

## Erwärmung und Kühlung dünner Drähte durch Feldemission \*

Von M. DRECHSLER,

unter technischer Mitarbeit von G. JÄHNIG  
Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft,  
Berlin-Dahlem

(Z. Naturforsch. 18 a, 1367—1369 [1963]; eingeg. am 23. November 1963)

Die Glühemission von Elektronen kühlt bekanntlich die Kathode; die Emissionswärme  $w$  beträgt bei Wollram rund  $-5 \text{ eV/Elektron}$ .

Bei der Feldemission muß  $w$  wegen des Tunneleffektes kleiner sein. FLEMING und HENDERSON<sup>1</sup> errechneten  $w = -0,0025 \text{ eV/El.}$  — ein unbeobachtbar kleiner Wert — und fanden experimentell weder Kühlung noch Erwärmung. NOTTINGHAM<sup>2</sup> vermutete Erwärmung statt Kühlung. Je nach Temperatur und Feldstärke sollte beides möglich sein, was aus den Energieverteilungen der emittierten Elektronen folgt<sup>3—5</sup>, die im Gegenfeld gemessen (YOUNG und MÜLLER<sup>6</sup>) und berechnet<sup>7, 8</sup> wurden. Eine Formel für  $w$  wurde kürzlich von LEVINE<sup>9</sup> angegeben. Liegt die mittlere Energie der zur Emission gelangenden Elektronen unterhalb des FERMAT-Niveaus, so ist mit Erwärmung, andernfalls mit Kühlung zu rechnen.  $w$  sollte einige Zehntel eV/El. betragen<sup>3, 9</sup>.

An Spitzen, wie sie in Feldelektronen-Mikroskopen verwendet werden, ist Erwärmung kürzlich nach zwei verschiedenen Methoden nachgewiesen worden (DRECHSLER<sup>10</sup>, CHARBONIER<sup>11</sup>), Genaueres, d. h. Aussagen über die Größe von  $w$ , versprechen dünne Drähte, da deren Temperaturänderung mittels ihrer elektrischen Leitfähigkeit gemessen werden kann und die einfache Geometrie die Berechnung von  $w$  erleichtert.

Tatsächlich zeigen dünne Drähte eine mittels einer Brückenschaltung leicht meßbare Zunahme ihres Widerstandes, Abb. 1. JOULESche Wärme des Emissionsstromes kann nicht die Ursache sein; sie hat erst bei größeren Strömen einen wesentlichen Einfluß und war bei der Auswertung von Abb. 1 lediglich oberhalb  $3 \cdot 10^{-4} \text{ A}$  als Korrekturglied zu berücksichtigen. Die mechanischen Spannungen können ebenfalls nicht die Ursache der Widerstandszunahme sein, weil nach der Umpolung des Drahtes als Anode keine Widerstandsänderung gefunden wurde. Störende Wärmestrahlung von der Anode trat nicht auf, denn die Metallanode wurde mit Wasser oder flüssiger Luft gekühlt. Erwärmung des Drahtes

durch Aufprallen der Ionen scheidet als Erklärung aus, weil eine dementsprechende Abhängigkeit der Resultate von dem Restgasdruck bei  $10^{-7}$  bis  $2 \cdot 10^{-10} \text{ Torr}$  nicht gefunden wurde.

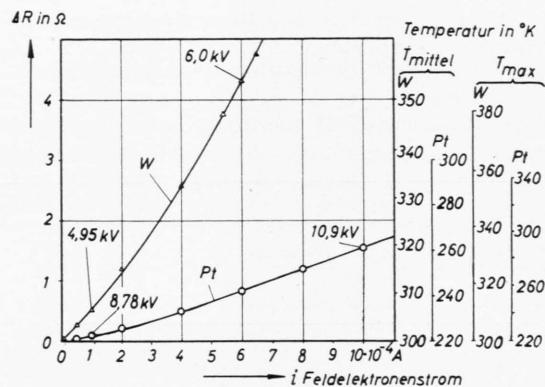


Abb. 1. Gemessene Widerstandserhöhung dünner Drähte in Abhängigkeit vom Feldelektronenstrom. Die entsprechenden Drahttemperaturen sind rechts angegeben.

W:  $\odot 3,57 \pm 0,15 \mu$ , Länge 0,40 cm,  $R_{300 \text{ °K}} = 18,7 \Omega$ .  
Pt:  $\odot 5,60 \pm 0,25 \mu$ , Länge 0,23 cm,  $R_{220 \text{ °K}} = 7,95 \Omega$ .

Die zu Abb. 1 angegebenen Durchmesser der Drähte sind Mittelwerte, die mit dem Elektronen-Mikroskop gemessen wurden \*\*. Der angegebene Fehler betrifft die geringen Schwankungen des Durchmessers längs des Drahtes. Es wurden nur Drähte verwendet, deren mittlerer Emissionsort an der Drahtmitte lag, was durch Messung der beiden Teilwiderstände mittels des FE-Stromes kontrolliert wurde.

Die Temperatur  $T_{\text{mittel}}$  wurde aus der gemessenen Widerstandszunahme bestimmt. Hieraus wurde die in den Abbildungen angegebene Temperatur an der Drahtmitte ( $T_{\text{max}}$ ,  $T$ ,  $T^*$ ) unter Annahme einer Temperaturverteilung berechnet. Die hohen Temperaturen wurden pyrometrisch kontrolliert.

Aus den  $\Delta R/i$ -Werten der Abb. 1 wurde mit Hilfe der Wärmeleitungsgleichung  $w$  ausgerechnet, Abb. 2. Die Emissionswärmnen liegen sowohl bei W als auch bei Pt in der Nähe von  $0,2 \text{ eV/Elektron}$ . Wären die Kurven der Abb. 1 Geraden durch den Nullpunkt, so müßte  $w$  konstant sein. In Wirklichkeit nimmt  $w$  mit der Röhrenspannung (Feldstärke) zu (Abb. 2).

\* Vorgetragen auf dem Feldemissions-Symposium Cleveland, Ohio 1963.

<sup>1</sup> G. M. FLEMING u. J. E. HENDERSON, Phys. Rev. **54**, 241 [1938]; **58**, 887 [1940]; **59**, 907 [1941].

<sup>2</sup> W. B. NOTTINGHAM, Phys. Rev. **59**, 908 [1941].

<sup>3</sup>

<sup>4</sup>

<sup>5</sup>

<sup>6</sup>

<sup>7</sup>

<sup>8</sup>

<sup>9</sup>

<sup>10</sup>

<sup>11</sup>

<sup>10</sup> Durch Messung der von der Temperatur abhängigen Feldelektronen-Emission bei sehr geringen Stromdichten. Anfangsergebnisse hierüber wurden auf dem Field Emission Symposium 1961 in Williamstown, Mass., mitgeteilt, vgl. auch Phys. Verh. V.A. **2**, 187 [1962].

<sup>11</sup> In diesem Fall führt die Temperaturerhöhung zu einer Desorption von Adsorptionschichten, die durch eine Messung der Austrittsarbeit nachgewiesen wird. F. M. CHARBONNIER u. Mitarbeiter, Field Emission Symposium 1962, Notre Dame, Indiana.

\*\* Frl. Dr. D'Ans danken wir für die Herstellung der Elektronenmikroskop-Aufnahmen.

<sup>8</sup> R. D. YOUNG, Phys. Rev. **113**, 110 [1959].

<sup>9</sup> P. H. LEVINE, J. Appl. Phys. **33**, 582 [1962].

<sup>10</sup> Durch Messung der von der Temperatur abhängigen Feldelektronen-Emission bei sehr geringen Stromdichten. Anfangsergebnisse hierüber wurden auf dem Field Emission Symposium 1961 in Williamstown, Mass., mitgeteilt, vgl. auch Phys. Verh. V.A. **2**, 187 [1962].

<sup>11</sup> In diesem Fall führt die Temperaturerhöhung zu einer Desorption von Adsorptionschichten, die durch eine Messung der Austrittsarbeit nachgewiesen wird. F. M. CHARBONNIER u. Mitarbeiter, Field Emission Symposium 1962, Notre Dame, Indiana.

\*\* Frl. Dr. D'Ans danken wir für die Herstellung der Elektronenmikroskop-Aufnahmen.



Die theoretischen Werte in Abb. 2 bis 4 wurden nach LEVINE<sup>9</sup> berechnet. Vor Kenntnis dieser Arbeit haben wir  $w$  als Energiedifferenz zwischen der mittleren Energie der Elektronen und dem FERMI-Niveau aus Energieverteilungen der Feldemission durch graphische Integration berechnet. Aus der besonders genau gemessenen Verteilung von YOUNG und MÜLLER<sup>6</sup> (W, 300 °K), die mit der Theorie<sup>8</sup> weitgehend übereinstimmt, wurde ein  $w$ -Wert berechnet, der mit dem nach LEVINE innerhalb eines Fehlers von 10% übereinstimmt.

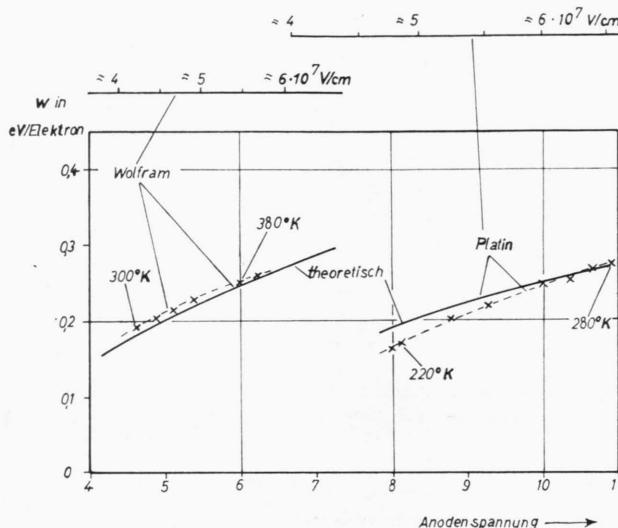


Abb. 2. Feldemissionswärme  $w$  in Abhängigkeit von der Anodenspannung bzw. Feldstärke. Meßwerte der Feldemissionswärmern entsprechend Abb. 1. Theoretische Werte für  $300^{\circ}\text{K}$  und  $4,5$  bzw.  $5,3$  eV Austrittsarbeit.

Außer von der Feldstärke hängt  $w$  von der Temperatur ab, Abb. 3. Um  $300$  bis  $400$  °K wurde nach den beiden unabhängigen Messungen (+, o) ein etwa gleicher  $w$ -Wert erhalten. Mit steigender Temperatur schlägt die Erwärmung in Kühlung um. Bei hohen Temperaturen ist die Kühlung auch direkt sichtbar: Ein mit  $8 \cdot 10^{-3} \text{ A}$  auf  $1300$  °K geheizter W-Draht kühlte sich unter der Wirkung eines Emissionsstromes von  $8 \cdot 10^{-4} \text{ A}$  auf  $800$  °K ab. Pt zeigte eine ähnliche Temperaturabhängigkeit wie W.

Die Temperatur  $T^*$ , bei der  $w=0$ , verdient besondere Aufmerksamkeit, zunächst schon, weil bei der Berechnung von  $w$  kein Fehler gemacht werden kann. Die Voraussage von CHARBONNIER<sup>5</sup> und LEVINE<sup>9</sup>, nach der  $T^*$  mit wachsender Feldstärke ansteigt, wurde an mehreren Wolframdrähten durch orientierende Messungen bestätigt, Abb. 4. Zu kleineren Feldstärken hin konnten die Messungen soweit ausgedehnt werden, daß  $T^*$  sich wenig oberhalb Zimmertemperatur einstellte. Im Falle kleinerer Austrittsarbeiten sollte es möglich sein, auch bei Raumtemperatur einen gut meßbaren Kühl-Effekt zu erzielen, weil gleiche FE-Stromdichten dann mit geringeren Feldstärken erhalten werden können.

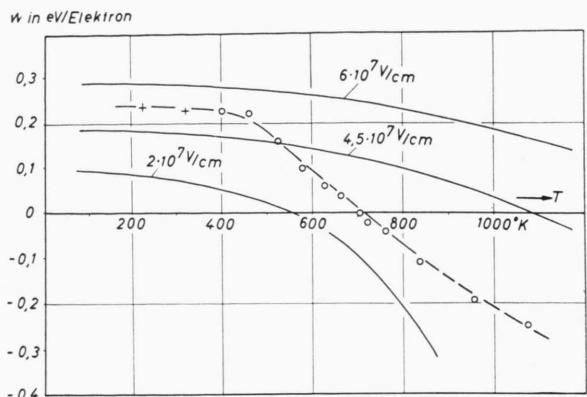


Abb. 3. Feldemissionswärme  $w$  des Wolframs in Abhängigkeit von  $T$ . Ausgezogen: Theoretische Werte für  $4,5 \text{ eV}$ . Meßpunkte von  $3,57 \mu \text{W}$ -Draht. Feldelektronenstrom  $2 \cdot 10^{-4} \text{ A}$ , Anodenspannung  $5$  bis  $6 \text{ kV}$ , Feldstärke  $4 \cdot 10^7$  bis  $5 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ . + erhalten aus  $\Delta R/i$ -Werten wie in Abb. 2. o erhalten bei Widerstands-Kompensation (angenäherte Temperaturkompensation) aus der Differenz der Heizströme mit und ohne FE-Strom und den notwendigen Korrekturen. Der Parameter der mittleren ausgezogenen Kurve ist  $4 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ .

Die Struktur der Drahtoberfläche änderte sich im Feld bei erhöhter Temperatur allmählich (Feldaufrührung, build up), was durch Messungen von Strom-Spannungs-Kennlinien und teilweise auch durch Verwendung eines anodischen Leuchtschirmes kontrolliert wurde. Gleiche Ausgangsstrukturen, die für genauere Messungen erwünscht waren, wurden wiederholt hergestellt, indem der Draht sowohl ohne Feld als auch im Feld (als Anode gepolt) in bestimmter Weise geheizt wurde.

Ein Problem beim Vergleich der experimentellen und theoretischen Werte ist die experimentelle Feldstärke, die bekanntlich viel größer ist als an der Oberfläche

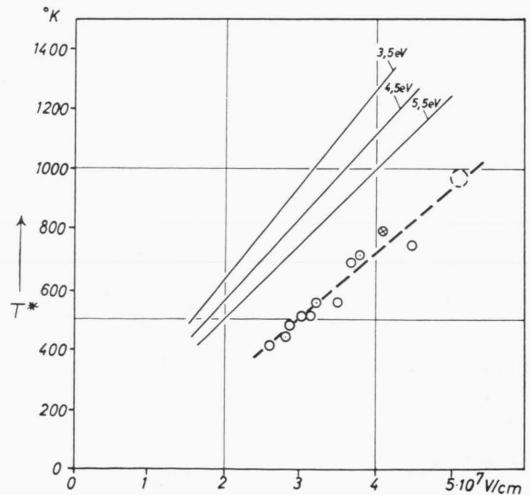


Abb. 4. Temperatur  $T^*$  der Heiz-Kühl-Grenze der Feldemission in Abhängigkeit von der Feldstärke. Ausgezogen: Theoretische Werte. Kreise: Meßdaten von Wolframdrähten.

eines ideal glatten zylindrischen Drahtes (Grob-Fein-Faktor). Messungen der Temperaturabhängigkeit des FE-Stromes führten unter Verwendung der an Spitzen erhaltenen Daten<sup>4, 12</sup> auf die in den Abbildungen angegebenen Daten für die Feldstärke an den Emissionsorten und auf den (plausiblen) mittleren Wert von 11 für den Grob-Fein-Faktor. Die Elektronen-Mikroskop-Aufnahmen der Drähte aus W und Pt zeigten Rauhigkeiten der Oberfläche mit Gipfelhöhen bis zu 500 Å.

Die durch Feldemission umgesetzte Wärme war teilweise mit einem Fehler hinab bis zu  $\pm 10\%$  bestimbar. Werden die gemessenen  $w$ -Werte jedoch den ebenfalls mit Fehlern behafteten Werten für die Feldstärke

<sup>12</sup> M. DRECHSLER, Z. Phys. 167, 558 u. 169, 352 [1962].

und die Temperatur zugeordnet, so ergeben sich größere Fehler für  $w$ , schätzungsweise  $\pm 15\%$  (Pt  $\pm 20\%$ ) nach der Widerstands-Messung (Abb. 2) und nach der Kompensations-Messung bei positivem  $w \pm 20\%$  und negativem  $w \pm 30\%$  (Abb. 3). Die Diskrepanz zwischen den experimentellen und theoretischen Daten (Abb. 2 bis 4) kann teilweise auf diese Fehler zurückgeführt werden. Doch reicht dies anscheinend nicht aus, um die Abweichung zwischen den gemessenen und berechneten Grenztemperaturen (Abb. 4) zu erklären.

Die Untersuchung wird fortgesetzt.

Herrn Prof. Dr. BORRMANN danken wir für wertvolle Hinweise bei Diskussionen. — Dem Senat von Berlin und der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Förderung der Arbeit durch ERP-Mittel.

## Ein Zählrohrverfahren zur Messung der Netzebenenorientierungs- und Gitterkonstantenverteilung von schwach deformierten Einkristallen

Von U. BONSE \* und E. KAPPLER

Physikalisches Institut der Universität Münster (Westf.)  
(Z. Naturforschg. 18 a, 1369—1371 [1963]; eingeg. am 4. Oktober 1963)

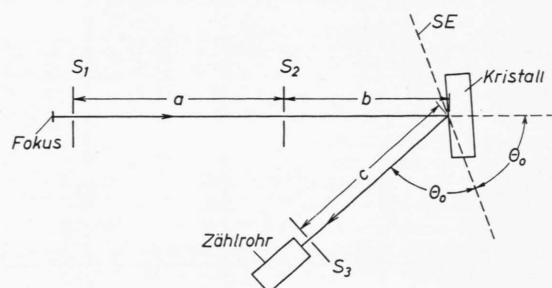
Zur Beschreibung von Gitterdeformationen eignet sich in gewissen Fällen ein einfaches Modell, bei dem man sich die Deformationen aus örtlichen Schwankungen der Netzebenenorientierungen und des Netzebenenabstandes zusammengesetzt denkt (Mosaikstruktur). Einen Überblick über diese Schwankungen erhält man durch Angabe je einer Verteilungsfunktion für die Netzebenenorientierungen und für die Gitterkonstanten  $d$ . Nach der Methode von KAPPLER und MOCK<sup>1</sup> können derartige Verteilungen an ein und derselben Stelle einer Einkristallprobe röntgenographisch gemessen werden. Zum Beispiel bewährt sich dieses Modell bei Gitterstörungen, die nach plastischer Verformung und anschließender teilweiser Erholung sich ausbilden. Man beobachtet in solchen Fällen häufig eine Anordnung von Versetzungen, die zur Ausbildung von Subkörnern führt. Diese unterscheiden sich mehr oder weniger in ihrer Orientierung und können außerdem gewisse Dehnungen bzw. Stauchungen aufweisen, die innerhalb eines Subkornes weitgehend homogen sind.

Bezüglich der Verteilung der Gitterkonstanten ist jedoch einschränkend zu bemerken, daß nicht direkt die Verteilung von  $d$ , sondern nur die des Quotienten  $\lambda/d$  ( $\lambda$ : Wellenlänge) direkt zugänglich ist. Bei stark deformierten Kristallen ist die Schwankung  $\Delta d$  groß, verglichen zur natürlichen Linienbreite  $\Delta\lambda$  der verwendeten monochromatischen Strahlung, so daß praktisch unmittelbar die  $d$ -Verteilung gemessen wird. Umgekehrt ist bei sehr guten Kristallen  $\Delta d$  klein verglichen zu  $\Delta\lambda$ .

In diesem Fall wird daher die Form der Spektrallinie erhalten. Dies stellt ebenfalls eine nützliche Anwendung des Verfahrens dar.

Die Methode von KAPPLER und MOCK arbeitet mit photographischer Aufzeichnung der RÖNTGEN-Intensität. Man erhält eine einfache und in gewisser Hinsicht vorteilhafte Abwandlung des Verfahrens, wenn man zur Zählrohrregistrierung übergeht. Dies soll im folgenden kurz beschrieben werden.

Abb. 1 zeigt die Anordnung eines üblichen Einkristallspektrometers. Die Spalte  $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$  sollen so eng sein, daß praktisch nur für einen einzigen Abbeugungswinkel  $2\Theta_0$  Intensität in das Zählrohr gelangen kann. Zugleich ist hiermit eine Spiegelungsebene SE festgelegt: Netzebenen, an denen Strahlung reflektiert werden soll, die in das Zählrohr fallen kann, müssen parallel zu SE sein. Hierbei ist symmetrische Reflexion an den Netzebenen angenommen.



### 1. Aufzeichnung der Orientierungsverteilung

$\Theta_0$  wird so gewählt, daß  $\lambda/d = 2 \sin \Theta_0$  mit einem Wert  $(\lambda/d)_0$  aus der vorliegenden  $\lambda/d$ -Mannigfaltigkeit erfüllbar ist. Dreht man nun den Kristall um die Goniometerachse (Achse senkrecht zur Zeichenebene und durch die Vorderfläche des Kristalls verlaufend), so erreichen die Netzebenen verschiedener Orientierung zeit-

\* Gegenwärtige Adresse: Department of Engineering Physics and Materials Science, Bard Hall, Cornell University, Ithaca, N.Y., USA.

<sup>1</sup> E. KAPPLER u. R. MOCK, Naturwissensch. 41, 330 [1954].