früher als bei einer Flüssigkeit, längstens einige Mikrosekunden nach dem Durchschlag. Läßt man z. B. den Funkendurchschlag durch eine Glasplatte, die in einer Flüssigkeit liegt, gehen und beobachtet $24 \cdot 10^{-6}$ sec später, so erhält man neben dem bekannten Bild einen Stern von Bruchlinien, die von der Durchschlagsstelle ausgehen. In diesen hohlen Bruchlinien ist die Röntgenstrahlenabsorption gering. Da sie nach den Untersuchungen von Schardin⁵ später als die Longitudinal- und Transversal-Wellen auftreten und eine Geschwindigkeit von etwa 1500 m/sec besitzen, muß also die Schallwellenemission im festen Körper schon wesentlich früher als in der Flüssigkeit eingesetzt haben.

Läßt man eine Funkenschallwelle gegen eine feste Platte anlaufen, so wird man erwarten, diesseits der Platte die reflektierte, jenseits der Platte die durchgelassene Welle zu sehen. Und ist die Schallgeschwindigkeit im festen Stoff größer als in der Flüssigkeit, so ist mit dem Auftreten von Kopfwellen zu rechnen. Die Röntgenaufnahmen aber ergeben ein Bild, welches einmal durch die Eigenart des Funkenschalls in seinem Emissionsgebiet und zum anderen dadurch geprägt ist, daß nur solche Veränderungen wahrgenommen werden, die mit starken Dichteänderungen verknüpft sind. Es ist noch nicht an der Zeit, alle Details dieses Problems zu behandeln, da die Zusammen-

⁵ H. Schardin, D. Elle u. W. Struth, Z. techn. Physik **21**, 393–400 [1940].

hänge durch die variable Geschwindigkeit der frontalen Schallwelle und die in ihrem Gefolge wirkenden Strömungsvorgänge sehr kompliziert sind.

In der Aufnahme Abb. 21 liegt ein Kamm aus je sechs flachen, 1,6 mm dicken Igelitstreifen in Trichloräthylen. Die untere Elektrode ist flach, beide Elektroden bestehen aus dünnem Aluminiumblech, mit starkem Pertinax hinterlegt. Die Entfernung Fokus—Film ist 300 mm. Dieser und einer ganzen Reihe ähnlicher, hauptsächlich der Erforschung von Kavitationswirkungen dienenden Aufnahmen, ist die außerordentlich starke örtliche Durchbiegung des Igelits unter dem starken, senkrecht darauf wirkenden Druck gemeinsam. Die mit diesem Druck verbundene Deformation hat schon zu Brüchen, deren Richtung zum Durchschlagszentrum zurückweist, geführt. Die Anregung der Biegewelle in Igelit erfolgt so schnell, daß die Flüssigkeit vom Igelit abreißt und schmale Hohlräume durch Kavitation entstehen. Sie sind neben den Bruchstrecken des Igelits besonders schön an der Grenzlinie Igelit—Trichloräthylen der Abb. 21 zu sehen. In dieser erkennt man an den Verdichtungen der Flüssigkeit deutlich die durch den festen Stoff mit erhöhter Geschwindigkeit gelaufenen Schallwellen. Die mit diesen verbundenen Strömungen führen übrigens später ebenfalls zu Kavitationsbildungen in der Flüssigkeit und an den vom Entladungszentrum abgewandten, von den Schallwellen passierten Oberflächen des Igelits.

NOTIZEN

Elektrische Eigenschaften von Ruthenium

Von E. Justi

Institut für techn. Physik der T. H. Braunschweig

(Z. Naturforschg. **4a**, 472–474 [1949]; eingeg. am 22. August 1949)

Zur Messung der bisher kaum bekannten elektrischen Daten des Rutheniums stellte mir 1943 die Heraeus-Vacuumschmelze Hanau (Dr. Geibel) eine Probe bis dahin noch nicht erreichter Reinheit zur Verfügung. Während z. B. das bisher reinste, von Meißner¹ untersuchte Präparat derselben Herkunft noch mindestens 4,24% Verunreinigungen aufwies, enthielt die neue Probe gemäß der Spektralanalyse der Hersteller nur insgesamt 0,01% Ca und Mg sowie kaum merkliche Cu-Spuren. Andere Pt-

¹ W. Meißner u. B. Voigt, Ann. Physik **7**, 892 [1930].

Metalle, Au und Ag, waren nicht nachweisbar, so daß das Präparat 99,99% Ru enthalten sollte. Das Ru-Pulver wurde zu einem parallelepipedischen Stäbchen gepreßt und im H₂-Strom bei 1150°C vorgesintert, dann im Hochvakuum bei 2200°C nachgesintert. Mit einer Länge von $l = 4,975$ cm, einem über zehn verschiedene Stellen gemittelten Querschnitt von $q = 0,221_{56} \cdot 0,219_{70} = 0,0486_8$ cm² sowie einer Masse von 2,798₅ g ergibt sich eine Dichte von $s = 11,5_{56}$ g/cm³, die um 6,1% hinter der röntgenographisch bestimmten idealen Dichte² $s = 12,304$ g/cm³ zurückbleibt und so zeigt, wie weit der Sinterkörper als kompakt anzusprechen ist.

Die mit dem Diesselhorst-Kompensator vorgenommenen Widerstandsmessungen ergaben einen Eispunktwiderstand von $R_{273} = 0,000\,731\,4_6 \Omega$, woraus ein spezif. Widerstand $\varrho_{273} = R_{273} / l = 7,15_{71} \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$

² L. V. Whitney, Physic. Rev. **48**, 458 [1935].

folgt; zieht man hiervon den als temperaturunabhängig angenommenen bei 20° abs (s.u.) bestimmten Restwiderstand von $z = 6,80\%$ ab, so kommt man zu einem auf ideale Reinheit bzw. Entfestigung extrapolierten Idealwert von

$$[\varrho_{273}] = 6,67_0 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$$

$$\text{bzw. } [z_{273}] = 1/[\varrho_{273}] = 1,49_8 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1};$$

er dürfte für eine völlig kompakte Probe noch etwas kleiner ausfallen. Jedenfalls ist der neue Zahlenwert für das reinere Ru erwartungsgemäß wesentlich geringer als der Wert von Meißner¹ $\varrho_{273} = 7,6 \cdot 10^{-6}$ oder von Bridgman³ $\varrho_{273} = 7,64 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$. Dieser Sachverhalt illustriert die Unsicherheit über die physikalischen Daten reiner Metalle. Das Widerstandsverhältnis bei $100,12^\circ \text{C}$ wurde zu $r_{373} = R_{373}/R_{273} = 1,419_1$ gemessen und mit der Nernst-Matthiessenschen Regel auf $[r] = (r_{\text{gem}} - z)/(1 - z)$ auf $[r_{373}] = 1,449_5$ reduziert. Demgemäß beträgt der mittlere Widerstands-Temperaturkoeffizient des ideal reinen und entfestigten Ru im Intervall 0° bis 100°C

$$\bar{\rho}_0^{100} = 0,449_0\%/\text{Grad}.$$

In siedender Luft von $T_s = 81,7^\circ$ abs betrug das gemessene Widerstandsverhältnis $r_{81,7} = 0,1734$, woraus das reduzierte (s.o.) zu $[r_{81,7}] = 0,1054$ berechnet wird. Die Meißnersche Ru-Probe zeigt (interpoliert) bei unserer Meßtemperatur $81,7^\circ$ abs $r_{\text{gem}} = 0,1905$ und mit dem von unserem Restwiderstand wenig abweichenden Wert $z = 0,0827$ ein ideales Widerstandsverhältnis $[r_{81,7}] = 0,1078$, das 2,3% größer als unser Grenzwert ausfällt. Dies illustriert wiederum, wie wenig man mit einem temperaturunabhängigen Restwiderstand rechnen darf und welche Unsicherheit der Extrapolation auf ideal reine und entfestigte Metalle noch anhaftet.

In siedendem H_2 ($T_s = 20,38^\circ$ abs) zeigte das Ru ein Widerstandsverhältnis $r_{20} = 0,0683$. Mit Meißner¹, der die Messungen bis $1,17^\circ$ abs hinab erstreckt hat, setzen wir $[r_{20}] = 0,0003$ und erhalten damit den oben benutzten Betrag des Restwiderstandes $z = 0,068_0$, der offenbar von der relativ großen Unsicherheit über den geringen Absolutbetrag von $[r_{20}]$ recht unabhängig ist. Bekanntlich ist es unmöglich, Ru durch Ziehen, Walzen o. ä. plastisch zu verformen. Damit entfällt leider auch die Möglichkeit, den Restwiderstand, der mangels Verunreinigungen fast nur auf dem bei der hohen Sintertemperatur von 2200°C gebildeten groben Korn beruhen dürfte, durch eine an eine Verformung anschließende Temperung bei einer niedrigeren Temperatur (etwa $2/3$ der absoluten Schmelztemperatur) zu senken.

³ P. W. Bridgman, Proc. Amer. Acad. Arts Sci. **63**, 27 [1933].

⁴ M. Kohler, Ann. Physik **32**, 211 [1938].

⁵ E. Justi, Leitfähigkeit und Leitungsmechanismus fester Stoffe, Verlag Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen 1948.

Damit entfiel auch die Möglichkeit, die magnetische Widerstandserhöhung in einem größeren H - und T -Bereich zu messen, weil die relative Widerstandsänderung $\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ nach Kohler⁴ vom Argument $H/(R_T/R_0) = H/r_T$ abhängt, also bei größerem Restwiderstand klein ist und dann nicht durch T -Senkung vergrößert werden kann (vgl. Anm. 5, S. 62 ff.). Ein Meßpunkt ergab für $20,4^\circ$ abs im magnetischen Quersfeld von $H_1 = 40000$ Gauß eine Widerstandsänderung von $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = 15,1\%$. Bei kleineren Feldstärken konnten die Widerstandsänderungen wegen des kleinen Absolutbetrages nicht mehr sicher gemessen werden.

Somit konnte im Falle des Ru die bei Pt und Rh früher von R. Schulze⁶ im Laboratorium des Verf. bestätigte Erwartung nicht direkt geprüft werden, daß bei den Pt-Metallen $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ mit H/r_T beschleunigt (wie bei den Metallen der 2., 4. und 6. Gruppe) oder verzögert zunimmt, wie bei den Metallen der 1., 3., 5. und 7. Spalte, je nachdem, ob das Pt-Metall eine gerade oder ungerade Zahl von Valenzelektronen aufweist. Indessen erlaubt der Absolutbetrag der relativen Widerstandsänderung eine solche Prüfung. Nehmen wir mit Meißner¹ die charakteristische Temperatur des Ru zu $\Theta_D = 426^\circ$ an, so folgt daraus⁷ $R_{273}/R_0 = r_{273} = 0,598$; damit wird das reduzierte Widerstandsverhältnis $r_T = R_T/R_0 = (R_T/R_{273})(R_{273}/R_0) = r_T r_{273} = 0,068_3 \cdot 0,598 = 0,0408_5$, und das Argument $H/r_T = 4 \cdot 10^4/0,0408_5 = 9,79 \cdot 10^2$ Gauß. In dem von R. Schulze⁶ (Abb. 5) wiedergegebenen „reduzierten Kohlerschen Diagramm“ $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} = f(H/r_T)$ findet man für diesen H/r_T -Wert eine relative Widerstandsänderung des Rh von 12%, dagegen für Pt nur 0,41%. Das entspricht unserer theoretischen Erwartung insofern, als sich Ru und Rh (wenigstens im atomaren Zustand) um nur 1 inneres Elektron unterscheiden.

Trotz der verhältnismäßig großen Dicke der Ru-Probe konnte auch deren bisher unbekannter Halleffekt bestimmt werden, da einerseits sehr starke Magnetfelder ($H_{\text{max}} \sim 45000$ Gauß) zur Verfügung standen, und andererseits eine empfindliche Spannungsmessung durch den Diesselhorst-Kompensator in Verbindung mit dem Siemens-Supergalvanometer mit 8 m Lichtweg möglich war. Auf die angewandte Meßtechnik braucht hier nicht eingegangen zu werden, da sie erst kürzlich beschrieben worden ist⁸.

Bei Zimmertemperatur ergab sich als Mittelwert über 25 Messungen bei 2...2,9 A Belastungsstrom und $H = 44,7$ kGauß

$$10^6 A_H = +2200 \text{ CGS.}$$

Hierbei ist das positive, auf Defektelektronen-Überschuß deutende Vorzeichen überraschend, da die an-

⁶ R. Schulze, Physik. Z. **42**, 297 [1941].

⁷ W. Meißner, Handbuch der Experimentalphysik von Wien-Harms, Bd. XI/2, S. 63, Akad. Verlagsges., Leipzig 1935.

⁸ E. Justi, Ann. Physik **3**, 183 [1948].

deren bisher untersuchten Pt-Metalle normalen Hall-effekt zeigen (vgl. Meißner⁷, S. 336). Die Beweglichkeit folgt daraus zu

$$\begin{aligned} v_+ - v_- &= 0,1 \cdot A_H / \varrho = 2,20 \cdot 10^{-4} / 6,67 \cdot 10^{-6} \\ &= 33 \frac{\text{cm/sec}}{\text{Volt/cm}}. \end{aligned}$$

Die verfügbaren Daten erlauben nun auch, den atomaren Widerstand ϱ_{At} bzw. $\kappa_{\text{At}} = 1/\varrho_{\text{At}}$ (vgl. Anm. 5, S. 60 ff.) zu berechnen und so das elektrische Leitvermögen des Ru unter Zugrundelegung gleicher Atommengen und gleicher thermischer Störungen (bei $T = \Theta$) zu vergleichen.

Durch Multiplikation des Eispunktwiderstandes mit $R_\Theta/R_{273} = 1/0,598$ erhält man zunächst den spezif. Widerstand bei der Debye-Temperatur $\varrho_\Theta = 11,1 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}$, der dann durch Division mit der Kantenlänge $V_{\text{At}}^{1/3}$ des ein Grammatom enthaltenden Würfels (Atomvolumen $V_{\text{At}} = M_{\text{At}}/s = 101,7/12,304 = 8,26 \text{ cm}^3$) den atomaren Widerstand ϱ_{At} bzw. das atomare Leitvermögen $\kappa_{\text{At}} = 1/\varrho_{\text{At}}$ ergibt:

$$\varrho_{\text{At}} = \varrho_\Theta / V_{\text{At}}^{1/3} = \varrho_{273} / r_{273} V_{\text{At}}^{1/3} = 5,5^0 \cdot 10^{-6} \Omega;$$

$$\kappa_{\text{At}} = 1,8_2 \cdot 10^5 \Omega^{-1}.$$

Dieser Wert differiert wenig von den $10^6 \varrho_{\text{At}}$ der anderen Pt-Metalle, die Meißner⁷ (S. 18/19) zu 5,18 für Pd, 4,08 für Pt, 2,82 für Ir und 3,29 für Rh angibt. Innerhalb der schon allein durch die Unsicherheit in der Festlegung der Θ_D gezogenen Grenzen erweist sich also der atomare Widerstand innerhalb einer Untergruppe des Periodischen Systems als konstant⁹ (vgl. das Diagramm Abb. 43, S. 61 bei Justi⁵).

Das Meißnersche Ru-Präparat zeigte im Gegensatz zu einer Probe von McLennan, Allen und Wilhelm¹⁰, die einen Restwiderstand von 0,75 aufwies, bis hinab zu $1,17^\circ$ abs keine Supraleitfähigkeit. Eine experimentelle Prüfung des neuen reinen Ru auf Supraleitfähigkeit scheint von bedeutendem theoretischen Interesse zu sein, weil bisher Supraleitung in der 8. Spalte des Periodischen Systems nicht bekannt ist. Entsprechende Versuche werden nach Wiederherstellung der kriegszerstörten Kälteanlagen baldmöglichst ausgeführt und mitgeteilt werden.

Bei den Messungen wurde ich durch meine Mitarbeiter F. Cirkler, P. O. Gehlhoff und Hermann Schultz in dankenswerter Weise unterstützt.

⁹ F. Simon, Z. Physik **27**, 157 [1924]; Z. physik. Chem. **109**, 136 [1924].

¹⁰ J. McLennan, J. F. Allen u. J. O. Wilhelm, Trans. Roy. Soc. Canada, Ser. III, **23**, Sect. III, 283 [1929].

IN MEMORIAM

Hugo von Seeliger zum 100. Geburtstag

Am 23. September 1849 wurde Hugo Seeliger als Sohn des deutschen Bürgermeisters von Biala bei Bielitz (Österreichisch-Schlesien) geboren. Nach dem Studium an den Universitäten Heidelberg und Leipzig führte ihn seine wissenschaftliche Laufbahn über Leipzig und Bonn mit 33 Jahren auf den führenden Posten der Astronomie in München, auf dem er 42 Jahre lang eine glänzende theoretische und pädagogische Tätigkeit entfaltet hat. Eine Reihe tiefgründiger Untersuchungen zur theoretischen Photometrie, aus dem Gebiet der Himmelsmechanik und der physiologischen Optik brachte ihm bald die höchste Anerkennung des In- und Auslandes. Er war 25 Jahre Vorsitzender der Internationalen Astronomischen Gesellschaft und stand sechs Jahre lang als Präsident an der Spitze der Bayerischen Akademie der Wissenschaften. Sein Einfluß auf die Entwicklung der Deutschen Astronomie, die zu seiner Zeit an einem Wendepunkte stand, war sehr bedeutend.

Die unwülbenden Entdeckungen der Physik brachten in ihren Anwendungen auf die Astronomie so große Erfolge und eröffneten so weite Perspektiven, daß dadurch die klassischen Probleme und Methoden der Astronomie in den Hintergrund gedrängt wurden. Seeliger war selbst ein Vertreter der klassischen Schule, der er bis an sein Lebensende treu blieb, und

doch wurde er durch manche von ihm in Angriff genommene astrophysikalische Aufgaben zum Wegbereiter des Umbruchs. Ihm ist der systematische Ausbau der theoretischen Photometrie zu verdanken. Die Theorie der Beleuchtung staubförmiger Massen führte ihn und seine Schüler auf die Probleme des Zodiakallichtes, der Beleuchtung dunkler Nebel und zum Nachweis einer staubförmigen Beschaffenheit des Saturnrings. Seine Untersuchungen zur Stellarstatistik schufen die Grundlagen dieses jetzt so bedeutsamen Wissenszweiges der Astronomie. Ins Gebiet der reinen Himmelsmechanik fallen die Untersuchungen Seeligers und seiner Schüler über das vierfache System Zeta Cancri und über die möglichen Störungen der Merkurbahn durch die Massen des Zodiakallichtes. Die Arbeiten über die Vergrößerung des Erdschattens bei Mondfinsternissen führten ihn in ein noch wenig geklärtes Gebiet der physiologisch empfundenen Helligkeitsgrenzen bei astronomischen Messungen, dem er mehrere Arbeiten gewidmet hat.

Nicht alle großangelegten und mit klassischer Strenge durchgeführten Theorien Seeligers sind in ihren letzten Konsequenzen durch die Forschung bestätigt worden. Das von ihm aus Sternzählungen abgeleitete Modell des Sternsystems ist durch Hinzuziehung der Eigenbewegungen ungeheuer erweitert