

# Über die Temperaturabhängigkeit des Restwiderstandes von Wolfram im Temperaturbereich von 14°K bis 373°K

Von ERICH KRAUTZ und HERMANN SCHULTZ

Aus der Osram Studiengesellschaft, Bereich Arnsberg i. Westf.

(Z. Naturforschg. 9a, 125—129 [1954]; eingegangen am 25. November 1953)

Es werden die Abweichungen von der Matthiessenschen Regel und die Temperaturabhängigkeit des Restwiderstandes im Temperaturbereich von 14°K bis 373°K an kaltverformten Wolfram-Drähten eingehend untersucht. Die Meßergebnisse stehen in guter quantitativer Übereinstimmung mit der Theorie von Kohler.

## 1. Die Bedeutung und die Grenzen der Matthiessenschen Regel

Nach der Regel von Matthiessen läßt sich der elektrische Widerstand eines Metalles darstellen in der Form

$$\varrho(T) = \varrho_i(T) + \varrho_z. \quad (1)$$

Dabei bedeutet  $\varrho_i(T)$  den Widerstand des idealreinen, spannungsfreien, einkristallinen Materials und  $\varrho_z$  einen temperaturunabhängigen Zusatzwiderstand, den sogenannten Restwiderstand, der durch Verunreinigungen und Gitterdeformationen verursacht wird.

Die große Bedeutung der Matthiessenschen Regel liegt darin, daß es mit ihrer Hilfe möglich erscheint, aus Messungen an verunreinigten Proben bei beliebiger Temperatur den Widerstand des idealreinen Materials zu ermitteln. Alle experimentellen Angaben über den elektrischen Widerstand der reinen Metalle, insbesondere auch über die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes, sind unter Verwendung der Matthiessenschen Regel gewonnen worden.

Es erscheint daher wichtig, genaue Kenntnis über den Gültigkeitsbereich und die Grenzen der Matthiessenschen Regel zu erlangen. Daß diese Regel bei größeren Restwiderständen versagt, ist schon verschiedentlich festgestellt worden, so z. B. von Meißner<sup>1</sup> bei seinen umfangreichen Untersuchungen über die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes reiner Metalle. Sogar bei sehr reinen Edelmetallen reicht z. B. für die Zwecke der Platinwiderstandsthermometrie die Genauigkeit der Matthiessenschen Regel nicht aus. Grüneisen<sup>2</sup> wies zuerst auf erhöhte Restwiderstände bei höherer

Temperatur hin. Auch Justi<sup>3</sup> sowie Justi und Kramer<sup>4</sup> bemerkten bei ihren Untersuchungen über die magnetische Widerstandserhöhung der Metalle Abweichungen von der Matthiessenschen Regel. Eine Zusammenstellung der wenigen älteren experimentellen Unterlagen zu diesem Problem ist bereits von Kohler<sup>5</sup> gegeben worden. Eine neuere Untersuchung von Berghout<sup>6</sup> findet im Temperaturbereich zwischen -190°C und Zimmertemperatur für Silber und Gold ebenfalls Abweichungen von der Matthiessenschen Regel, jedoch nicht für Kupfer und Aluminium. Quantitative Angaben darüber, in welchem Umfange sich der Restwiderstand über einen größeren Temperaturbereich hin ändert, fehlen trotz ihrer grundsätzlichen Bedeutung indessen bis jetzt.

Theoretisch ist die Frage der Abweichungen von der Matthiessenschen Regel von Sondheimer und Wilson<sup>7</sup> sowie von Kohler<sup>5</sup> behandelt worden. Sondheimer und Wilson zeigten, daß unter der Voraussetzung des Zweibändermodells der Elektronentheorie der Metalle die gelegentlich beobachteten Abweichungen von der Matthiessenschen Regel zu erklären sind. Kohler konnte darüber hinaus auf wesentlich allgemeinerer Grundlage mit Hilfe des „Prinzips der minimalen Entropievermehrung“ nachweisen, daß gänzlich unabhängig von speziellen Modellvorstellungen Abweichungen von der Matthiessenschen Regel immer dann auftreten müssen, wenn Idealwiderstand und Restwiderstand von gleicher Größenordnung sind. Nach Kohler gilt in Erweiterung der Matthiessenschen Regel (1) ganz allgemein

$$\varrho(T) = \varrho_i(T) + \varrho_R + \Delta(T). \quad (2)$$

<sup>1</sup> W. Meißner, Hdb. d. Exp.-Physik, Bd. 11, 2 [1935].

<sup>2</sup> E. Grüneisen, Ann. Physik 16, 538 [1933].

<sup>3</sup> E. Justi, Physik. Z. 41, 486 [1940].

<sup>4</sup> E. Justi u. J. Kramer, Physik. Z. 41, 197 [1940].

<sup>5</sup> M. Kohler, Z. Physik 126, 495 [1949].

<sup>6</sup> C. W. Berghout, Physica 18, 978 [1952].

<sup>7</sup> E. H. Sondheimer u. A. H. Wilson, Proc. Roy. Soc. [London] Ser. A 190, 435 [1947].



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.

Hierin bedeutet  $\varrho_R$  den temperaturunabhängigen Restwiderstand und  $\Delta(T)$  einen Zusatzwiderstand, der durch die gleichzeitige Wirksamkeit der thermischen Gitterschwingungen und der statischen Gitterstörungen verursacht wird. Für diesen Zusatzwiderstand, der die Abweichungen von der Matthiessenschen Regel darstellt, wird aus den allgemeinen Ansätzen folgende Näherungsformel abgeleitet:

$$\Delta = \beta \gamma \frac{\varrho_i \varrho_R}{\beta \varrho_R + \gamma \varrho_i} \quad (3)$$

Als typisches Mischungsglied enthält diese Formel das Produkt  $\varrho_i \varrho_R$ . Die Abweichung  $\Delta$  geht also nur dann gegen Null, wenn einer der Widerstände  $\varrho_i$  oder  $\varrho_R$  gegen Null geht.

## 2. Die Durchführung der experimentellen Prüfung

Für die Durchführung unserer Versuche wurde Wolfram gewählt, weil man bei diesem Metall den Restwiderstand nicht nur durch Verunreinigungen, sondern auch durch Gitterdeformationen besonders stark erhöhen kann. So läßt sich der Eispunktswiderstand eines reinen Wolfram-Drahtes durch mehrfaches Ziehen durch Ziehdüsen und dabei erzwungene Querschnittsverminderungen bis zu 50% erhöhen. Die Möglichkeit, durch Tempern bei verschiedenen hohen Temperaturen den Restwiderstand wieder stufenweise senken zu können, ist für die Durchführung der experimentellen Untersuchungen ebenfalls von großem Vorteil. Bei den von uns benutzten Wolfram-Drähten waren die relativ großen Restwiderstandswerte vorwiegend durch Kaltverformung erzeugt. Den Verunreinigungsgehalt dieser Drähte kann man durch den Restwiderstand im ausgeglühten Zustand charakterisieren, der unter 1% lag. Die Wolframdrahtproben wurden auf Glimmerplättchen montiert und erhielten als Strom- und Potentialzuführungen dünne Nickeldrähte angeschweißt, an die die isolierten Kupferzuleitungen angelötet wurden. Die Kontaktierung der W-Drähte mit den angeschweißten Nickeldrähchen erwies sich als wesentlich zuverlässiger und einfacher als das galvanische Verkupfern der W-Proben an den Enden und das anschließende Anlöten der Zuleitungsdrähte.

Die Widerstandsmessungen wurden mit einem 5-dekadigen Diesselhorst-Kompensator und Normalbüchsen ausgeführt. Zur Temperaturmessung diente ein Platinwiderstandsthermometer, das von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt bis zum Sauerstoffpunkt geeicht worden war. Im Anschluß an die Tabelle von Hoge und Brickwedde<sup>8</sup> konnte das Thermometer auch bis zur Temperatur des flüssigen Stickstoffs benutzt werden.

Die Temperatur von 55°K wurde durch Erniedrigung des Dampfdruckes von flüssigem Sauerstoff hergestellt mit einer Versuchsanordnung, die der kürzlich von Justi<sup>9</sup> beschriebenen ähnlich ist. Zur Temperaturbestimmung diente in diesem Falle ein Bleiwiderstandsthermometer. Die Temperaturmessung im Gebiet des flüssigen Wasserstoffs erfolgte durch Messung des Dampfdruckes.

Wie es bei der Darstellung der Meßergebnisse der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes bei Metallen aus praktischen Gründen zur Eliminierung der willkürlichen geometrischen Abmessungen der Proben üblich ist, wurde nicht der Absolutwert des Widerstandes ( $R$ ) oder des spezifischen Widerstandes ( $\varrho$ ), sondern die prozentuale Widerstandsänderung, bezogen auf den Eispunktswiderstand, benutzt.

Durch Einführung der Widerstandsverhältnisse

$$r = \frac{R}{R(273)}, \quad r_i = \frac{R_i}{R_i(273)}, \quad z = \frac{R_z}{R(273)}$$

erhält die Regel von Matthiessen

$$R = R_i(T) + R_z \quad \text{mit } R_z = \text{const.}$$

die von Nernst abgeleitete Form

$$z = \frac{r - r_i}{1 - r_i} \quad (4)$$

Durch eine Messung bei hinreichend tiefen Temperaturen, wo  $r_i$  vernachlässigbar klein wird, läßt sich das Restwiderstandsverhältnis  $z$  bestimmen. Für beliebige höhere Temperaturen kann man dann aus dem gemessenen Widerstandsverhältnis  $r$  das Widerstandsverhältnis  $r_i$  des ideal reinen Metalles ermitteln. Für viele Metalle haben insbesondere Meißner und Voigt<sup>10</sup> auf diese Weise die Idealwerte des Widerstandes bei einer größeren Zahl von Metallen bestimmt. Ist  $r_i$  als Funktion der Temperatur genau bekannt, so läßt sich der Restwiderstand einer Metallprobe auch durch eine Widerstandsmessung bei beliebiger Temperatur nach Gl. (4) bestimmen, allerdings nur mit der Genauigkeit, mit der die Matthiessensche Regel erfüllt ist.

Will man nun die Abweichungen von der Matthiessenschen Regel und damit die Temperaturabhängigkeit von  $z$  studieren, so ist es nicht zulässig, etwa aus bekanntem  $r_i$  und gemessenem  $r$  nach Gl. (4)  $z$  für bestimmte Temperaturen zu ermitteln, denn Gl. (4) setzt bei ihrer Ableitung ein temperaturunabhängiges  $z$  voraus. Gl. (4) läßt sich jedoch in geeigneter Weise verallgemeinern.

<sup>8</sup> H. J. Hoge u. F. G. Brickwedde, J. Res. nat. Bur. Standards **22**, 351 [1939].

<sup>9</sup> E. Justi, Z. Naturforsch. **7a**, 692 [1952].

<sup>10</sup> W. Meißner u. B. Voigt, Ann. Physik (5) **7**, 761, 892 [1930].

Setzt man  $z = z(T)$ , so folgt aus dem Ansatz

$$R_i(T) = R(T) - R_z(T)$$

über  $\frac{R_i \{R(273) - R_z(273)\}}{R_i(273)}$

$$= \left\{ \frac{R}{R(273)} - \frac{R_z}{R(273)} \right\} \cdot R(273)$$

die allgemeinere Formel

$$r_i = \frac{r - z(T)}{1 - z(273)}$$

oder  $z(T) = r(T) - r_i(T) + r_i(T) \cdot z(273).$  (5)

$z(273)$  bedeutet den Restwiderstand bei  $T = 273^\circ\text{K}$ . Für  $z(T) = z(273) = z = \text{const.}$  geht Gl. (2) wieder in die alte Gl. (4) über. Zur Ermittlung von  $z(T)$  ist also bei Kenntnis von  $r_i(T)$  nicht nur die Messung von  $r(T)$ , sondern darüber hinaus auch die Bestimmung von  $z(273)$  erforderlich.

Die für die Auswertung der Messungen erforderlichen  $r_i$ -Werte sind mit einem möglichst reinem Wolfram-Draht ( $z = 5 \cdot 10^{-3}$ ) über einen größeren Temperaturbereich neu bestimmt worden. Die Reduktion auf das ideal reine Metall erfolgte nach der Matthiessenschen Regel Gl. (4), was für sehr kleine Restwiderstände noch mit hinreichender Genauigkeit zulässig ist. Die Gültigkeitsgrenzen dieser Reduktion lassen sich auf Grund der weiteren Meßergebnisse abschätzen. Der Restwiderstand dieser reinen Vergleichsprobe wurde durch Messungen bei  $14^\circ\text{K}$  und  $20^\circ\text{K}$  ermittelt im Anschluß an Meßwerte für  $r_i$  von Meißner und Voigt<sup>10</sup> und von Van den Berg<sup>11</sup>.

Die Größe  $z(273)$  wurde in der Weise gewonnen, daß  $z$  in erster Näherung nach Gl. (4) aus Messungen bei  $T = 373$  und  $T = 195^\circ\text{K}$  berechnet wurde. Wie sich herausstellte, ändert sich  $z$  in diesem Temperaturbereich nur wenig. Wurde für  $T = 195$  und  $T = 373^\circ\text{K}$  nach Gl. (4) der gleiche Wert erhalten, so war in diesem Falle die Anwendung von Gl. (4) exakt zulässig, denn dann war  $z(195) = z(273) = z(373)$ . Meist lieferte diese erste Näherung zwei wenig verschiedene Werte. Dann wurde der Mittelwert von  $z(195)$  und  $z(373)$  als  $z(273)$  angenommen. Wir haben uns vorerst mit diesem Näherungsverfahren zur Bestimmung von  $z(273)$  begnügt, beabsichtigen jedoch bei den in Aussicht genommenen weiteren Untersuchungen über die Änderungen der  $\beta$  und  $\gamma$  Werte mit der

Beschaffenheit der Drahtproben dieses Näherungsverfahrens zu verbessern.

Für den Vergleich mit der Theorie ist es nun zweckmäßig, nicht das sonst üblicherweise benutzte Restwiderstandsverhältnis  $z = R_z(T)/R(273)$ , sondern das Verhältnis des Restwiderstandes zum Eispunktstand des ideal reinen Metalles, also  $\bar{z} = R_z(T)/R_i(273)$  anzugeben. Diese Größe ist proportional zum Restwiderstand  $R_z$ , was für  $z = R_z/R(273) = R_z/[R_i(273) + R_z(273)]$  nicht gilt.

Für kleine Restwiderstände ist der Unterschied zwischen  $z$  und  $\bar{z}$  belanglos, für größere Restwiderstände unterscheiden sich die beiden Größen merklich.

Für die Umrechnung von  $z$  in  $\bar{z}$  gilt, wie sich leicht zeigen läßt,

$$\bar{z}(T) = \frac{z(T)}{1 - z(273)},$$

bzw. in der Näherung der Matthiessenschen Regel mit  $z(T) = z(273) = \text{const.}$ ,

$$\bar{z} = \frac{z}{1 - z}.$$

Zum besseren Vergleich der Meßergebnisse mit der theoretisch abgeleiteten Gl. (3) ist es zweckmäßig, diese noch in folgender Weise umzuformen. Nach Division von Gl. (3) durch  $\varrho_i(273)$  folgt

$$\frac{\Delta}{\varrho_i(273)} = \beta \gamma \frac{r_i \bar{z}_0}{\beta \bar{z}_0 + \gamma r_i},$$

dabei ist  $\varrho_R/\varrho_i(273) = \bar{z}_0$  gesetzt worden.

Setzen wir weiter  $\frac{\varrho_R + \Delta}{\varrho_i(273)} = \bar{z}(T),$

so folgt  $\bar{z}(T) = \bar{z}_0 \left\{ 1 + \frac{\beta \gamma r_i}{\beta \bar{z}_0 + \gamma r_i} \right\}.$  (6)

Durch diese Gleichung soll also nach der Theorie von Kohler die Temperaturabhängigkeit des Restwiderstandes wiedergegeben werden. Man kann zwei Spezialfälle betrachten:

- a)  $\bar{z}_0 \ll r_i; \quad \bar{z}(T) \approx \bar{z}_0 \{1 + \beta\}$  (hohe Temperaturen),
- b)  $\bar{z}_0 \gg r_i; \quad \bar{z}(T) \approx \bar{z}_0 + \gamma r_i$  (tiefe Temperaturen).

Gl. (6) liefert also für hohe Temperaturen den temperaturunabhängigen Grenzwert  $\bar{z}_0 \{1 + \beta\}$ . Für tiefe Temperaturen nähert man sich mit verschwindendem  $r_i$  dem Grenzwert  $\bar{z}_0$ .

### 3. Die Meßergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen über die Temperaturabhängigkeit des Restwiderstandes von kalt verformten Wolframdrähten sind in Abb. 1 zusam-

<sup>11</sup> G. J. Van den Berg, Diss. Leiden 1938.

mengestellt. Aufgetragen ist das Restwiderstandsverhältnis  $\bar{z} = R_z/R_1(273)$  als Funktion der Temperatur. Die gemessenen Werte sind als Punkte eingetragen. Die ausgezogenen Kurven sind nach der Kohlischen Näherungsformel (3) berechnet worden. Dabei sind die Koeffizienten  $\beta$  und  $\gamma$  sowie  $\bar{z}_0$  für jede Kurve so bestimmt, daß bei  $T = 14^\circ\text{K}$ ,

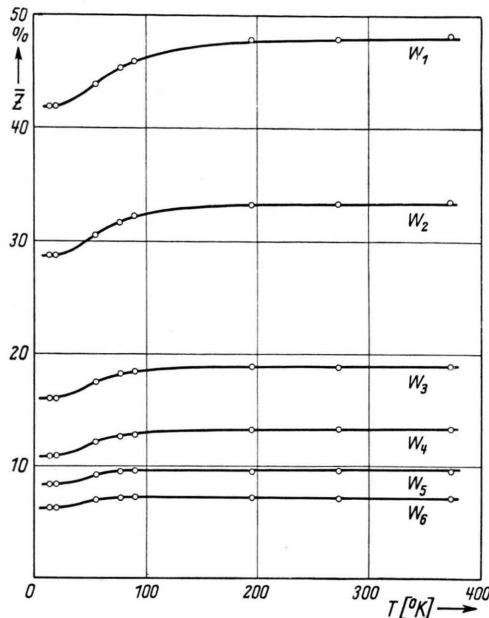


Abb. 1. Die Temperaturabhängigkeit des Restwiderstandsverhältnisses  $\bar{z} = R_z(T)/R_1(273)$  für kalt verformte Wolfram-Drähte. Die gemessenen Werte sind als Punkte eingetragen, die ausgezogene Kurve ist nach der Kohlischen Näherungsformel (6) berechnet. Die Koeffizienten  $\beta$  und  $\gamma$  sind für jede Kurve so bestimmt, daß bei  $T = 14^\circ\text{K}$ ,  $55^\circ\text{K}$  und  $273^\circ\text{K}$  Übereinstimmung mit den Meßwerten vorhanden ist.

$T = 55^\circ\text{K}$  und  $T = 273^\circ\text{K}$  Übereinstimmung mit den Meßwerten vorhanden ist. Es ist offensichtlich, daß die Meßwerte sich in guter Weise durch die theoretisch abgeleitete Gl. (3) wiedergeben lassen. Die für jede Kurve aus den Meßwerten ermittelten Werte für  $\bar{z}_0$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  sind in der folgenden Tab. 1 zusammengestellt.

| Probe | $z_0$  | $\beta$ | $\gamma$ |
|-------|--------|---------|----------|
| W 1   | 0,4193 | 0,1580  | 0,632    |
| W 2   | 0,2864 | 0,1751  | 0,680    |
| W 3   | 0,1602 | 0,1838  | 0,648    |
| W 4   | 0,1093 | 0,2220  | 0,509    |
| W 5   | 0,0836 | 0,1465  | 0,875    |
| W 6   | 0,0628 | 0,1440  | 1,13     |

Tab. 1. Zusammenstellung der für die berechneten Kurven benutzten Werte für  $z_0$ ,  $\beta$  und  $\gamma$ .

Auch für eine Wolframprobe mit dem sehr kleinen Restwiderstand  $\bar{z}_0 = 0,0047$  konnten wir aus Messungen bei  $T = 14^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $90^\circ\text{K}$  und Vergleich mit den  $r_1$ -Werten, die von Meißner<sup>1</sup> und z.Tl. von Van den Berg<sup>11</sup> für diese Temperaturen an sehr reinen Proben mit  $z = 0,0005$  bestimmt worden waren, Näherungswerte für  $\beta$  und  $\gamma$  ableiten, die mit  $\beta = 0,18$  und  $\gamma = 0,84$  in der gleichen Größenordnung wie die in der Tabelle zusammengestellten Werte liegen.

| $T^\circ\text{K}$ | a                  | b                  | a                  | b                  |
|-------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| Probe W 1         |                    |                    | Probe W 2          |                    |
| 13,96             | 0,000 <sub>2</sub> | 0,000 <sub>2</sub> | 0,000 <sub>2</sub> | 0,000 <sub>3</sub> |
| 20,28             | 0,000 <sub>8</sub> | 0,000 <sub>5</sub> | 0,001              | 0,001              |
| 55,5              | 0,045              | 0,045              | 0,064              | 0,064              |
| 77,69             | 0,083              | 0,080              | 0,107              | 0,103              |
| 89,81             | 0,097              | 0,094              | 0,122              | 0,124              |
| 192,88            | 0,136              | 0,139              | 0,157              | 0,159              |
| 273,16            | 0,143              | 0,143              | 0,163              | 0,163              |
| 372,90            | 0,146              | 0,150              | 0,167              | 0,168              |
| Probe W 3         |                    |                    | Probe W 5          |                    |
| 13,96             | 0,000 <sub>4</sub> | 0,000 <sub>6</sub> | 0,001              | 0,001              |
| 20,32             | 0,002              | 0,001              | 0,004              | 0,004              |
| 55,5              | 0,089              | 0,089              | 0,110              | 0,110              |
| 77,32             | 0,132              | 0,135              | 0,131              | 0,136              |
| 89,79             | 0,145              | 0,150              | 0,136              | 0,136              |
| 193,90            | 0,174              | 0,176              | 0,144              | 0,139              |
| 273,16            | 0,176              | 0,176              | 0,145              | 0,145              |
| 372,56            | 0,179              | 0,177              | 0,145              | 0,147              |
| Probe W 4         |                    |                    | Probe W 6          |                    |
| 13,96             | 0,000 <sub>4</sub> | 0,000 <sub>9</sub> | 0,002              | 0,002              |
| 20,32             | 0,003              | 0,004              | 0,007              | 0,006              |
| 55,5              | 0,104              | 0,109              | 0,121              | 0,121              |
| 77,32             | 0,157              | 0,153              | 0,134              | 0,140              |
| 89,79             | 0,173              | 0,163              | 0,138              | 0,139              |
| 194,01            | 0,206              | 0,210              | 0,142              | 0,132              |
| 273,16            | 0,212              | 0,212              | 0,143              | 0,143              |
| 372,61            | 0,215              | 0,214              | 0,143              | 0,143              |

Tab. 2. Die Abweichungen von der Matthiessenschen Regel für Wolfram-Drähte im Temperaturbereich von  $14^\circ$  bis  $373^\circ\text{K}$ . Vergleich der nach der Näherungsformel (3) berechneten (a) Abweichungen  $\Delta/\varrho_R$  mit den Meßwerten (b). Die Größen  $\beta$  und  $\gamma$  wurden den Meßwerten jeder Probe angepaßt (vgl. Tab. 1).

Wie aus den Tabellen und dem Verlauf der Kurven für die Änderung des Restwiderstandsverhältnisses  $\bar{z}(T)$  mit der Temperatur in Abb. 1 zu erkennen ist, verschiebt sich in Übereinstimmung mit der Näherungsformel (3) das Übergangsgebiet zu um so höheren Temperaturen, je höher der durch Gitterverformung bewirkte Restwiderstand ist. Während der Mittelwert der Änderung  $\frac{1}{2}[\bar{z}(373) - \bar{z}(14)]$  für die Wolframprobe W 6 mit kleinstem Rest-



widerstand bei  $T = 39^\circ\text{K}$  liegt, verschiebt er sich für die Probe W 1 mit größerem Restwiderstand nach  $T = 65^\circ\text{K}$ .

Für die in Tab. 1 zusammengestellten Größen  $\beta$  und  $\gamma$  besteht offenbar keine sehr starke Abhängigkeit von  $\bar{z}_0$ . Eine befriedigende Deutung für die kleinen individuellen Unterschiede der einzelnen Proben in der Temperaturabhängigkeit von  $\bar{z}$ , die sich in dem Unterschied der Konstanten  $\beta$  und  $\gamma$  äußert, können wir z. Z. noch nicht geben.

Daß sich  $\beta$  in dem weiten Bereich von  $\bar{z}_0 = 0,47\%$  bis  $\bar{z}_0 = 42\%$  nur wenig ändert, bedeutet, daß der Zusatzwiderstand der statischen Gitterstörungen für Wolfram bei Zimmertemperatur stets etwa 15 bis 20% höher ist als bei sehr tiefen Temperaturen.

Zum besseren Vergleich mit der Theorie sind in Tab. 2 (auf S. 128) die auf den temperaturunabhängigen Restwiderstand  $\varrho_R$  bezogenen gemessenen Abweichungen von der Matthiessenschen Regel

$\Delta/\varrho_R$  mit den nach der Näherungsformel (6) berechneten Werten zusammengestellt.

Ähnliche Abhängigkeiten des Restwiderstandes von der Temperatur wie bei Wolfram konnten auch bei Molybdän- und Titandrähten festgestellt werden.

Zusammenfassend ist also festzustellen, daß die hier erstmalig über einen größeren Temperaturbereich an Wolfram durchgeführten Messungen über die Abweichungen von der Matthiessenschen Regel eine völlige Bestätigung der theoretischen Voraussetzungen ergeben hat. Da die Kohlersche Theorie der Abweichungen von der Matthiessenschen Regel aus sehr allgemeinen Prinzipien heraus entwickelt worden ist, bilden diese experimentellen Ergebnisse auch eine Stütze für die Grundlagen dieser allgemeinen Theorie.

Herrn Prof. Dr. M. Kohler danken wir für sehr wertvolle Diskussionen über die hier behandelten Fragen.

## Absolute Dosismessung im Gebiet der weichen und sehr weichen Röntgenstrahlung mit Hilfe einer totalabsorbierenden Ionisationskammer

Von E. BUNDE, D. LANG, W. POHLIT und A. SEWKOR

Aus dem Max-Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt/Main, Abteilung für Standarddosimetrie, Ockstadt, Direktor: Prof. Dr. B. Rajewsky

(Z. Naturforschg. 9a, 129—134 [1954]; eingegangen am 28. Oktober 1953)

Es werden Messungen beschrieben, die Übereinstimmung zwischen einer total absorbierenden Ionisationskammer und der Weichstrahl-Standardkammer des Max-Planck-Institutes für Biophysik ergeben. Damit wurde eine weitere Meßanordnung in Betrieb genommen, die besonders für die Absolutmessung der Dosis in „röntgen“ im Gebiet der sehr weichen Röntgenstrahlen geeignet ist.

In den letzten Jahren wurden zwei Standardanlagen entwickelt und aufgebaut\*, die eine exakte Absolutmessung der Strahlendosis in „röntgen“ in einem Bereich von 6 kV bis 350 kV ermöglichen. Es handelt sich dabei um eine Faßkammer<sup>1</sup> mit einem Meßbereich von 30 kV bis 350 kV und um eine Weichstrahl-Standardkammer nach dem Parallelplattensystem<sup>2</sup> für 3 kV bis 50 kV. In einer früheren Arbeit<sup>2</sup> wurde unter anderem der Anschluß dieser beiden Kammern aneinander bei 33 kV und 52 kV beschrieben. Es ergab sich dabei eine Über-

einstimmung der Meßwerte der beiden Kammern, die innerhalb der Fehlerbreite lag.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit einer dritten auf Veranlassung von Herrn Prof. Rajewsky aufgebauten Absolutkammer, wie sie erstmalig in unserem Institut von Wilhelmy<sup>3,4</sup> verwendet wurde. Durch unsere Messungen wurde der Anschluß der Weichstrahl-Standardkammer an die „Wilhelmy-Kammer“ bei 6 kV und 8 kV erreicht; damit werden Strahlungen mit Erzeugungsspannungen von 3 kV bis 350 kV von drei unabhängi-

\* In der Abteilung für Standarddosimetrie in Ockstadt des Max-Planck-Institutes für Biophysik zu Frankfurt (Main).

<sup>1</sup> R. Jaeger, Strahlentherapie 89, 481 [1953].

<sup>2</sup> E. Bunde, A. Sewkor, B. Rajewsky u. R. Jaeger, im Druck.

<sup>3</sup> E. Wilhelmy, Strahlentherapie 44, 161 [1932].

<sup>4</sup> E. Wilhelmy, Physik. Z. 37, 103 [1936].