

Untersuchungen zur Exoelektronenemission von Polymeren

G. ARABIN, W. KRIEGSEIS und A. SCHARMANN

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. 27 a, 1378—1379 [1972]; eingegangen am 15. Juli 1972)

Exoelectronemission of Polymers

Exoelectronemission is used for radiation dosimetry. Polymers do not show exoelectronemission.

Die Exoelektronenemission stellt eine empfindliche Methode für die Dosimetrie ionisierender Strahlung dar. In jüngster Zeit werden Anstrengungen unternommen, den Effekt auch für die Neutronendosimetrie nutzbar zu machen. Den bisherigen Arbeiten auf diesem Gebiet liegt folgendes Prinzip zugrunde: Einfallende Neutronen lösen in einer Konverterfolie aus Polyäthylen Rückstoßprotonen aus, die dann ihrerseits das als Unterlage angebrachte eigentliche Dosimetermaterial, z. B. BeO-Keramik, anregen. Dieses Verfahren besitzt den Nachteil, daß auch die begleitende γ -Komponente des primären Strahlungsfeldes Anregung verursacht, so daß bei der Auswertung eine Differenzbildung zu der Anzeige eines Dosimeters ohne Konverterfolie erforderlich ist. Eine wesentliche Vereinfachung wäre denkbar, wenn sich Kunststoffe nicht nur als Konverter, sondern als direkte Dosimetersubstanzen geeignet erweisen würden. Bisher wurde mit Ausnahme von Chininsulfat jedoch nur die Exoelektronenemission anorganischer Materialien erforscht. Ziel der vorliegenden Untersuchungen war daher eine orientierende Überprüfung der Exoelektronenemission von organischen Substanzen, speziell von Hochpolymeren.

Wegen der niedrigen Erweichungstemperatur von Kunststoffen beschränkten wir uns auf die optisch stimulierte Elektronenemission (OSEE). Unsere Messungen erfolgten bei 10^{-5} – 10^{-6} Torr mit einem offenen SEV durch Stimulierung mit dem Licht eines 500 W-Projektors. Zur Anregung benutzten wir:

1. 50 kV-Röntgen-Strahlen mit Dosen zwischen 500 R und 3000 R,
2. 10^{12} – 10^{14} α -Teilchen einer ^{210}Po -Quelle (5,3 MeV),
3. 10^{14} – 10^{15} 1 MeV-Protonen (Van-de-Graaff-Beschleuniger mit Protonenströmen zwischen 0,7–1,5 μA),
4. 3 keV-Elektronen aus einer in die Vakuumapparatur eingebauten Elektronenkanone (Elektronenstrom $5 \cdot 10^{-5}$ A, Bestrahlungsdauer 30–300 sec, entsprechend 10^{16} – 10^{17} Elektronen).

In Vorversuchen wurde sichergestellt, daß die in geringfügigem Maße während der Bestrahlung und Messung von den Proben abgegebenen Gase keinen störenden Einfluß besitzen.

Die Anregung mit Röntgen-Strahlung, α -Teilchen und Protonen erfolgte außerhalb der Meßapparatur. In allen Fällen ließ sich trotz hoher Dosen keine OSEE nachweisen. Lediglich nach Elektronenbeschuß im Vakuum war eine Emission zu beobachten (Abb. 1). Wurde sofort nach der Elektronenanregung belüftet, verschwand auch hier die Emission vollständig. Obwohl

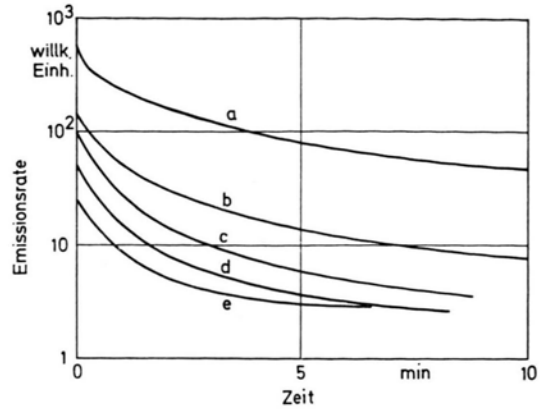


Abb. 1. Abklingkurven der optisch stimulierten Elektronenemission (OSEE) von Kunststoffen nach 5 min Anregung mit 3 keV-Elektronen; a) Teflon, b) Plexiglas, c) Cellidor, d) Novodur, e) Polyäthylen.

durch PARTRIDGE¹ für Polymere die Existenz von Volumenhafstellen belegt ist, läßt unser Experiment den Schluß zu, daß nach Anregung mit 3 keV-Elektronen nur eine Besetzung von flachen Oberflächenhaftstellen erfolgt, die bei Luftzutritt sofort entleert werden. Die maximal mögliche Flächenladungsdichte (bei Novodur² $5 \cdot 10^{-11}$ A \cdot sec \cdot cm $^{-2}$) war mit der benutzten Elektronenkanone bereits nach einer Bestrahlungszeit von 10^{-7} sec erreicht.

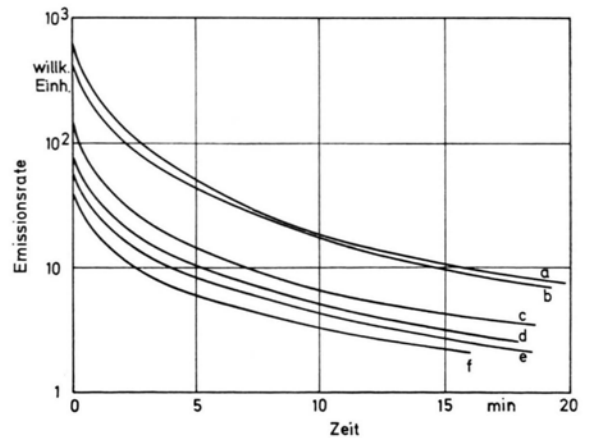


Abb. 2. Abklingkurven der OSEE von Novodur nach 5 min Elektronenanregung; a) 0,5 min Wartezeit, b) 1 min Wartezeit, c) 2 min Wartezeit, d) 5 min Wartezeit, e) 10 min Wartezeit, f) 1 Stunde Wartezeit.

Diese Oberflächenaufladung nach Elektronenbeschuß ist auch im Vakuum bei Zimmertemperatur nicht stabil. Wie Abb. 2 am Beispiel von Novodur zeigt, tritt schon nach kurzen Wartezeiten zwischen Anregung und Messung bei Dunkelheit eine Haftstellenentleerung auf. Sie folgt dem in Abb. 3 dargestellten Zeitverlauf, wenn man unterstellt, daß die OSEE-Intensität der Aufladung proportional ist. In Kurve a) wurden die Anfangswerte

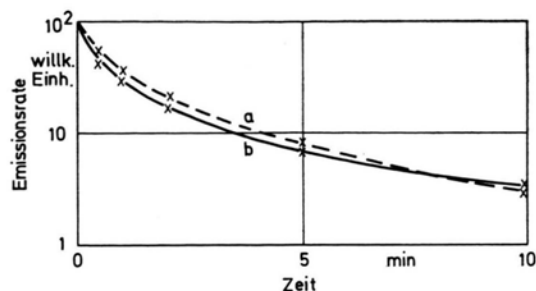


Abb. 3. Dunkelentladung einer angeregten Probe (5 min 3 keV-Elektronen). a) Aus Abb. 2 wurde die Anfangsintensität der Abklingkurven entnommen und gegenüber den Wartezeiten aufgetragen. b) Messung durch punktweise Lichteinstrahlung.

¹ R. H. PARTRIDGE, *J. Polymer Sci. A* **3**, 2817 [1965].

² E. ZIMMER, Dissertation, Erfurt 1969.

Thermoelectric Properties of High-Conductivity Solid Electrolytes

ALDO MAGISTRIS, ELISABETTA PEZZATI,
and CESARE SINISTRÌ

Centro di studio per la termodinamica ed elettrochimica
dei sistemi salini fusi e solidi del CNR
Istituto di Chimica Fisica, Università di Pavia (Italy)
(*Z. Naturforsch.* **27 a**, 1379—1381 [1972]; received 7 June 1972)

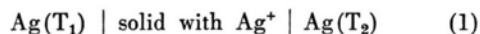
The thermoelectric powers of the solid high-conductivity phases of the salts: AgI, KAg_4I_5 , RbAg_4I_5 , $\text{NH}_4\text{Ag}_4\text{I}_5$, $(\text{CH}_3)_4\text{NI} \cdot 6.5 \text{ AgI}$, Ag_2HgI_4 and Ag_3SI have been measured by means of a silver-electrode thermocell. On the basis of the data the transport entropies of the silver ion have been calculated. Moreover the possibility to obtain heats of transport from thermoelectric measurements has been briefly discussed.

Reprint requests to Prof. CESARE SINISTRÌ, Istituto di Chimica Fisica della Università di I-27100 Pavia (Italy), Viale Taramelli.

Introduction

In the last years several high-conductivity solid electrolytes have been found¹, among which those based on AgI are very interesting: they have a crystalline structure that allows a high mobility of the Ag^+ ions, their transport number being very close to unity.

The aim of this work is the study of the thermoelectric behaviour of some such solids in thermocells of the type:



The thermoelectric power ε for (1) is given by²:

$$\varepsilon = \frac{1}{\mathcal{F}} (S_{\text{Ag}} - S_{\text{Ag}}^* - S_{\text{e}}^*) \quad (2)$$

where: \mathcal{F} = Faraday's constant; S_{Ag} = entropy of the silver metal; $S_{\text{Ag}}^* \equiv Q_{\text{Ag}^+}^*/T + S_{\text{Ag}^+}$ = transport entropy of the silver ion (S_{Ag^+} is the partial ionic entropy of

der OSEE aus Abb. 2 übernommen und gegenüber den verschiedenen Wartezeiten aufgetragen. Bei Kurve b) erfolgte während 1–2 sec kurzzeitige Lichteinstrahlung in den angegebenen Meßpunkten. Die Übereinstimmung der beiden Kurven bestätigt, daß durch die kurze Lichteinwirkung die Elektronenkonzentration an der Oberfläche nicht wesentlich verändert wird.

Die Untersuchungen zeigen, daß sich mit Hilfe der OSEE die Aufladung von Polymeren studieren läßt. Eine Verwendung dieser Materialien als Exoelektronendosimeter ist jedoch zumindest bei optischer Stimulierung auf Grund der gefundenen Ergebnisse nicht möglich.

Der Fraunhofer-Gesellschaft zur Förderung der angewandten Wissenschaften danken wir für Zuwendungen.

Ag^+ in the solid and $Q_{\text{Ag}^+}^*$ is the heat of transport of Ag^+); S_{e}^* = transport entropy of the electron in the metal. Numerical values for S_{Ag} and S_{e}^* are available in literature³: from (2) S_{Ag}^* can be easily calculated by means of the experimental values of ε .

Results

Plots ε vs. $1/T$ are given in Figs. 1 and 2, respectively for α -AgI and for the compounds KAg_4I_5 , RbAg_4I_5 , $\text{NH}_4\text{Ag}_4\text{I}_5$ and $(\text{CH}_3)_4\text{NI} \cdot 6.5 \text{ AgI}$ (the last recently found by OWENS⁴): in each case the high-conductivity temperature range is considered. Figure 3 reports the results obtained for Ag_2HgI_4 and Ag_3SI .

Values of ε , along with the corresponding transport entropies of the silver ion as calculated according to (2), are summarized in Table 1.

It can be observed that the transport entropies for the investigated MeAg_4I_5 salts are close to the value $4/5 S_{\text{Ag}}^*$ as calculated for α -AgI: this might mean that going from α -AgI to MeAg_4I_5 the S_{Ag^+} and $Q_{\text{Ag}^+}^*$ terms remain approximately constant. For what regards α - Ag_3SI the thermoelectric power shows a strong and non-linear dependence on $1/T$: probably, for this compound, the transport mechanism is not a single one and there are also electronic contributions.

TAKAHASHI et al.⁵ have recently reported the following thermoelectric measurements on the solids

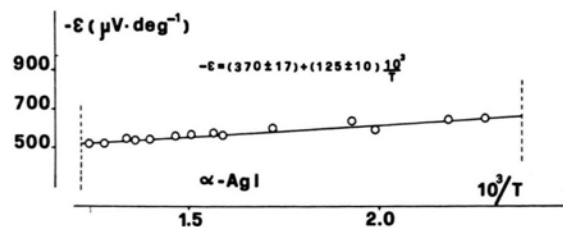
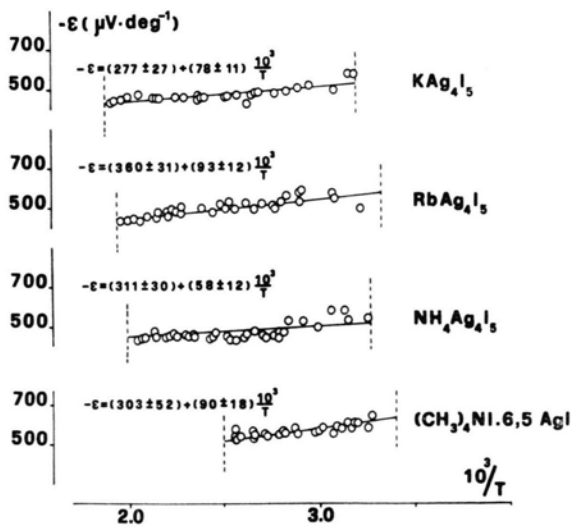


Fig. 1. Thermoelectric power of α -AgI (from 147 to 552 °C) as a function of $1/T$ (°K).

Table 1. Values of ε ($\mu\text{V}/\text{deg}$) and of $S_{\text{Ag}^+}^*$ (in $\text{cal}/\text{deg}\cdot\text{g ion}$) at various temperatures. The values for $\alpha\text{-AgI}$ below 147°C are extrapolated.

$T^\circ\text{K}$	$\alpha\text{-AgI}$		KAg_4I_5		RbAg_4I_5		$T^\circ\text{K}$	$\beta\text{- and } \alpha\text{-Ag}_3\text{SI}$	
	$-\varepsilon$	$S_{\text{Ag}^+}^*$	$-\varepsilon$	$S_{\text{Ag}^+}^*$	$-\varepsilon$	$S_{\text{Ag}^+}^*$		$-\varepsilon$	$S_{\text{Ag}^+}^*$
300	787	28.4	537	22.6	570	23.4	300	479	21.3
350	727	27.9	500	22.7	526	23.3	350	479	22.2
400	683	27.7	472	22.9	493	23.4	400	479	23.0
450	648	27.7	450	23.1	467	23.5	450	479	23.8
500	620	27.7	433	23.4	446	23.7	500	358	21.6
							550	350	22.1
							600	324	22.0
							650	283	21.6
							700	229	20.8
							750	162	19.8
							800	92	18.6
$T^\circ\text{K}$	$\text{NH}_4\text{Ag}_4\text{I}_5$		$(\text{CH}_3)_4\text{NI}\cdot 6.5\text{ AgI}$		$\alpha\text{-Ag}_2\text{HgI}_4$		$T^\circ\text{K}$	$\beta\text{- and } \alpha\text{-Ag}_3\text{SI}$	
	$-\varepsilon$	$S_{\text{Ag}^+}^*$	$-\varepsilon$	$S_{\text{Ag}^+}^*$	$-\varepsilon$	$S_{\text{Ag}^+}^*$		$-\varepsilon$	$S_{\text{Ag}^+}^*$
300	504	21.8	603	24.1	—	—	600	324	22.0
350	477	22.2	560	24.1	—	—	650	283	21.6
400	456	22.5	528	24.2	871	31.3	700	229	20.8
450	440	22.9			727	28.8	750	162	19.8
500	427	23.2					800	92	18.6

Fig. 2. Thermoelectric power of KAg_4I_5 (from 36 to 253°C), RbAg_4I_5 (from 27 to 232°C), $\text{NH}_4\text{Ag}_4\text{I}_5$ (from 32 to 232°C) and $(\text{CH}_3)_4\text{NI}\cdot 6.5\text{ AgI}$ (from $\cong 25$ to $\cong 120^\circ\text{C}$) as a function of $1/T$ ($^\circ\text{K}$).

RbAg_4I_5 and $\text{NH}_4\text{Ag}_4\text{I}_5$:

$$\varepsilon_{\text{RbAg}_4\text{I}_5} = -303 - 7.8 \cdot 10^4/T \text{ (}\mu\text{V/deg)},$$

$$\varepsilon_{\text{NH}_4\text{Ag}_4\text{I}_5} = -297 - 9.3 \cdot 10^4/T \text{ (}\mu\text{V/deg)}.$$

These results can be compared with those reported in Figure 2.

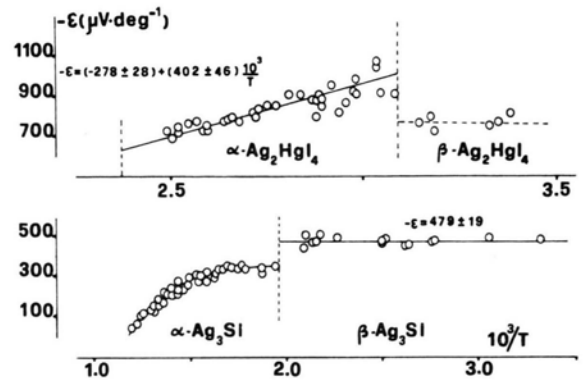
According to Takahashi the sum [see Eq. (2)]:

$$\sum S = S_{\text{Ag}} - S_{\text{Ag}^+} - S_{\text{e}}^* \quad (3)$$

can be considered as temperature independent owing to a compensation of the temperature coefficients of the two terms S_{Ag} and S_{Ag^+} . From (2) it follows:

$$\varepsilon \mathcal{F} = \sum S - Q_{\text{Ag}^+}^*/T. \quad (4)$$

Thus, the slope of the function $\varepsilon \mathcal{F}$ vs. $(1/T)$ gives directly the heat of transport $Q_{\text{Ag}^+}^*$. However, the tem-

Fig. 3. Thermoelectric power of Ag_2HgI_4 (from 50 to 158°C) and Ag_3SI as a function of $1/T$ ($^\circ\text{K}$).

perature independence of sum (3) is an approximation to be used with some caution.

Should it be possible to evaluate the ionic entropy of the silver ion in these systems, the heat of transport $Q_{\text{Ag}^+}^*$ would be immediately obtained on the basis of ε measurements. Unfortunately the S_{Ag^+} value is not directly measurable and can only be estimated in some particular cases. Let us consider, e. g., the compound RbAg_4I_5 . Calorimetric measurements by JOHNSTON et al.⁶ give a standard entropy value at 300°K of 147.07 e. u. The lattice disorder due to the Ag^+ ions contributes to this quantity with 13.06 e. u. As a first approximation, the S_{Ag^+} term can be considered as the sum of a vibrational contribution, which can be roughly estimated as $1/10$ of the value $147.07 - 13.06$ ($\cong 13.4$), and a configurational one, equal to $13.06/4$ ($\cong 3.3$). It follows that the value of S_{Ag^+} at 300°K can be estimated at 16.7 . With this value and with $S_{\text{Ag}^+}^* = 23.4$ (see Table 1) the term $Q_{\text{Ag}^+}^*/T$ can be estimated at 6.7 , and finally $Q_{\text{Ag}^+}^*$ at 2.0 kcal/g ion.

On the other hand, the results reported in Fig. 2 give, with Eq. (4), a value of $Q_{\text{Ag}^+}^* = 2.1$ kcal/g ion. Both computations are rather crude, nevertheless the agreement between the heat of transport values seems to be interesting.

Experimental

The experimental equipment has been described in detail previously⁷.

- ¹ See, e. g., R. T. FOLEY, *J. Electrochem. Soc.* **116**, 13 c [1968]; B. B. OWENS, *Solid Electrolyte Batteries*, in *Adv. Electrochem. and Electrochemical Engineering* **8**, 1 [1971], J. Wiley, New York.
² C. SINISTRI, *Z. Naturforsch.* **20 a**, 1045 [1965].
³ For S_e^* see: B. R. SUNDHEIM and J. ROSENTRICH, *J. Phys. Chem.* **63**, 419 [1959]; for S_{Ag} see: D. R. STULL and G. C. SINKE, *Thermodynamic Properties of the Elements*, Ed. Amer. Chem. Soc. **1956**, p. 185.
⁴ B. B. OWENS, *J. Electrochem. Soc.* **117**, 1536 [1970].

The salts were prepared according to methods available in the literature^{4, 8-10}. In every case the products were controlled by x-ray diffraction and thermal analysis.

- ⁵ T. TAKAHASHI, O. YAMAMOTO, and E. NOMURA, *Denki Kagaku* **38**, 360 [1970].
⁶ W. V. JOHNSTON, H. WIEDERSICH, and G. W. LINBERG, *J. Chem. Soc.* **51**, 3739 [1969].
⁷ E. PEZZATI, *Atti Soc. Peloritana* **16**, 21 [1970].
⁸ B. B. OWENS and G. R. ARGUE, *Science* **157**, 308 [1967].
⁹ T. TAKAHASHI and O. YAMAMOTO, *Electrochim. Acta* **11**, 779 [1966].
¹⁰ J. A. A. KETELAAR, *Z. Krist.* **80**, 190 [1931].

Der Diffusionskoeffizient im Temperaturgradienten

H. KORSCHING

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München
 (Z. Naturforsch. **27 a**, 1381 [1972]; eingegangen am 19. Juni 1972)

The Diffusion Coefficient in a Temperature Gradient

DICAIVE und EMERY¹ haben aus Messungen mit einer Diaphragmazelle im Temperaturgradienten 20 bis 40% größere Diffusionskoeffizienten gefunden als in Versuchen unter isothermen Bedingungen. Dies von der Theorie her unverständliche Ergebnis legte weitere Messungen nahe.

Bei der Messung des elementaren Soret-Effekts läßt sich aus der Zeitabhängigkeit der Entmischung ein Wert für die charakteristische Zeit Θ und damit für den Diffusionskoeffizienten D ableiten². Für die Messungen wurde das System n-Heptan – n-Hexadecan gewählt, für das in der Literatur genaue Werte für D vorliegen. Bei 25,1°C und einem Molenbruch von 0,106 in n-Hexadecan wurde so in mehreren Versuchen den Wert $10^5 \cdot D = 1,60 \pm 0,06 \text{ cm}^2/\text{sec}$ aus den Thermodiffusionsmessungen erhalten. Für dieselbe Temperatur und Konzentration haben BIDLACK und ANDERSON³ mit einer interferometrischen Methode $10^5 \cdot D = 1,586 \pm 0,015$ unter isothermen Versuchsbedingungen gefunden. Es ergibt sich also kein Hinweis im Sinne des oben erwähnten Effekts.

¹ S. DICAIVE u. A. H. EMERY, *Industr. Eng. Chem. Fundamentals* **7**, 95 [1968].

² H. KORSCHING, *Z. Naturforsch.* **24 a**, 444 [1969].

³ D. L. BIDLACK u. D. K. ANDERSON, *J. Phys. Chem.* **68**, 3790 [1964].

Bemerkung zum Einfluß amorpher Kohlenstoffzwischen-schichten auf die Epitaxie von Gold auf Steinsalz

M. PAUNOV *

Bulgarische Akademie der Wissenschaften
 Institut für Physikalische Chemie Sofia, Bulgarien

und M. HARSDORFF

Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg
 (Z. Naturforsch. **27 a**, 1381–1382 [1972]; eingegangen am 26. Mai 1972)

Note on the Influence of Interfacial Amorphous Carbonlayers on the Epitaxy of Gold on Rocksalt

Some authors reported that the surfaces of solids exhibit "long range effects" which are responsible for the oriented crystallization on amorphous interfacial layers. In the present

paper it is shown that probably holes or thin parts of the carbonlayers cause the orientation of the deposits.

Bei Orientierungsexperimenten auf mit amorphen Zwischenschichten bedeckten Einkristalloberflächen wird von einigen Autoren behauptet, daß selbst bei Zwischenschichtdicken von einigen hundert Å eine Orientierung des Aufdampfmaterials nach den kristallographischen Achsen der Unterlage erfolgt^{1, 2}; in anderen Arbeiten wird gezeigt, daß der Einfluß der Unterlage schon nach wenigen Atomlagen der amorphen Zwischenschicht abgeklungen ist³⁻⁵. In der vorliegenden Arbeit soll von einigen, bei Keimbildungsexperimenten am System Gold – Kohlenstoff gemachten Beobachtungen berichtet werden, die Hinweise für die Aufklärung der vorliegenden Diskrepanzen liefern können.

1. Experimentelle Voraussetzungen

Auf in Luft gespaltenen Einkristallen von optisch reinem Steinsalz wurde bei einem Druck von $5 \cdot 10^{-6}$ Torr in einer Aufdampfanlage durch Elektronenstrahlverdampfung eine ca. 150 Å dicke amorphe Kohlenstoff-

* Zur Zeit Stipendiat der Alexander v. Humboldt-Stiftung am Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg.

schicht aufsublimiert, um geeignete Unterlagen für Keimbildungsexperimente am System Gold–Kohlenstoff herzustellen. Für die Keimbildungsexperimente wurde die amorphe Kohlenstoffschicht auf dem NaCl-Kristall belassen, nach der Kohlesublimation auf die gewünschte Unterlagertemperatur aufgeheizt und dann mit Gold bedampft. Die aus Kohle und Goldkristalliten bestehenden Schichten wurden nach Weglösen der Steinsalzkristalle im Elektronenmikroskop** untersucht. Die in der vorliegenden Arbeit diskutierten Aufnahmen stammen aus einer Serie mit der Unterlagertemperatur von $T = 647^\circ\text{C}$ und einer Aufdampftrate von $N_D = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Die Aufdampfzeit betrug 240 sec.

2. Ergebnis der Untersuchungen

In Abb. 1 ist im linken Teil das elektronenmikroskopische Bild einer Aufdampfschicht an einer typischen, repräsentativen Stelle dargestellt. Im rechten Teil der Abb. 1 ist das zugeordnete Beugungsbild gezeigt. Man erkennt, daß bei einer Dicke der amorphen Zwischenschicht von etwa 150 \AA keine Azimutalorientierung zu beobachten ist. Aus dem gegenüber dem (200)-Ring verstärkten (111)-Ring im Debye-Scherrer-Diagramm kann man lediglich schließen, daß die Goldatome sich in dichtester Kugelpackung auf der amorphen Unterlage anordnen, die Kontaktfläche Gold–Kohlenstoff also eine (111)-Fläche ist.

In bestimmten Objektbereichen beobachtet man jedoch ein völlig anderes Verhalten. Die Abb. 2 zeigt, daß neben den im größten Flächenbereich der Schichten beobachteten kleinen Goldkristalliten größere Kristalle mit ausgeprägten kristallographischen Formen erscheinen. Die in der Projektion quadratisch erscheinenden Kristallite mit parallelen kristallographischen Achsen lassen den Schluß zu, daß eine von der Steinsalz-Unterlage verursachte azimutale Ausrichtung vorliegt. Ein

Hinweis auf die Richtigkeit dieser Vermutung ist das Auftauchen von Einkristallreflexen im Beugungsdiagramm bei Feinbereichsbeugungen des betreffenden Bereichs (rechter Teil der Abb. 2). Der Beweis läßt sich durch Dunkelfeldabbildung unter Verwendung eines der Einkristallreflexe führen. Die entsprechende Aufnahme ist in Abb. 3 dargestellt. Alle im Hellfeldbild als besonders groß und parallel ausgerichtet erscheinenden Kristallite sind im Dunkelfeldbild hell, streuen also in den zur Abbildung verwendeten (200)-Reflex.

Ohne jeden Zweifel ist diese Erscheinung nur durch einen durch den Steinsalzkristall verursachten Orientierungseffekt zu erklären, da die amorphe Kohlenstoffschicht für sich keine bevorzugte Richtung in der Ebene der Oberfläche festzulegen in der Lage ist.

Sollten weitreichende Kräfte in der Lage sein, durch eine 150 \AA dicke Kohlenstoffschicht hindurch Ausrichtungseffekte auszulösen, so müßte die in Abb. 2 sichtbare Kristallitkonfiguration häufiger sein als beobachtet. Die ausgesprochene Seltenheit dieser Erscheinung erlaubt nur die plausible Erklärung, daß die ausgerichteten Goldkristallite an den Stellen entstanden sind, an denen die amorphe Zwischenschicht entweder Löcher oder zumindest dünne Stellen aufweist. Der, verglichen mit den nicht ausgerichteten Nachbarkristalliten, sehr viel größere Durchmesser läßt darauf schließen, daß bei Beginn des Kondensationsvorgangs besonders viel Substanz im Bereich dieser Störstellen abgesetzt wird. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit allen Dekorationsexperimenten⁶, bei denen dieser Effekt zur Sichtbarmachung von Defekten verwendet wird.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Geräten. Der Alexander v. Humboldt-Stiftung sei für die Verleihung eines Forschungsstipendiums an Dr. M. PAUNOV gedankt.

** Philips EM 200.

¹ G. I. DISTLER, Proceedings of the Colloquium of Thin Films 1967 (38–44), Publishing House of the Hungarian Academy of Sciences.

² Y. M. CERASIMOV u. G. I. DISTLER, Naturwissenschaften 3, 132 [1968].

³ M. S. KHIDR, P. IGNÁZ u. J. F. PÓCZA, Proceedings of the Second Colloquium of Thin Films 1967 (56–62); Publishing House of the Hungarian Academy of Sciences.

⁴ K. HAYEK u. U. SCHWABE, Surf. Sci. 2, 329 [1970].

⁵ M. HARSORFF, R. W. ADAM u. H. H. SCHMEISSER, Kristall und Technik 5, 279 [1970].

⁶ H. BETHGE u. W. KELLER, Z. Naturforsch. 15 a, 271 [1960]

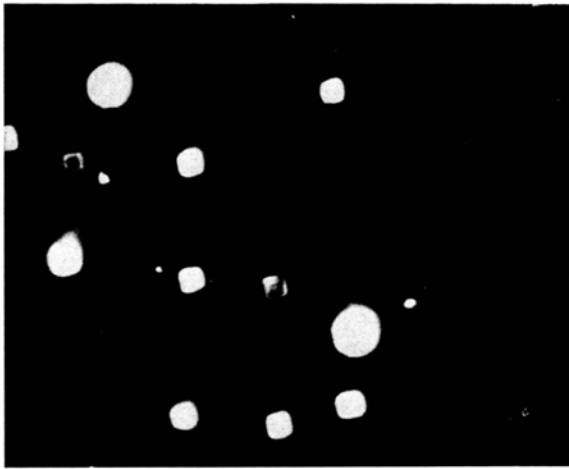


Abb. 3.

Abb. 1. Elektronenmikroskopisches Bild und Beugungsdiagramm einer Goldinschicht, aufgedampft auf mit 150 Å Kohlenstoff bedecktem Steinsalz. Aufnahme an einer typischen für die Schicht repräsentativen Stelle. Vergrößerung 61 000 ×.

Abb. 2. Elektronenmikroskopisches Bild und Beugungsdiagramm einer Goldinschicht, aufgedampft auf mit 150 Å Kohlenstoff bedecktem Steinsalz (100-Spaltfläche). Aufnahme an einer Stelle mit Defekten. Vergrößerung 156 000 ×.

Abb. 3. Dunkelfeldaufnahme des gleichen Objektbereichs wie in Abbildung 2. Zur Abbildung verwendeter Reflex (200).

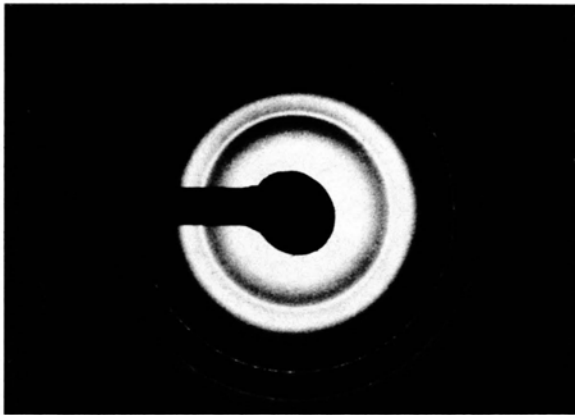


Abb. 1.

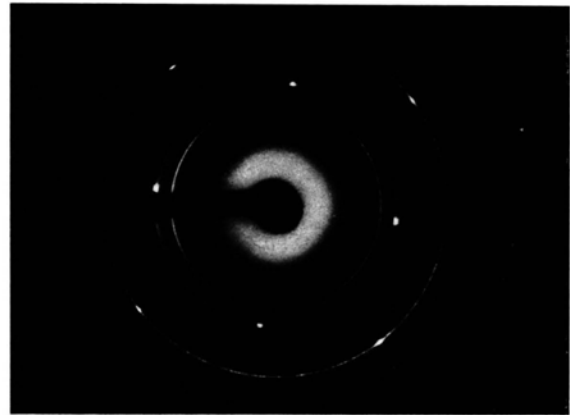
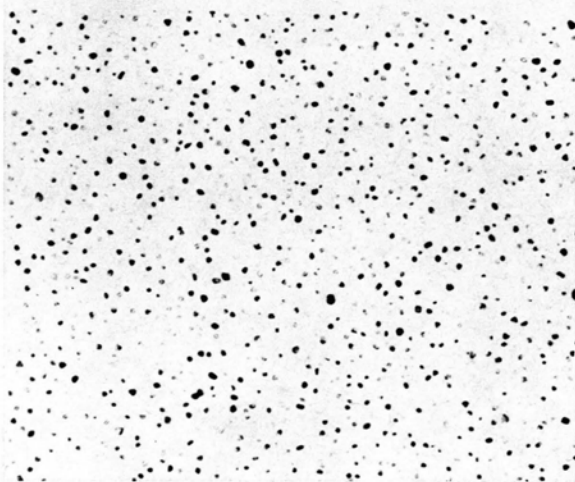


Abb. 2.

