Frequenzbereich von 0,5–1000 kHz, und zwar zwischen  $+40^\circ\text{C}$  und  $-160^\circ\text{C}$ , untersucht. Für relativ große Verluste, d. h. für  $\operatorname{tg} \delta > 1$ , diente eine modifizierte NERNST-Brückenanordnung, für kleine Verluste wurde mit einer SCHERING-Brückenanordnung nach einem Substitutionsverfahren gemessen. Als Kondensator diente ein koaxiales Elektrodensystem aus Pt-Blech. Dieses System befand sich in einem Glasegefäß, in das das Selen unter Hochvakuum eindestilliert wurde. Vor den Messungen wurden die Proben jeweils 160 Std. bei  $95^\circ\text{C}$  und  $210^\circ\text{C}$  getempert.

Die Frequenzabhängigkeit der komplexen DK

$$\bar{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i \varepsilon''(\omega) \quad \text{mit} \quad \operatorname{tg} \delta(\omega) = \varepsilon''(\omega) / \varepsilon'(\omega)$$

zeigt ein für eine anomale Dispersion typisches Frequenzverhalten, dem zusätzlich Leitfähigkeitsverluste überlagert sind (Abb. 1). Berücksichtigt man diese zusätzlich auftretenden Leitfähigkeitsverluste, die den proportional  $1/\omega$  verlaufenden Anstieg des gemessenen  $\operatorname{tg} \delta(\omega)$  bei kleinen Frequenzen bedingen, so erhält man für  $\varepsilon''(\omega)$  glockenförmige Kurven mit entsprechenden Maxima bei den Dispersionsfrequenzen  $\omega_0(T)$ , die stark temperaturabhängig sind (Abb. 2). Wird  $\varepsilon''(\omega)$  über  $\varepsilon'(\omega)$  bei einer Meßtemperatur  $T = 133,8^\circ\text{K}$  aufgetragen, so erhält man einen COLE-Kreis<sup>4</sup>, dessen Mittelpunkt eindeutig unterhalb der Abszisse liegt. Die Meßwerte lassen sich durch das folgende Dispersions-

<sup>1</sup> F. ECKART, Ann. Phys., Lpz. **14**, 233 [1954].

<sup>2</sup> F. ECKART u. H. BERG, Naturwiss. **45**, 335 [1958].

<sup>3</sup> Spektralanalytisch wurden unter optimalen Anregungsbedingungen lediglich gerade noch nachweisbare Spuren

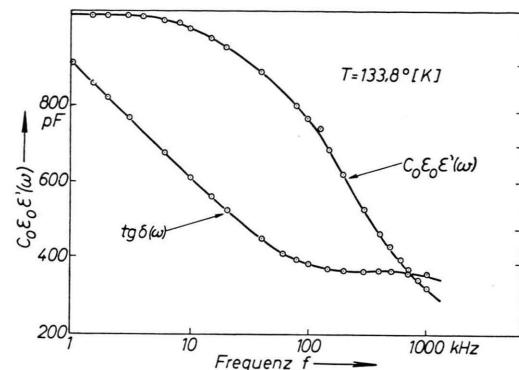
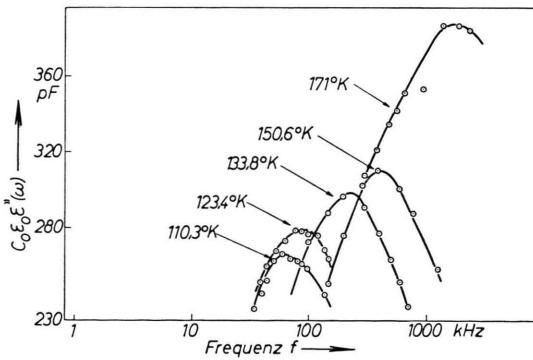


Abb. 1.  $C_0 \epsilon_0 \epsilon''(\omega)$  in Abhängigkeit von der Frequenz  $f$ .  $C_0 \epsilon_0$  ist die Leerkapazität des Elektrodensystems mit ca.  $6 \cdot 10^{-12}$  F.



schema beschreiben:

$$\bar{\varepsilon}(\omega) - \varepsilon_\infty' = \frac{[\varepsilon_s' - \varepsilon_\infty']}{1 + (i \omega \tau_0)^{1-\alpha}} ; \quad \alpha = 0,26 .$$

$\varepsilon_s'$  ist der Wert von  $\varepsilon'(\omega)$  bei  $\omega = 0$ ;  $\varepsilon_\infty'$  ist der Wert von  $\varepsilon'(\omega)$  für bezüglich der Dispersionsfrequenz  $\omega_0$

von Ca, Mg und As gefunden. Über den Halogengehalt können zunächst keine Angaben gemacht werden.

<sup>4</sup> R. H. COLE, J. Chem. Phys. **25**, 493 [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.

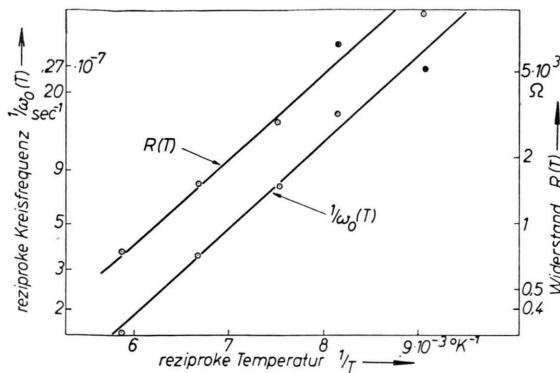


Abb. 3.

sehr große Frequenzen.  $\tau_0$  ist eine mittlere Relaxationszeit;  $\alpha$  ist ein Maß für die Verteilung der um  $\tau_0$  kontinuierlich verteilten Relaxationszeiten, die zusätzlich wirken. Da  $\alpha > 0$  ist, liegt kein einheitlicher Relaxationsmechanismus vor.

Für die Änderung der mittleren Dispersionsfrequenz  $\omega_0(T)$  mit der Temperatur gilt:

$$\omega_0(T) = A \cdot e^{-U/kT} \quad \text{mit } U = 0,08 \text{ eV.}$$

Bemerkenswert ist, daß der Gleichstromwiderstand  $R(T)$

<sup>5</sup> H. FRÖHLICH, Theory of Dielectrics. Clarendon-Press, Oxford 1949.

auch proportional  $e^{+U/kT}$  mit  $U = 0,08$  eV verläuft (Abb. 3).

Es wurde für  $[\varepsilon_s' - \varepsilon_\infty']$  eine charakteristische Temperaturabhängigkeit gemessen, und zwar gilt:

$$[\varepsilon_s' - \varepsilon_\infty'] \sim 1/T.$$

Diese Effekte sind bei den von uns untersuchten mit 0,1 Gew.-% Br dotiertem Selen vermutlich durch Platzwechselvorgänge<sup>5</sup> bedingt. Nach dieser Theorie verläuft  $\omega_0(T) \sim e^{-U/kT}$ . Es ist außerdem  $[\varepsilon_s' - \varepsilon_\infty'] \sim N/T$ , wenn  $N$  die Konzentration der an dem Platzwechselvorgang beteiligten Ladungsträger ist. Ein Vergleich mit unseren Messungen ergibt, daß im untersuchten Temperaturbereich  $N(T) \approx \text{const}$  sein muß. Diese Aussage stimmt aber mit Ergebnissen aus HALL-Effekts-, Leitfähigkeits- und Thermokraftmessungen überein<sup>6, 7</sup>. Die Aktivierungsenergie  $U$  hängt eindeutig von den Temperaturbedingungen ab. Eine Temperung der Meßprobe über 150 Std., bei jeweils einer diskreten Temperatur zwischen +100 °C und +210 °C zeigt, daß  $U$  mit einem Wert von 0,29 eV bei einer Temperung bei 100 °C etwa hyperbolisch auf 0,035 eV bei einer Temperung bei 210 °C abfällt. Die Untersuchungen werden weitergeführt.

Herrn Dr. F. ECKART bin ich für fördernde Anregungen und für sein stetes Interesse an dem Fortgang der Arbeit zu besonderem Dank verpflichtet.

<sup>6</sup> M. I. IGLIZIN, Zur. Techn. Fiz. XXII, 885 [1952] (russ.).

<sup>7</sup> L. M. NIJLAND, Philips Res. Rep. 9, 259 [1954].