

Abb. 2. Der Strom  $i$  in Abhängigkeit von der Kraft  $F$  auf die Saphirspitze bei einer Sperrspannung von 1 V, gemessen an verschiedenen Punkten einer sehr druckempfindlichen Diode.

einstimmung mit dem Experiment (Abb. 2), wenn für die Abhängigkeit des Energiebandabstandes vom Maximaldruck in der pn-Schicht  $dE/dp \approx 6 \cdot 10^{-12} \text{ eV cm}^2/\text{dyn}$  gesetzt wird. Die Druckabhängigkeit der anderen Diodenkenngrößen, wie z. B. Trägerlebensdauer, wurde dabei vernachlässigt. Der Druck in der pn-Schicht und die ef-

fektive Fläche (die gleich der Berührungsfläche zwischen Saphirspitze und Siliciooberfläche gesetzt wurde) wurde nach der HERTZschen Theorie<sup>6</sup> berechnet. Der experimentelle Wert des Sättigungsstromes ist wesentlich größer, als man nach dem vereinfachten Modell erwarten würde. Vermutlich ist dieser Unterschied auf den Einfluß der sehr nahen Oberfläche zurückzuführen.

Ein Vergleich des obigen Wertes von  $dE/dp$  mit Energiebandänderungen in Silicium, die auf andere Art bestimmt wurden (optisch, Piezowiderstand), ist schwierig, da in dem durch die Spitze belasteten Silicium ein stark anisotropes mechanisches Spannungsfeld vorliegt<sup>6</sup>. Sehr dicht unter der Berührungsfläche herrscht nahezu hydrostatischer Druck, dagegen ergibt sich nach der HERTZschen Theorie in etwas größerer Tiefe ein praktisch uniaxialer mechanischer Spannungszustand. Der obige Wert von  $dE/dp$  liegt zwischen den von WORTMAN u. a.<sup>2</sup> angegebenen Werten für uniaxialen und hydrostatischen Druck. Eine weitere Stütze für das Diffusionsmodell ist die nahezu gleiche Druckabhängigkeit des Diodenstromes im Durchlaßbereich bei nicht zu großen Spannungen.

Bei sehr kleinen Kräften dürfte das Stromverhalten im Sperrbereich der Siliciumdiode durch den Trägergenerations-Rekombinationsstrom bestimmt sein<sup>7</sup>, der jedoch wegen seiner wesentlich geringeren Druckabhängigkeit gegenüber dem Diffusionsstrom bei großen Kräften vernachlässigt werden kann. Die durch die Kurvenschar b in Abb. 1 dargestellte Abhängigkeit dürfte im wesentlichen auf dem Einfluß von Kristallverzerrungen beruhen.

Die Dioden hat Herr Dr. W. TOUCHY hergestellt. Für die Hilfe bei den Experimenten danke ich Frl. H. KRAMBER und Herrn O. BRÜNNERT, Herrn R. KARMANN und Herrn F. KRIEGER danke ich für anregende Diskussionen.

<sup>6</sup> S. FUCHS, Phys. Z. **14**, 1282 [1913].

<sup>7</sup> C. T. SAH, R. N. NOYCE u. W. SHOCKLEY, Proc. IRE **45**, 1228 [1957].

## Messung der Kondensationswahrscheinlichkeiten verschiedener Gase

DIETRICH BACHNER \*, WINFRIED KOELZER \*\*  
und DIETRICH MÜLLER \*\*\*

Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn

(Z. Naturforsch. **20 a**, 977—980 [1965]; eingegangen am 11. Juni 1965)

Im folgenden wird eine Apparatur beschrieben, die es gestattet, niedrige Drücke zu erreichen und eine Kaltfläche (Kondensor) auf Temperaturen bis unter 4 °K zu kühlen. Die mit dieser Apparatur gemessenen effektiven Kondensationswahrscheinlichkeiten von CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> und Xe werden mitgeteilt, ebenso die

Dampfdruckwerte von H<sub>2</sub>. Eine ausführlichere Darstellung dieser Untersuchung ist in Vorbereitung<sup>1</sup>.

Die Meßapparatur (Prinzipbild siehe Abb. 1) besteht aus einem ausheizbaren Edelstahlrezipienten, in dem sich durch Diffusionspumpen ein Enddruck von  $1 \cdot 10^{-9}$  Torr erreichen läßt. Den Rezipienten kann man durch ein Ganzmetallventil vom Pumpsystem abtrennen. Der Druck wird mit einer geeichten ALPERT-Röhre (Einbaumeßsystem) gemessen. Der Einlaß definierter Gasmen-gen erfolgt über ein UHV-Dosierventil. Im Rezipienten ist ein Kondensor (Konstruktion ähnlich wie bei KLIPPING<sup>2</sup>) eingebaut, der durch geeignete Abschirmungen eine gut definierte Kaltfläche erhält. Die Kondensortemperatur wird mit einem Dampfdruckthermometer

\* Jetzt Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn.

\*\* Jetzt Kernforschungszentrum Karlsruhe, Schule für Kerntechnik.

\*\*\* Jetzt Physikalisches Institut der Universität Bonn.

<sup>1</sup> D. BACHNER, W. KOELZER u. D. MÜLLER, Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen, erscheint demnächst.

<sup>2</sup> G. KLIPPING, Kältetechnik **13**, 250 [1961].



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.

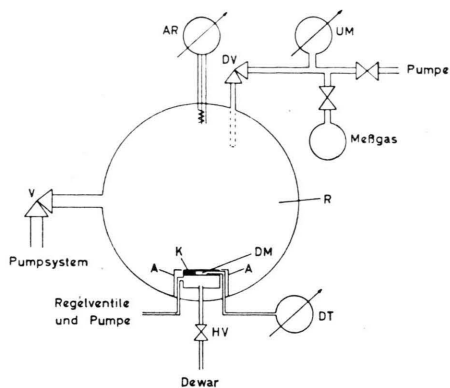


Abb. 1. Apparatur. R Rezipient, V UHV-Ventil, DV UHV-Dosierventil, AR ALPERT-Röhre, Einbausystem, UM U-Rohr-Manometer, K Kondensor, A Abschirmung, HV Heberventil, DM Dampfdruckthermometer-Meßstelle, DT Dampfdruckthermometer.

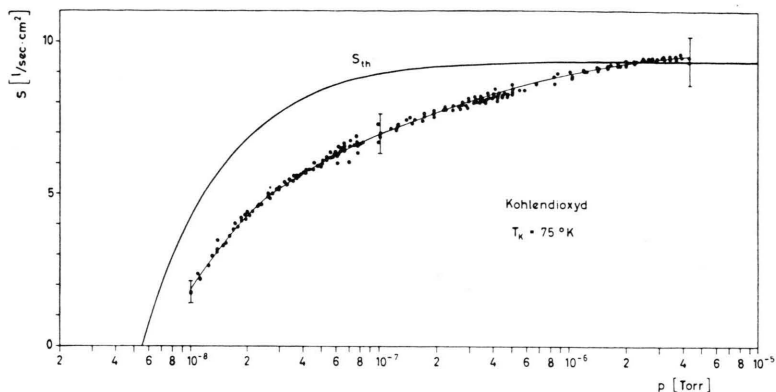


Abb. 2. Spezifische Sauggeschwindigkeit als Funktion des Druckes.

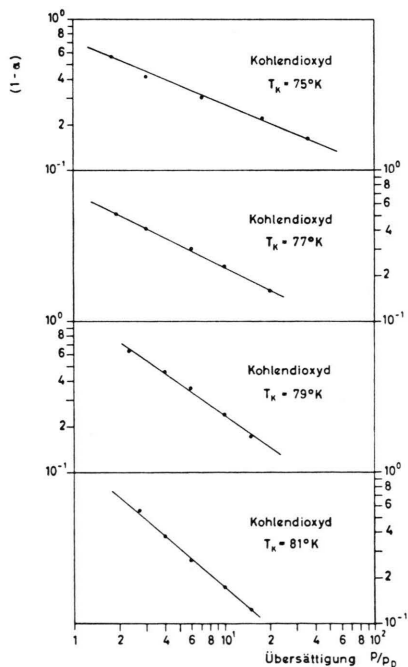


Abb. 7.  $1 - \alpha$  als Funktion der Übersättigung  $p/p_D$ .

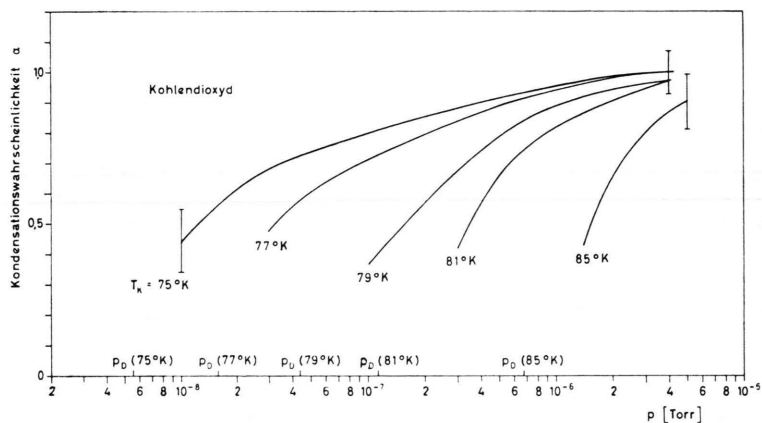


Abb. 3. Kondensationswahrscheinlichkeit von Kohlendioxyd als Funktion des Druckes.

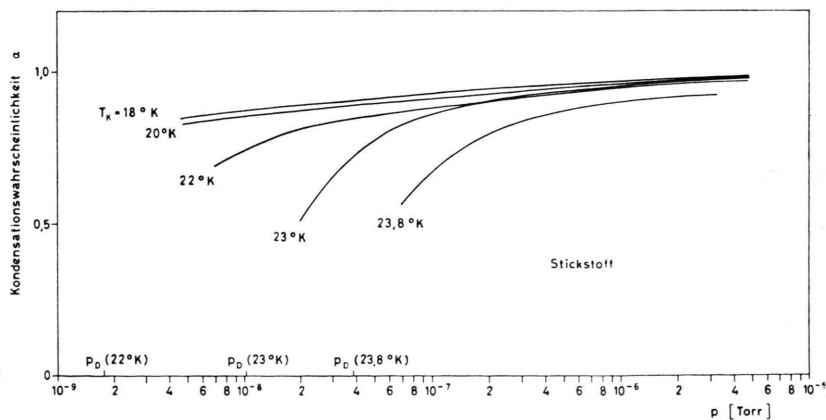


Abb. 4. Kondensationswahrscheinlichkeit von Stickstoff als Funktion des Druckes.

gemessen und ist von Hand oder automatisch regelbar. Es lassen sich sowohl Temperaturen unter- als auch oberhalb der Siedetemperatur des benutzten Kühlmittels einstellen. Zur Kühlung wird flüssiger Stickstoff, Wasserstoff bzw. flüssiges Helium benutzt.

Aus der kinetischen Gastheorie erhält man im Bereich der Molekularströmung als Sauggeschwindigkeit einer gekühlten Fläche:

$$S = 3,64 \sqrt{T_R/M} \alpha F [1 - (p_D/p) \sqrt{T_R/T_K}] \quad (1)$$

Dabei ist  $T_R$  die Wandtemperatur (293 °K) des Rezipienten,  $T_K$  die Kondensortemperatur,  $\alpha = \alpha(p, T_K)$  die effektive Kondensationswahrscheinlichkeit<sup>1</sup>,  $F$  die Größe der Kaltfläche,  $M$  das Molekulargewicht des Meßgases,  $p_D$  der Sättigungsdampfdruck und  $p$  der Meßdruck im Rezipienten. Läßt man in den abgeschlossenen Rezipienten kontinuierlich eine definierte Gasmenge ein und bestimmt über den sich dabei einstellenden Gleichgewichtsdruck die Sauggeschwindigkeit  $S$  nach der Gleichgewichtsbeziehung

$$S = Q/(p - p_U) \quad (2)$$

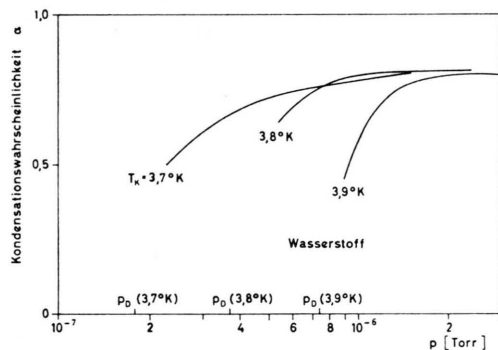


Abb. 5. Kondensationswahrscheinlichkeit von Wasserstoff als Funktion des Druckes.

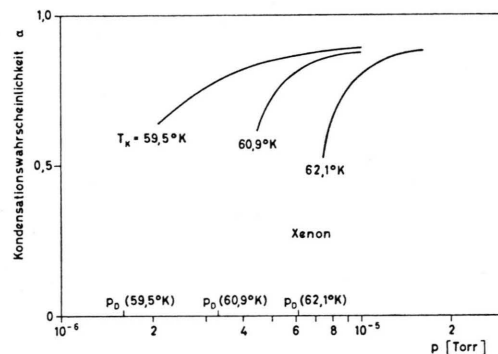


Abb. 6. Kondensationswahrscheinlichkeit von Xenon als Funktion des Druckes.

( $Q$  = Einlaßrate,  $p_U$  = Restgasdruck), so kann man aus den Gln. (1) und (2) die Kondensationswahrscheinlichkeiten  $\alpha$  als Funktion von  $p$  und  $T_K$  berechnen.

Die spezifischen Sauggeschwindigkeiten wurden gemessen für  $\text{CO}_2$  (75–85 °K),  $\text{N}_2$  (18–24 °K),  $\text{H}_2$  (3,7–3,9 °K) und  $\text{Xe}$  (59–62 °K).

Abb. 2 zeigt als Beispiel die spezifische Sauggeschwindigkeit von  $\text{CO}_2$  bei 75 °K als Funktion des Druckes. Die miteingezeichnete Kurve  $S_{th}$  bezeichnet den nach Gl. (1) berechneten Verlauf unter der Annahme  $\alpha = 1$ . Die übrigen Meßkurven zeigen alle den prinzipiell gleichen Verlauf. Die aus diesen Meßkurven unter Benutzung von Gl. (1) und (2) berechneten Kondensationswahrscheinlichkeiten zeigen die Abb. 3, 4, 5, 6. Als Beispiel sind für die Messungen mit  $\text{CO}_2$  bei 75 °K Fehlergrenzen (maximaler Fehler) in den Zeichnungen angegeben. Ähnliche Messungen sind, allerdings mit teilweise etwas anderen Ergebnissen, auch von anderen Autoren gemacht worden<sup>3–6</sup>.

Trägt man doppeltlogarithmisch  $(1 - \alpha)$  gegen  $p/p_D$  (Übersättigung) auf, so erhält man eine Schar von Geraden (siehe als Beispiel Abb. 7), deren Anstieg eine Funktion der Kondensortemperatur ist. Der Versuch,

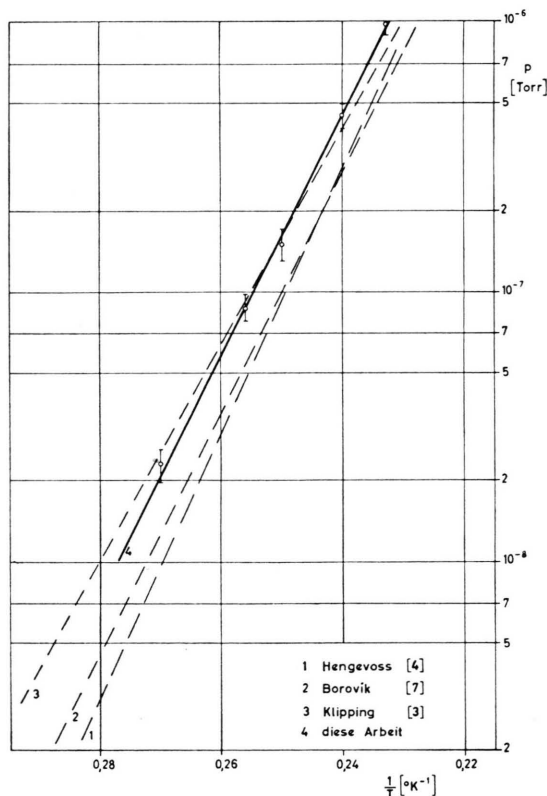


Abb. 8.  $\text{H}_2$ -Dampfdruck nach verschiedenen Autoren.

<sup>3</sup> W. BÄCHLER, G. KLIPPING u. W. MASCHER, Vac. Sympos. Trans. **9**, 216 [1962].

<sup>4</sup> J. HENGEVOSS u. E. A. TRENDLENBURG, Z. Naturforsch. **18 a**, 481 [1963].

<sup>5</sup> J. P. DAWSON, J. D. HAYGOOD u. J. A. COLLINS JR., Advan. Cryog. Eng. **9**, 443 [1964].

<sup>6</sup> E. S. J. WANG, J. A. COLLINS JR. u. J. D. HAYGOOD, Advan. Cryog. Eng. **8**, 73 [1963].

dieses Kondensationsverhalten zu deuten, muß sich vorerst noch nicht hinreichend gesicherter Modellvorstellungen bedienen<sup>1</sup>.

Die für die Messungen der Kondensationswahrscheinlichkeiten notwendigen Dampfdruckwerte wurden Ta-

bellenenwerken entnommen und darüber hinaus für CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> selbst gemessen. Für CO<sub>2</sub> und N<sub>2</sub> stimmen sie innerhalb der Fehlergrenzen gut mit den Tabellenwerten überein, während für H<sub>2</sub> Abweichungen auftreten (vgl. Abb. 8).

<sup>7</sup> 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 McPHERSON<sup>1</sup> 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 EULER<sup>2-4</sup> zugrunde gelegt. In neuerer Zeit wurden von NULL und LOZIER<sup>5</sup> sowie von MEHLTRETTER<sup>6</sup> Werte veröffentlicht, die teilweise stark von<sup>2-4</sup> 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,  $\phi$  6,35 mm, Kathode Noris D,  $\phi$  7 mm.
  2. Anode Noris H,  $\phi$  6 mm, Kathode Noris D,  $\phi$  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  $\mu$ 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 TINGWALDT<sup>7</sup> der

| $\lambda$ | $L_{e\lambda}$        | $\lambda$ | $L_{e\lambda}$        |
|-----------|-----------------------|-----------|-----------------------|
| 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  $\lambda$  in  $\mu$ m, Spektrale Strahldichte  $L_{e\lambda}$  in  $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$ .

spektrale Emissionsgrad des kalten Kraters bei der Wellenlänge 1,06  $\mu$ 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  $\mu$ m erhalten. Aus diesem Wert und den Daten der spektralen Strahldichte konnte über das KIRCHHOFF-PLANCKsche Gesetz der spektrale Emissionsgrad für das ge-

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

<sup>2</sup> J. EULER, Ann. Phys. **11**, 203 [1953].

<sup>3</sup> J. EULER, Ann. Phys. **14**, 145 [1954].

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

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

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

<sup>7</sup> C. P. TINGWALDT, Optik **9**, 323 [1952].