Abb. 4. A_2 als Funktion von δ^2 .

scheint uns der Spin $3/2$ für das erste Einteilchen-niveau gesichert.

Für ein so kleines Mischungsverhältnis würde man theoretisch einen fast verschwindenden A_4 -Koeffizienten ($|A_4| < 0,0034$) erwarten. Mit dem verhältnismäßig großen Fehler steht der gemessene A_4 -Koeffizient hierzu nicht in Widerspruch.

Bei einer Abschätzung der Lebensdauer des ersten Anregungszustandes von Re^{187} nach HUUS et al.⁹ findet man $T \approx 10^{-12}$ sec.

Infolge dieser kurzen Lebensdauer ist eine Abschwächung der Winkelkorrelation unter dem Einfluß innerer Felder nicht zu erwarten; die obigen Aussagen beziehen sich also auf die echte Winkelkorrelation.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir auch hier für die Bereitstellung von Apparaten, Herrn cand. phys. K. H. MEYER für seine Hilfe bei den Messungen.

⁹ T. HUUS, I. H. BJERREGAARD u. B. ELBEK, Dan. Math. Fys. Medd. **30**, Nr. 17 [1956].

Messungen der Winkelkorrelation der 208 keV/113 keV- γ - γ -Kaskade des Hf^{177} an festen und flüssigen Quellen

Von H. J. BEHREND

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut Hamburg
(Z. Naturforsch. **13 a**, 211—215 [1958]; eingegangen am 19. Dezember 1957)

Messungen der Winkelkorrelation der 208 keV—113 keV- γ - γ -Kaskade des Hf^{177} ergaben eine Abhängigkeit der Anisotropie von den Eigenschaften der Quelle. Für $W(\Theta) = \sum A_{2K} P_{2K}(\cos \Theta)$ erhielten wir bei einer wässrigen Lösung von LuCl_3 als Quelle die Koeffizienten $A_0 = 1,0000 \pm 0,0017$, $A_2 = -0,1627 \pm 0,0032$, $A_4 = 0,0024 \pm 0,0042$. Für die 113 keV-Strahlung ergibt sich daraus eine Mischung von 95,9% E 2 und 4,1% M 1, für den 208 keV-Übergang eine E 1-Strahlung mit einer M 2-Beimischung von höchstens 1,5%. Schließlich lassen sich aus den gemessenen abgeschwächten Winkelkorrelationen die für die Abschwächung verantwortlichen elektrischen Feldgradienten abschätzen.

Die Winkelkorrelation der 208 keV—113 keV- γ - γ -Kaskade des Hf^{177} ist bereits mehrfach gemessen worden^{1, 2, 3}. Fast alle Messungen wurden an festen Präparaten durchgeführt; es war aber zu vermuten, daß bei diesen Quellen nur eine abgeschwächte Anisotropie auftritt. Da der Hf^{177} -Kern, dessen Protonen- und Neutronenzahlen weit entfernt von magischen Zahlen liegen, eine starke Deforma-

tion aufweist (Deformationsparameter $\delta = 0,26$)⁴, besitzt er ein relativ hohes „intrinsic“ Quadrupolmoment von $Q_0 = 6 \cdot 10^{-24}$ cm². Durch Wechselwirkung des Quadrupolmomentes mit einem elektrischen Feldgradienten während der nicht zu kleinen Lebensdauer des Zwischenzustandes der Kaskade bei 113 keV könnte somit eine Änderung der Winkelkorrelation auftreten. Es wird deshalb in der vor-

¹ F. K. MCGOWAN, E. D. KLEMA u. P. R. BELL, Phys. Rev. **85**, 152 [1952].

² B. HARTMANN u. T. WIEDLING, Phil. Mag. **46**, 1139 [1955].

³ K. G. STEFFEN, Z. Phys. **147**, 132 [1957].

⁴ B. R. MOTTETSON u. S. G. NILSSON, Phys. Rev. **99**, 1615 [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 digitalized 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.

liegenden Arbeit versucht, durch Messung an drei verschiedenen Quellen eine Abhängigkeit der Winkelkorrelation vom Zustand der Quelle festzustellen und die ungestörte zu erhalten.

Außerdem erschien es interessant zu untersuchen, inwieweit man aus den Ergebnissen der Winkelkorrelation auf eine etwaige M2-Beimischung zu dem E1-Übergang von 208 keV schließen kann. Derartige Mischungen treten im allgemeinen nicht auf, doch sind sie bei deformierten Kernen, auf die das BOHR-MOTTOLSON-Modell angewendet werden kann, nach CHASE und WILETS möglich⁵. Mischungen dieser Art sind im γ -Spektrum von Lu^{175} , dessen Zerfallsschema dem des Hf^{177} -Kerns sehr ähnlich ist, sowie für den 321 keV-Übergang beim Hf^{177} bereits gefunden worden^{6,7}. Während der Durchführung der Messungen wurden Resultate ähnlicher Untersuchungen veröffentlicht von WIEDLING⁸ und von OFER⁷. Da ihre Meßresultate aber zum Teil beträchtlich voneinander abweichen, erschien die Weiterführung der hiesigen Untersuchungen gerechtfertigt.

Durchführung der Messungen

Eine von STEFFEN schon für derartige Messungen benutzte Apparatur⁹ wurde für diese Arbeit zu einer „fast-slow“-Koinzidenzanordnung ausgebaut. Die zusätzlich eingebauten Einkanäle wurden aus einer Schaltung von BELL¹⁰ entwickelt; die Dreifachkoinzidenzstufe nach ROSSI besitzt eine Auflösezeit von 0,8 μsec . Aus den Einzelzählraten der Einkanäle und der zufälligen Koinzidenzrate der Dreifachkoinzidenzstufe erhält man eine Gesamtauflösezeit von $2 \cdot 10^{-8}$ sec.

Aus radioaktivem Lu_2O_3 wurde durch Lösung der Substanz in Salpetersäure, Eindampfen und Lösung des Nitrats in Salzsäure, aktives LuCl_3 gewonnen. Damit wurden drei verschiedenartige Quellen hergestellt:

1. Eine wässrige Lösung von LuCl_3 ,
2. eine Lösung in 80-proz. Glycerin,
3. eine polykristalline LuCl_3 -Quelle.

Diese Quellen besaßen bei einem Durchmesser von $3/4$ mm lineare Ausdehnungen zwischen 5 und 14 mm.

Sie wurden auf dem Präparatsträger so befestigt, daß die Mittelachsen der Zähler genau auf die Mitte des Präparats gerichtet waren. Die Zähler erhielten eine Frontabschirmung von 1 mm Aluminium zur Vermeidung von β, γ -Koinzidenzen.

Es wurden die Dreifachkoinzidenzen sowie die Einzelzählraten der Einkanäle, die auf die Photospitzen der 208 keV- bzw. 113 keV- γ -Linien eingestellt waren, registriert. Bei dem ersten Präparat wurden alle Winkelstellungen zwischen 90° und 270° in Abständen von 15° gemessen und in einer reinen Meßzeit von 36 Stdn. 750 000 echte Koinzidenzen erhalten. Bei den Quellen 2 und 3 wurden Winkel in Abständen von 45° eingestellt und in reinen Meßzeiten von 52 bzw. 35 Stdn. 724 000 bzw. 950 000 echte Koinzidenzen registriert. Zur Berechnung der zufälligen Koinzidenzrate wurde die Auflösezeit der Apparatur in Abständen von 2 Stdn. gemessen. Es wurden dazu beide Einkanäle auf die 208 keV-Photospitze eingestellt, und aus der Koinzidenzrate, die jetzt nur zufällige Koinzidenzen enthielt, und den Einzelzählraten die Auflösezeit bestimmt.

Die aus der Auflösezeit und den Einzelzählraten errechneten zufälligen Koinzidenzen wurden von der gesamten Koinzidenzrate abgezogen und diese „echte Koinzidenzrate“ auf Schwankungen der Einzelzählraten korrigiert. Das Korrekturnverfahren wurde in einer Zusatzmessung ermittelt, in der die echte Koinzidenzrate in Abhängigkeit von den Einzelzählraten gemessen wurde. Die Meßpunkte wurden durch eine Gerade angenähert, mit der die echte Koinzidenzrate korrigiert wurde. Diese korrigierten Zählraten wurden nach einem Verfahren von ROSE¹¹ an die Funktion

$$W(\Theta) = A_0 + A_2 P_2(\cos \Theta) + A_4 P_4(\cos \Theta)$$

angepaßt (Abb. 2 zeigt die Meßpunkte mit statistischen Fehlern und den errechneten Kurven).

Die Korrektur auf punktförmige Quelle und unendlich kleine Zählerraumwinkel wurde nach FEINGOLD und FRANKEL¹² durchgeführt. Für den Kristalldurchmesser wurde hier jedoch nicht der geometrische in die Korrekturnformel eingesetzt; dieser wurde vielmehr aus der Halbwertsbreite der Winkelempfindlichkeitskurve errechnet, die durch Abtasten

⁵ D. M. CHASE u. L. WILETS, Phys. Rev. **101**, 1038 [1956].

⁶ I. P. MIZE, M. E. BUNKER u. I. W. STARNER, Phys. Rev. **100**, 1390 [1955].

⁷ S. OFER, Nucl. Phys. **3**, 479 [1957].

⁸ T. WIEDLING, Directional Correlation Measurements, Uppsala 1956.

⁹ K. G. STEFFEN u. H. NEUERT, Z. Phys. **147**, 125 [1956].

¹⁰ I. E. FRANCIS, P. R. BELL u. C. C. HARRIS, Nucleonics **13**, Nr. 11, 82 [1955].

¹¹ M. E. ROSE, Phys. Rev. **91**, 610 [1953].

¹² A. M. FEINGOLD u. S. FRANKEL, Phys. Rev. **97**, 1025 [1955].

Quelle	A_0	A_2	A_4
LuCl_3 in wässer. Lösung	$1 \pm 0,0017$	$-0,1627 \pm 0,0032$	$0,0024 \pm 0,0042$
LuCl_3 in Glycerin gelöst	$1 \pm 0,0017$	$-0,1511 \pm 0,0027$	$-0,0002 \pm 0,0034$
LuCl_3 polykristallin	$1 \pm 0,0015$	$-0,1311 \pm 0,0023$	$-0,0075 \pm 0,0029$
LuCl_3 in wässer. Lösung (Wiedling)	1	$-0,160 \pm 0,003$	$0,002 \pm 0,002$
LuCl_3 in wässer. Lösung (Ofer)	1	$-0,130 \pm 0,010$	—

Tab. 1.

des Zählers mit einem fein ausgeblendeten γ -Strahl nach einem Verfahren von LAWSON und FRAUENFELDER¹³ gewonnen wurde. Weitere (allerdings geringe) Korrekturen wurden durch Berücksichtigung des Störkoinzidenzanteils sowie der Streuung in der Quelle am Meßergebnis angebracht. Die endgültigen Koeffizienten der Winkelkorrelation sind in Tab. 1 zusammengefaßt. Zum Vergleich sind die Messungen von OFER und WIEDLING mit aufgeführt.

Die Messungen stehen in sehr guter Übereinstimmung mit den von WIEDLING⁸ veröffentlichten Werten, dagegen weicht der von OFER⁷ gemessene Wert von A_2 für die wässrige Lösung stark von diesen ab.

Diskussion der Ergebnisse

Die Messungen bestätigen die vermutete Abhängigkeit der Winkelkorrelation vom Zustand der Quelle, und es ist recht wahrscheinlich, daß eine wässrige Lösung als Quelle die ungestörte Korrelation ergibt. Das Meßergebnis steht im Einklang mit dem schon als gesichert zu betrachtenden Zerfallsschema (Abb. 1). Eine M2-Beimischung zu dem

3 Fällen ein eindeutig von Null verschiedener, negativer A_4 -Koeffizient auftreten müßte. Aus dem Mittel der drei gemessenen A_4 -Koeffizienten von $\bar{A}_4 = -0,0020 \pm 0,0021$ folgt lediglich eine obere Grenze von 1,5% M2-Beimischung.

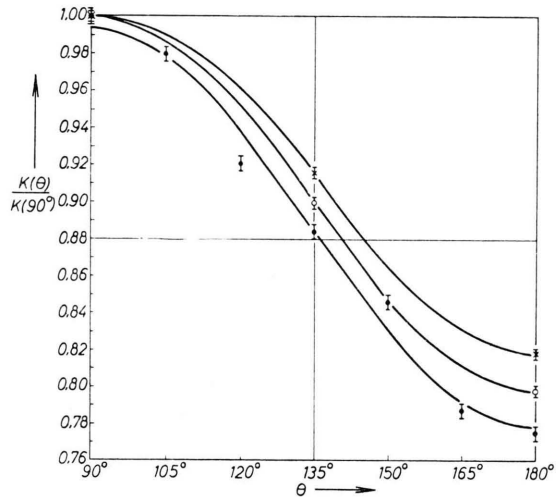
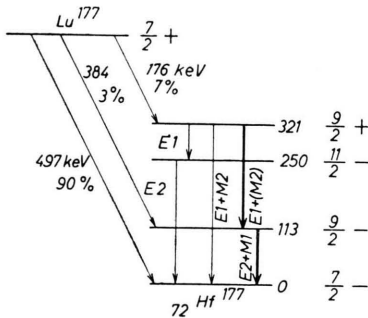


Abb. 2. Ergebnisse der gemessenen Winkelkorrelationen.

• wässrige Lösung von LuCl_3 ; ○ LuCl_3 in 80-proz. Glycerin gelöst; × festes LuCl_3 .

Abb. 1. Zerfallsschema des Lu^{177} (6,8 d).

208 keV-E1-Übergang kann aus der Messung allerdings nicht gefolgert werden, da dann in allen

Für den 113 keV-Übergang entnimmt man aus dem A_2 -Koeffizienten der ersten Messung ein Gemisch von $95,9 \pm 0,2\%$ E2 und $4,1 \pm 0,2\%$ M1-Strahlung, was mit dem Konversionskoeffizienten, der von MARMIER und BÖHM¹⁴ gemessen wurde, gut im Einklang steht.

Um eine Abschätzung der Wechselwirkungsfrequenzen und der wirksamen elektrischen Feldgradienten aus der Abschwächung des A_2 -Koeffizienten bei den Messungen 2. und 3. zu erhalten, ist zunächst die Lebensdauer des 113 keV-Rotations-

¹³ I. S. LAWSON u. H. FRAUENFELDER, Phys. Rev. **91**, 649 [1953].

¹⁴ P. MARMIER u. F. BÖHM, Phys. Rev. **97**, 103 [1955].

niveaus zu bestimmen. Es gilt¹⁵:

$$t = \frac{0,693 \varepsilon(\gamma)}{(1 + \delta^2) T_{E2}(\gamma)} \quad (1)$$

$\varepsilon(\gamma)$ = Anteil des Zerfalls des Niveaus durch γ -Strahlung, δ^2 = Mischungsverhältnis von E2- zu M1-Strahlung, $T_{E2}(\gamma)$ = Übergangswahrscheinlichkeit für E2-Zerfall.

Die Größe T_{E2} berechnet sich aus der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit B_{E2} für COULOMB-Anregung des Zustandes¹⁵ und beträgt hier

$$T_{E2} = 4,3 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}.$$

Mit dem aus den Konversions-Koeffizienten berechneten γ -Zerfallsanteil von $\varepsilon(\gamma) = 0,314$ und dem Mischungsverhältnis $\delta^2 = 22,8$ wird die mittlere Lebensdauer des Niveaus $t = (4 \pm 0,7) \cdot 10^{-10} \text{ sec}$, was im Einklang steht mit Messungen von McGOWAN¹, der sie kleiner als $5 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$ angibt. Weiterhin ist das Quadrupolmoment des 113 keV-Niveaus aus dem *intrinsic* Quadrupolmoment nach folgender Gleichung zu berechnen¹⁶:

$$Q = \frac{3 K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0, \quad (2)$$

wo Q_0 = *intrinsic* Quadrupolmoment, K = Spin des Grundzustandes, I = Spin des angeregten Zustandes.

Bei Wechselwirkung des elektrischen Quadrupolmomentes mit elektrischem Feldgradienten in einer flüssigen oder mikrokristallinen Quelle lautet die gemessene Winkelkorrelation

$$W(\Theta) = 1 + G_2 A_2 P_2(\cos \Theta), \quad (3)$$

wenn A_2 der Koeffizient der wahren Korrelation ist. Für eine Flüssigkeit gilt¹⁷

$$G_2 = \frac{1}{1 + \lambda_2 t} \quad (4)$$

mit

$$\lambda_2 = \frac{3}{80} \frac{(e Q)}{(\hbar)} \left\langle \left(\frac{dE}{dz} \right)^2 \right\rangle_{\text{Av.}} \cdot t_c \frac{6[4I(I+1)-7]}{I^2(2I-1)^2}, \quad (5)$$

t = mittlere Lebensdauer des Niveaus, t_c = Korrelationszeit der Flüssigkeit.

Gl. (4) gilt allerdings nur unter der Voraussetzung $t \gg t_c$. Die Korrelationszeit ist der Zähigkeit der Flüssigkeit proportional und hat im Falle der 80-proz. Glycerinlösung einen Wert von $t_c = 3,3 \cdot 10^{-10} \text{ sec}$. Also ist Gl. (4) hier wegen $t_c \approx t$ nicht ohne weiteres anwendbar.

Bei der elektrischen Abschwächung in einer polykristallinen Quelle nimmt G_2 folgenden Wert an (allerdings unter der Voraussetzung der Axialsymmetrie des elektrischen Feldes am Ort des Kerns)¹⁷:

$$G_2 = \frac{1}{5} \left(1 + \frac{0,879}{1 + (\omega_e^0 t)^2} + \frac{0,424}{1 + (2 \omega_e^0 t)^2} + \frac{1,362}{1 + (3 \omega_e^0 t)^2} + \frac{0,727}{1 + (4 \omega_e^0 t)^2} + \frac{0,425}{1 + (5 \omega_e^0 t)^2} + \frac{0,182}{1 + (7 \omega_e^0 t)^2} \right); \quad (6)$$

ω_e^0 ist die Grundpräzessionsfrequenz.

Die Behandlung der Quelle als Festkörper ist aber ebenfalls nicht statthaft, da in diesem Fall gelten muß: $t \ll t_c$. Für die Abschätzung von ω_e^0 und dE/dz wurden beide Methoden angewandt; der Zusammenhang zwischen diesen Größen wird durch Gl. (7) gegeben¹⁷:

$$\omega_e^0 = \frac{3}{2 I_B (2 I_B - 1)} \frac{e Q}{\hbar} \frac{dE}{dz} \quad (7)$$

(gültig für halbzahlige Spins).

Der Schwächungskoeffizient G_2 hat für die Quelle 2 den Wert $0,929 \pm 0,025$. Hiermit und aus den Gln. (4), (5), (6) und (7) wurden die Grundpräzessionsfrequenzen sowie die am Kernort wirksamen elektrischen Feldgradienten errechnet, die in Tab. 2 zusammengestellt sind.

Beide Verfahren liefern also etwa die gleichen Ergebnisse.

Die Voraussetzung der polykristallinen Quelle ist bei Präparat 3 erfüllt. Da aber die Kristallstruktur des LuCl_3 noch nicht gemessen wurde, kann man

Methode	ω_e^0	dE/dz
Behandlung als Flüssigkeit	$(2,8 \pm 0,5) \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$	$(2,7 \pm 0,5) \cdot 10^{18} \text{ V/cm}^2$
Behandlung als Festkörper	$(2,4 \pm 0,6) \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$	$(2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{18} \text{ V/cm}^2$

Tab. 2.

¹⁵ T. HUUS, J. H. BJERREGAARD u. B. ELBEK, Dan. Math. Fys. Medd. **30**, no. 17 [1956].

¹⁶ A. BOHR u. B. R. MOTTELSON, Dan. Math. Fys. Medd. **27**, no. 16 [1953].

¹⁷ R. M. STEFFEN, Phil. Mag. Suppl., Vol. **4**, 293 [1955].

keine Aussagen über die Symmetrie des elektrischen Feldes machen. Nimmt man für die Abschätzung axiale Symmetrie an, so erhält man aus dem experimentellen Schwächungsfaktor

$$G_2 = 0,806 \pm 0,021$$

und aus Gl. (6)

$$\omega_e^0 = (4,6 \pm 0,9) \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}. \quad (8)$$

Hieraus folgt mit Gl. (7) die Abschätzung der Größe des während der Lebensdauer des 113 keV-Niveaus

am Kernort wirksamen elektrischen Feldgradienten:

$$\frac{dE}{dz} = (4,4 \pm 0,9) \cdot 10^{18} \text{ V/cm}^2. \quad (9)$$

Felder dieser Größenordnung sind auch schon aus anderen Messungen bekannt geworden.

Herrn Professor Dr. H. NEUERT möchte ich für seine Anregungen und Ratschläge herzlich danken.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Überlassung von Meßgeräten.

Untersuchungen zum Wiedemann-Franz-Lorenzschen Gesetz an ungeordneten und geordneten Phasen der Kupfer-Palladium-Legierungsreihe*

Von FRANZ PH. POTT**

Aus dem Institut für Physikalische Chemie der Universität Münster (Westf.)

(Z. Naturforsch. 13 a, 215—221 [1958]; eingegangen am 15. Dezember 1956)

Unter Anwendung des in einer vorangegangenen Veröffentlichung mitgeteilten Verfahrens wurden die thermische und elektrische Leitfähigkeit von Kupfer—Palladium-Legierungen im Temperaturbereich zwischen 20 °C und ca. 800 °C gemessen. Hierbei wurden folgende Aussagen gewonnen: Sowohl die elektrische als auch die thermische Leitfähigkeit der untersuchten Legierungen (0—59 Atom-% Pd) nehmen beim Übergang von einer Phase mit ungeordneter zu einer solchen mit geordneter Atomverteilung sprunghaft zu. Diese Veränderungen geschehen so, daß das WIEDEMANN-FRANZ-LORENZSche Gesetz angenähert Gültigkeit behält. Für die Ordnungszustände hat die LORENZSche Zahl praktisch den SOMMERFELDSchen Wert $2,45 \cdot 10^{-8} \text{ Volt}^2/\text{°K} \cdot \text{Grad}$. Für die Unordnungszustände liegt sie zum Teil bis 25% höher und steigt mit zunehmender Palladiumkonzentration an.

Seitdem SEDSTRÖM¹ im System Kupfer—Palladium Ordnungs- und Unordnungsphasen entdeckt hat, sind an diesen Legierungen mehrfach elektrische Leitfähigkeitsmessungen² durchgeführt worden. Hierbei ergab sich ein Sprung in den elektrischen Leitfähigkeitswerten, wenn eine Phase durch thermische Behandlung aus dem Ordnungs- in den Unordnungszustand übergeführt wurde und umgekehrt. In einem Gitter mit geordneter Atomverteilung besitzt die elektrische Leitfähigkeit z. Tl. erheblich höhere Werte als im Gitter mit statistischer Verteilung. Da Kupfer—Palladium-Legierungen als Kontaktmaterial benutzt werden, ist zur Klärung von Feinwanderungseffekten³ die Kenntnis von Bedeutung, ob sich beim Phasenübergang die elektrische

und thermische Leitfähigkeit im Sinne des WIEDEMANN-FRANZ-LORENZSchen Gesetzes ändern. Dieses Gesetz verlangt für alle Metalle den gleichen Wert der LORENZSchen Zahl L

$$L = \lambda / \sigma \cdot T = 2,45 \cdot 10^{-8} \text{ Volt}^2/\text{°K} \cdot \text{Grad} \quad (1)$$

(λ = spezifische Wärmeleitfähigkeit, $\sigma = 1/\rho$ = spezifische elektrische Leitfähigkeit, T = Temperatur in °K). Bisher wurden solche Messungen nur von SEDSTRÖM¹ durchgeführt. Da die von ihm benutzten Proben nicht sorgfältig genug wärmebehandelt waren, haben seine Ergebnisse nur qualitative Bedeutung. Sie lassen aber bereits eine gleichsinnige Änderung der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit erkennen.

* Experimenteller Teil der Dissertation: Untersuchungen zur Gültigkeit des WIEDEMANN-FRANZ-LORENZSchen Gesetzes an Unordnungs- und Ordnungsphasen der Kupfer—Palladium-Legierungsreihe unter Anwendung einer neuen Methode zur Messung der Wärmeleitfähigkeit bei hohen Temperaturen, Münster (Westf.) 1955.

** Jetzt Braunschweig, Physikalisch-Technische Bundesanstalt.

¹ E. SEDSTRÖM, Diss. Lund 1924.

² a) B. SVENSSON, Ann. Phys., Lpz. (5) 14, 705 [1932].

b) R. TAYLOR, J. Inst. Met. 54, 261 [1934].

³ A. KEIL u. C. L. MEYER, Z. Metallkde. 44, 22 [1953].