

dieses Kondensationsverhalten zu deuten, muß sich vorerst noch nicht hinreichend gesicherter Modellvorstellungen bedienen¹.

Die für die Messungen der Kondensationswahrscheinlichkeiten notwendigen Dampfdruckwerte wurden Ta-

bellenenwerken entnommen und darüber hinaus für CO₂, N₂ und H₂ selbst gemessen. Für CO₂ und N₂ stimmen sie innerhalb der Fehlergrenzen gut mit den Tabellenwerten überein, während für H₂ Abweichungen auftreten (vgl. Abb. 8).

⁷ E. S. BOROVIK, S. F. GRISHIN u. E. I. GRISHINA, Zh. Tekhn. Fiz. **30**, 539 [1960].

Spektraler Emissionsgrad und Strahldichte des Niederstrom-Kohlebogens

HANS MAGDEBURG

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig

(Z. Naturforschg. **20 a**, 980—981 [1965]; eingegangen am 18. Juni 1965)

Der positive Krater des Niederstrom-Kohlebogens wird nach einem Vorschlag von McPHERSON¹ als Strahldichte- und Temperaturnormal benutzt. Der Grund hierfür ist die gute Reproduzierbarkeit bei leichter Handhabung und die hohe Temperatur, die sich mit keinem Schwarzen Körper oder anderem Oberflächenstrahler erreichen läßt. Bei der Verwendung des positiven Kraters als Strahldichtenormal wurden bisher neben den Daten von McPHERSON vorwiegend die Ergebnisse von EULER²⁻⁴ zugrunde gelegt. In neuerer Zeit wurden von NULL und LOZIER⁵ sowie von MEHLTRETTER⁶ Werte veröffentlicht, die teilweise stark von²⁻⁴ abweichen. Dieser Umstand sowie die Tatsache, daß über die Eigenschaften des Kohlebogens im ultraroten Spektralgebiet bislang nur sehr wenige Informationen vorliegen, gaben Veranlassung zu einer umfassenden Neuuntersuchung. In der vorliegenden Mitteilung sollen die wichtigsten Ergebnisse angeführt werden, Einzelheiten werden später an anderer Stelle veröffentlicht.

Unter dem Gesichtspunkt der besten Reproduzierbarkeit und zeitlichen Konstanz wurden zwei Kohlekombinationen ausgewählt:

1. Anode RW II, ϕ 6,35 mm, Kathode Noris D, ϕ 7 mm.
 2. Anode Noris H, ϕ 6 mm, Kathode Noris D, ϕ 7 mm.
- Die Kohlen wurden in einer handelsüblichen Bogenlampe in 90° Brennstellung betrieben, wobei die Höhe der Kathode so eingestellt war, daß die Richtung der Flächennormale des positiven Kraters mit der Achsenrichtung der Anodenkohle übereinstimmte.

Zur Bestimmung des spektralen Emissionsgrades des positiven Kraters wurde zunächst die spektrale Strahldichte im Spektralgebiet 0,25 bis 10,0 μ m bei den in Tab. I angeführten Wellenlängen durch Vergleich mit der Strahlung eines Schwarzen Körpers aus Wolfram mit der Temperatur 2900 °K gemessen. Dann wurde durch Reflexionsmessungen in der ULBRICHTschen Kugel nach einer Methode von TINGWALDT⁷ der

λ	$L_{e\lambda}$	λ	$L_{e\lambda}$
0,25	$0,403 \cdot 10^{11}$	1,00	$0,277 \cdot 10^{13}$
0,26	$0,532 \cdot 10^{11}$	1,10	$0,245 \cdot 10^{13}$
0,27	$0,708 \cdot 10^{11}$	1,20	$0,213 \cdot 10^{13}$
0,28	$0,954 \cdot 10^{11}$	1,30	$0,184 \cdot 10^{13}$
0,29	$0,126 \cdot 10^{12}$	1,40	$0,158 \cdot 10^{13}$
0,30	$0,164 \cdot 10^{12}$	1,50	$0,136 \cdot 10^{13}$
0,32	$0,263 \cdot 10^{12}$	1,60	$0,117 \cdot 10^{13}$
0,34	$0,392 \cdot 10^{12}$	1,70	$0,101 \cdot 10^{13}$
0,36	$0,549 \cdot 10^{12}$	1,80	$0,873 \cdot 10^{12}$
0,40	$0,931 \cdot 10^{12}$	1,90	$0,757 \cdot 10^{12}$
0,44	$0,136 \cdot 10^{13}$	2,00	$0,658 \cdot 10^{12}$
0,46	$0,158 \cdot 10^{13}$	2,20	$0,501 \cdot 10^{12}$
0,48	$0,180 \cdot 10^{13}$	2,40	$0,387 \cdot 10^{12}$
0,50	$0,201 \cdot 10^{13}$	2,60	$0,302 \cdot 10^{12}$
0,52	$0,220 \cdot 10^{13}$	2,80	$0,238 \cdot 10^{12}$
0,54	$0,239 \cdot 10^{13}$	3,00	$0,190 \cdot 10^{12}$
0,56	$0,255 \cdot 10^{13}$	3,50	$0,113 \cdot 10^{12}$
0,58	$0,270 \cdot 10^{13}$	4,00	$0,708 \cdot 10^{11}$
0,60	$0,283 \cdot 10^{13}$	4,50	$0,465 \cdot 10^{11}$
0,62	$0,295 \cdot 10^{13}$	5,00	$0,317 \cdot 10^{11}$
0,64	$0,304 \cdot 10^{13}$	5,50	$0,224 \cdot 10^{11}$
0,66	$0,312 \cdot 10^{13}$	6,00	$0,162 \cdot 10^{11}$
0,68	$0,319 \cdot 10^{13}$	6,50	$0,120 \cdot 10^{11}$
0,70	$0,323 \cdot 10^{13}$	7,00	$0,906 \cdot 10^{10}$
0,72	$0,326 \cdot 10^{13}$	8,00	$0,545 \cdot 10^{10}$
0,74	$0,328 \cdot 10^{13}$	9,00	$0,346 \cdot 10^{10}$
0,76	$0,329 \cdot 10^{13}$	10,00	$0,230 \cdot 10^{10}$
0,78	$0,328 \cdot 10^{13}$	11,00	$0,159 \cdot 10^{10}$
0,80	$0,326 \cdot 10^{13}$	12,00	$0,113 \cdot 10^{10}$
0,85	$0,319 \cdot 10^{13}$	13,00	$0,823 \cdot 10^9$
0,90	$0,307 \cdot 10^{13}$	14,00	$0,614 \cdot 10^9$
0,95	$0,293 \cdot 10^{13}$	15,00	$0,467 \cdot 10^9$

Tab. I. Spektrale Strahldichte des positiven Kraters aus Material RW II mit Anteil des Bogenkontinuums bei der Stromstärke 7,3 A. Wellenlänge λ in μ m, Spektrale Strahldichte $L_{e\lambda}$ in $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$.

spektrale Emissionsgrad des kalten Kraters bei der Wellenlänge 1,06 μ m bestimmt. Durch Messung der Reflexionsgradänderung mit Hilfe eines Neodym-Lasers nach dem Anzünden der Bogenlampe wurde der spektrale Emissionsgrad des heißen Kraters bei 1,06 μ m erhalten. Aus diesem Wert und den Daten der spektralen Strahldichte konnte über das KIRCHHOFF-PLANCKsche Gesetz der spektrale Emissionsgrad für das ge-

¹ H. G. MCPHERSON, J. Opt. Soc. Amer. **30**, 189 [1940].

² J. EULER, Ann. Phys. **11**, 203 [1953].

³ J. EULER, Ann. Phys. **14**, 145 [1954].

⁴ J. EULER, Sitz.-Ber. Heidelberger Akad. Wiss., Math.-Nat. Klasse, Symposium über Probleme der Spektralphotometrie, 1957, S. 413.

⁵ M. R. NULL u. W. W. LOZIER, J. Opt. Soc. Amer. **52**, 1156 [1962].

⁶ J. P. MEHLTRETTER, Absolute Spektralphotometrie im UV zwischen 2000 und 3000 Å, Dissertation Heidelberg 1962.

⁷ C. P. TINGWALDT, Optik **9**, 323 [1952].

samte Spektralgebiet sowie die Oberflächentemperatur berechnet werden. Bei den Messungen war der Einfluß des Kontinuums des Bogenplasmas auf die Strahldichte zu berücksichtigen, Linien und Banden wurden ausgeschlossen. Aus Strahldichtemessungen bei einer Wellenlänge wurde die Änderung der Oberflächentemperatur des Kraters in Abhängigkeit von der Stromstärke erhalten.

Ergebnisse

Der spektrale Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ der Kohlen RW II und Noris H ist aus Abb. 1 zu ersehen, die Kurvenäste oberhalb von $10\ \mu\text{m}$ sind graphisch extrapoliert. Die

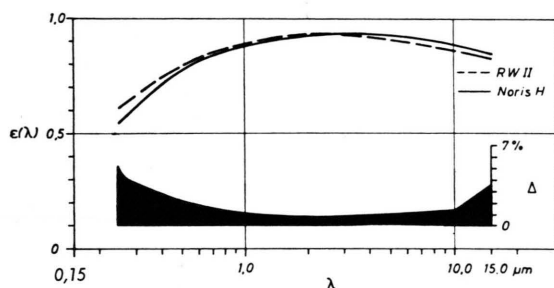


Abb. 1. Spektraler Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ der positiven Krater aus den Materialien RW II und Noris H. Relativer Fehler Δ des spektralen Emissionsgrades und der spektralen Strahldichte.

Oberflächentemperatur der Krater stieg mit der Stromstärke an, erreichte bei 8,4 A (RW II) bzw. 8,0 A (Noris H) ein Maximum und fiel vor Erreichen der Zischgrenze, die bei ungefähr 10 A lag, wieder ab, wie dieses bereits von FINKELNBURG⁸ an ähnlichen Kohlen festgestellt werden konnte. Die spektrale Strahldichte L_{el} von RW II in Tab. 1 setzt sich aus Strahlungsanteilen von Kraterfläche und Bogenkontinuum zusammen, die Werte oberhalb von $10\ \mu\text{m}$ wurden aus den extrapolierten $\varepsilon(\lambda)$ (Abb. 1) berechnet. Die Betriebsstromstärke bei der Messung der Strahldichte war 7,3 A bei einer Elektrodenspannung von 70 V, wobei als Spannungsquelle eine 120 V-Batterie verwendet wurde. Dabei nahm der positive Krater eine Oberflächentemperatur von 3926°K an, während die Stromabhängigkeit der Temperatur $25\ \text{grd/A}$ betrug. Spektraler Emissionsgrad und Strahldichte sind mit einem relativen Fehler Δ behaftet, der in Abb. 1 eingezeichnet ist.

Bei der Berechnung der angegebenen Daten wurden folgende Zahlenwerte benutzt:

Konstanten des PLANCKschen Gesetzes:

$$c_1 = 5,954 \cdot 10^{-13}\ \text{W cm}^2\ \text{sr}^{-1}, \quad c_2 = 1,439\ \text{cm grd};$$

Platin-Schmelzpunkt:

$$T_{\text{Pt}} = 2044,9^\circ\text{K}.$$

Zur Depolarisation dünner BaTiO₃-Schichten

WALTER HEYWANG

Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium
der Siemens & Halske AG, München

(Z. Naturforschg. 20 a, 981—982 [1965]; eingegangen am 19. Juni 1965)

Röntgenographische Untersuchungen von ÄNLIKER, BRUGGER und KÄNZIG¹ an kolloidalen BaTiO₃-Teilchen ergaben bei Korngrößen unter $10\ 000\ \text{\AA}$ systematisch Anomalien der ferroelektrischen Gitterverzerrung, die die Autoren durch eine Oberflächenschicht der Stärke von ca. $100\ \text{\AA}$ erklärten. Diese Schicht hatte bei Zimmertemperatur eine geringere Verzerrung als das Volumen, behielt einen solchen Verzerrungszustand aber auch oberhalb der CURIE-Temperatur bei. Aus diesem Grund vermutet KÄNZIG gemäß einer späteren Veröffentlichung², daß es sich um eine Randschicht handle, die sich unter dem Einfluß von Oberflächentermen ausbildet.

In einer neueren röntgenographischen Arbeit zeigt nun SCHOLJET³, daß die tetragonale Aufspaltung von BaTiO₃ auch bei Proben mit einem Durchmesser von etwa $1000\ \text{\AA}$ völlig denen des Volumens entsprachen,

sowie die Proben bei etwa 800°C getempert wurden. Die von KÄNZIG beobachtete Randschicht läßt sich also durch einen Tempervorgang zerstören. — Auch Anomalien in den Umschaltzeiten dünner einkristalliner BaTiO₃-Speicherschichten versuchte MERZ⁴ mit Hilfe von Randschichten zu deuten. Aus der Zunahme der Koerzitivfeldstärke bei kleinsten Schichtdicken schloß er auf eine Randschichtdicke von $\sim 5000\ \text{\AA}$, ein Wert, der wesentlich über dem KÄNZIGschen Wert liegt.

Neuerdings hat der kleinere Wert eine Stütze erfahren durch elektronenmikroskopische Untersuchungen von LIESK⁵; hier ließen sich Domänenstrukturen nur bis zu Schichtdicken von etwa $500\ \text{\AA}$ nachweisen. Andererseits hatten frühere elektrische Untersuchungen an BaTiO₃-Sinterkörpern auf Entpolarisation beruhende Effekte schon bei Korngrößen von etwa $10\ 000\ \text{\AA}$ ergeben⁶.

Man hat es also mit einem noch wenig übersichtlichen Erscheinungskomplex zu tun. Um so überraschender erscheint es, daß ein an sich einfaches Modell eine richtige Größenordnung für die kritischen Schichtstärken sowohl beim freien Teilchen als auch beim Kristalliten innerhalb einer Keramik zu geben vermag.

¹ M. ÄNLIKER, H. R. BRUGGER u. W. KÄNZIG, Helv. Phys. Acta 27, 99 [1954].

² W. KÄNZIG, Phys. Rev. 98, 549 [1955].

³ M. SCHOLJET, Brit. J. Appl. Phys. 15, 719 [1964].

⁴ W. J. MERZ, J. Appl. Phys. 27, 938 [1956].

⁵ W. LIESK, Electron Microscopy 1964, Vol. A, p. 297, Publishing House of the Czechoslovak Academy of Sciences, Prag.

⁶ H. KNIEPKAMP u. W. HEYWANG, Z. Angew. Phys. 6, 385 [1954].