

der Vergleich von Beugungsbildern verschiedener Pole sehr erschwert.

Bei kleinen Spannungsänderungen bewegen sich alle Reflexe relativ zu einem Zentrum, das dem Spiegelreflex an der Oberfläche entspricht; es macht sich also keine Facettierung der Oberfläche bemerkbar. Die Spannungsänderung, die ein Reflex erträgt, ohne im Untergrund zu verschwinden, ist ein Maß für die Länge seines Intensitätsbereichs (Stäbchen) im reziproken Gitter. Diese Stäbchen stellen die Schärfe dar, mit der die dritte LAUE-Bedingung erfüllt ist; ihre Länge wächst mit fallender Eindringtiefe der Elektronen in die Oberfläche. Da die Stäbchen senkrecht auf der Kristalloberfläche stehen, werden sie bei kugelförmigen Kristallen zu Doppelkegeln, deren Scheitel mit den Punkten des reziproken Gitters zusammenfallen; der Kegelwinkel ist gleich dem Zentriwinkel des bestrahlten Bereichs auf der Kristallkugel. Wenn sich mit veränderter Spannung die EWALD-Kugel vom Kegelscheitel entfernt, sollte bei kugelförmigen Kristallen der Durchmesser des Reflexes größer werden; damit nimmt zugleich seine Erkennbarkeit ab, denn der Elektronenstrom des Reflexes wird jetzt auf einen größeren Raumwinkel verteilt. Die Stäbchenlänge ist also scheinbar verringert gegenüber der Beugung an ebenen Präparaten. Dieses Verhalten konnte beobachtet werden.

Die Kugelgestalt sollte sich auch in einer anderen Weise auswirken: Verschiebt man den Kristall senkrecht zum Elektronenstrahl, so wird ein Oberflächenbereich getroffen, der im Mittel nicht mehr senkrecht zum Strahl liegt; die Orientierung des reziproken

Gitters bleibt dabei erhalten, die Stäbchen bzw. Kegelachsen drehen sich jedoch. Dadurch sollten sich alle die Reflexe verschieben, für die die EWALD-Kugel nicht durch den Scheitel geht. Diese Verschiebung sollte parallel sein zur Translation des Kristalls für die Reflexe, deren Scheitel außerhalb der EWALD-Kugel liegen. Reflexe mit Scheiteln innerhalb der EWALD-Kugel sollten sich in Gegenrichtung verschieben. Eine solche Umkehr der Bewegungsrichtung bei Änderung der Strahlspannung wurde beobachtet. Dabei tritt das Stillstehen der Reflexe bei Spannungen  $U_S$  auf, die ohne jede Korrektur aus der BRAGGSchen Gleichung folgen. Die Intensitätsmaxima der Reflexe wurden hingegen bei Spannungen  $U_{\max}$  beobachtet, die um  $\Delta U$  kleiner sind als  $U_S$ . Die Werte von  $\Delta U$  liegen zwischen 7 und 22 V; sie lassen bisher noch keine gesicherte systematische Abhängigkeit für verschiedene Pole und Reflexe erkennen. Da  $U_S$  unmittelbar aus der BRAGGSchen Gleichung folgt, liegt die Vermutung nahe, dies sei eine Folge der Interferenz von Elektronen, die nur an der Oberfläche gestreut sind. Der Einfluß der 3. LAUE-Bedingung kann auch ohne Eindringen der Elektronen unter die Oberfläche verstanden werden aus den Stufen<sup>9</sup> an der Oberfläche, wie sie bei der Kugelgestalt der Kristalle zu erwarten sind.

Herrn Prof. Dr. W. WAIDELICH danken wir sehr, daß er die Weiterführung der Arbeit in seinem Institut ermöglichte und sie mit großzügiger apparativer Hilfe unterstützte.

<sup>9</sup> J. J. LANDER u. L. MORRISON, J. Appl. Phys. **34**, 3517 [1963].

### Lichtelektrische Austrittspotentiale an kugelförmigen Kupferkristallen mit unberührter Oberfläche

P. KÖHLER

I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule  
Darmstadt

E. MENZEL

Institut A für Physik der Technischen Hochschule  
Braunschweig

(Z. Naturforsch. **20 a**, 1223—1225 [1965]; eingegangen am 26. Juli 1965)

Die Empfindlichkeit des lichtelektrischen Effekts gegenüber dem Zustand der untersuchten Oberfläche ist seit langem bekannt<sup>1</sup>. Da bisher manche Ergebnisse, etwa an Kupfer, nicht eindeutig sind, wurden

Untersuchungen an Kristallen mit unberührter Oberfläche<sup>2,3</sup> unternommen. Diese Proben erlauben zugleich Aussagen über den Einfluß der kristallographischen Orientierung. Weiter wurde die Wirkung von Adsorptionsschichten und von einer künstlich erhöhten strukturellen Fehlordnung untersucht.

Unberührte Kupferkristalle wurden zunächst im Hochvakuum (unter  $10^{-5}$  Torr) hergestellt durch Erstarren eines Schmelztropfens auf einem strombeheizten Wolframband<sup>2</sup>; ein Temperaturgradient sorgt für den Beginn der Erstarrung von einem

<sup>1</sup> H. SIMON u. R. SUHRMANN, Der Lichtelektrische Effekt und seine Anwendungen, Springer-Verlag, Berlin 1958.

<sup>2</sup> E. MENZEL, Optik **10**, 407 [1953].

<sup>3</sup> E. MENZEL, Rep. Progr. Phys. **26**, 47, The Institute of Physics, London 1963.



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.

Punkte aus. Die Kristalle haben die Form einer Halbkugel von etwa 5 mm Durchmesser, sie haften auf dem Wolframträger. Darauf wurden die Präparate in die Meßapparatur umgesetzt. Hier wurden sie in einem Vakuum von besser als  $1 \cdot 10^{-9}$  Torr (Vak-Ion-Pumpe) abermals aufgeschmolzen, sie erstarrten zu einem Kristall der alten Form. Beugung mit schnellen<sup>3</sup> und mit langsamen<sup>4</sup> Elektronen hatte die gute Struktur dieser Oberflächen erwiesen. Für die lichtelektrischen Untersuchungen diente als Strahlungsquelle eine Xenon-Hochdrucklampe mit einem Doppelmonochromator. Die Lichtsonde auf dem Kristall hatte einen Durchmesser von 0,5 mm. Der Kristall konnte im UHV gegenüber dieser Sonde um zwei Achsen gedreht werden. So ließ sich der Meßort innerhalb einer Kugelkappe mit einem Zentriwinkel von  $45^\circ$  beliebig verändern. Die Orientierung des Kristalls konnte erst nach den lichtelektrischen Messungen bestimmt werden, das geschah durch Ätzen oder leichtes Oxydieren. Der Photostrom lag bei einer Saugspannung von 10 Volt in der Sättigung, er betrug  $10^{-14}$  A und wurde auf 3% genau gemessen. Die relative Strahlungsleistung in der Lichtsonde wurde bei verschiedenen Wellenlängen gemessen mit einer Kombination von Fluoreszenzschicht und SEV. Im benutzten Bereich zwischen 260 und 245 nm liegen die Meßpunkte auf der FOWLER-Kurve.

Die Messungen der ersten Serie erfolgten an 4 Kristallen auf je etwa 24 Meßorten, die gleichmäßig über die Oberfläche verteilt waren; ihre kristallographische Orientierung war nicht bekannt. Die Austrittsarbeit wurde nach LESSEN<sup>5</sup> ermittelt aus den Photoströmen bei zwei benachbarten Wellenlängen ( $\lambda_1 = 255$  nm;  $\lambda_2 = 260$  nm). Die Austrittsarbeit erwies sich innerhalb der Meßsicherheit als unabhängig vom Kristallort. Das steht im Widerspruch zur bisher gemessenen Anisotropie der Austrittsarbeit<sup>6</sup> und Orientierungsabhängigkeit ihres Temperaturganges<sup>7</sup>; jene Messungen erfolgten an elektrolytisch polierten Oberflächen; sie wurden zur Reinigung im UHV getempert. Die Ergebnisse der ersten Serie und weitere Einzelmessungen an Kristallen mit unberührter Oberfläche ergaben an 141 Meßpunkten für die Austrittsarbeit einen Wert von  $(4,544 \pm 0,010)$  eV. Für die vier neuesten, mit bester Erfahrung hergestellten Kristalle betrugen die maximalen Abwei-

chungen von diesem Mittelwert an 95 Meßpunkten  $+0,032$  und  $-0,061$  eV. An früheren Kristallen mit weniger glatter Oberfläche hatten die Ergebnisse stärker gestreut.

Der Temperaturgang der Austrittsarbeit wurde bis  $660^\circ\text{C}$  verfolgt. Bei höheren Temperaturen störte die thermische Elektronenemission. Bei unberührten Kupferoberflächen nimmt die Austrittsarbeit mit steigender Temperatur ab (Abb. 1, Kurve 1 u. 2); das entspricht der Beobachtung von anderen Autoren<sup>7</sup>; nach dem Abkühlen stellt sich der Ausgangswert wieder ein.

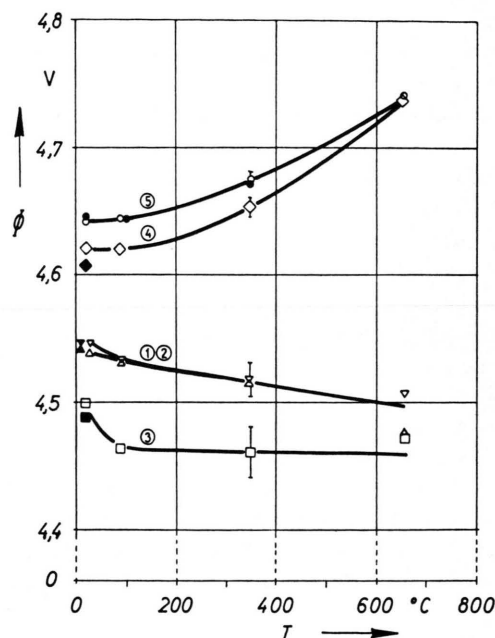


Abb. 1. Temperaturgang der Austrittspotentiale. Offene Zeichen: Bei ansteigender Temperatur; Massive Zeichen: Beim Wieder-Abkühlen. (1), (2): Unberührte Kupferoberflächen. (3): Nach Aufdampfen von Cu vom Wolframband aus. (4): Nach 32 Stunden in  $< 1 \cdot 10^{-8}$  Torr. (5): Nach 16 Tagen in  $< 1 \cdot 10^{-9}$  Torr.

Der lichtelektrische Effekt wird von chemischen Verunreinigungen der Oberfläche beeinflusst, aber auch von strukturellen Baufehlern. Bei unberührten Oberflächen läßt sich die Baufehlerdichte willkürlich erhöhen durch Aufdampfen von Kupfer<sup>8,9</sup>. Zu diesem Zweck befand sich ein heizbares Wolframband in der Nähe der Probe; beim Aufschmelzen der

<sup>4</sup> E. MENZEL u. O. SCHOTT, Z. Naturforschg. **20 a**, 1221 [1965].

<sup>5</sup> vgl. <sup>1</sup>, S. 28.

<sup>6</sup> N. UNDERWOOD, Phys. Rev. **47**, 502 [1935].

<sup>7</sup> E. H. BLEVIS u. C. R. CROWELL, Phys. Rev. **133**, A 580 [1964].

<sup>8</sup> G. KRAUSE, CHR. MENZEL-KOPP u. E. MENZEL, Phys. Status Solidi **6**, 121 [1964].

<sup>9</sup> G. KRAUSE, Dissertation, Braunschweig 1965.

Probe hatte sich Kupfer auf dieses Band niedergeschlagen; durch Heizen des Bandes konnte Kupfer auf die Probe zurücksублиmiert werden. Durch diese Aufdampfschichten wird die Austrittsarbeit der unberührten Oberfläche herabgesetzt. Bis zu  $660^{\circ}\text{C}$  ist der Temperaturkoeffizient der Austrittsarbeit negativ (Abb. 1, Kurve 3). Nach dem Abkühlen zeigt sich etwa das ursprüngliche Verhalten der Aufdampfschicht. Tempern oberhalb  $800^{\circ}\text{C}$  zerstört nach Beobachtung mit Elektronenbeugung die Fehlordnung der Aufdampfschichten<sup>8,9</sup>; bei der vorliegenden Untersuchung zeigten sich nach einer solchen Temperung die Werte der unberührten Oberfläche. Entsprechende Beobachtungen sind schon 1952 von FARNSWORTH und Mitarbeitern an Ag-(001)-Flächen gemacht worden<sup>10</sup>. Eine ähnliche Abhängigkeit der Austrittsarbeit von der Baufehlerdichte hatte sich bei anderen Autoren<sup>11,12</sup> gezeigt, die das Material auf gekühlte Träger aufgedampft hatten; darauf waren diese Schichten zur Rekristallisation getempert worden.

Bestand das Aufdampfblech nicht aus Wolfram, sondern aus Molybdän, so zeigten analoge Versuche ein anderes Ergebnis: blieb die Temperatur des Molybdäns während des Aufdampfens unter  $1500^{\circ}\text{C}$ , so war die Austrittsarbeit gegenüber der der unberührten Oberflächen erhöht. Nach höherer Tempera-

tur des Molybdäns war bis herab zu  $240\text{ nm}$  kein Photostrom mehr meßbar. Auch ein Aufschmelzen des Kupferkristalls stellte die ursprünglichen Verhältnisse nicht wieder her. Vom Molybdän kam demnach ein Stoff, der den lichtelektrischen Effekt von Kupfer vergiftet.

Um den Einfluß von Adsorptionsschichten zu prüfen, wurden Kupferkristalle etwa 15 Minuten lang mit  $4 \cdot 10^{-6}$  Torr begast durch Öffnen des Ventils zur Diffusionspumpe. Die Austrittsarbeit wurde bei Drucken unter  $1 \cdot 10^{-9}$  Torr gemessen. Sie war wieder unabhängig von der kristallographischen Orientierung der Oberfläche und lag im Mittel um  $0,02\text{ eV}$  höher als bei unberührten Oberflächen.

Im Arbeitsvakuum von weniger als  $1 \cdot 10^{-9}$  Torr ändern die unberührten Oberflächen ihre Austrittsarbeit nicht merklich, wenn weniger als 24 Stunden seit dem Erstarren vergangen sind. Nach längerer Zeit steigt die Austrittsarbeit langsam an. Der Temperaturgang läßt sich bis  $660^{\circ}\text{C}$  reversibel verfolgen (Abb. 1, Kurve 4 u. 5). Temperungen bei Temperaturen dicht unterhalb des Schmelzpunktes bringen die Austrittsarbeit wieder auf den ursprünglichen Wert der unberührten Kristalloberflächen.

Herrn Prof. Dr. W. WAIDELICH, Darmstadt, danken wir für die Möglichkeit, diese Arbeit in seinem Institut zu beenden und für großzügige Unterstützung mit Geräten.

<sup>10</sup> E. N. CLARKE u. H. E. FARNSWORTH, Phys. Rev. **85**, 484 [1952].

<sup>11</sup> F. BAUMANN, Z. Phys. **158**, 607 [1960].

<sup>12</sup> R. SUHRMANN u. G. WEDLER, Z. Angew. Phys. **14**, 70 [1962].

## Bestimmung des Gitterparameters von Chrom im Temperaturbereich von $20^{\circ}\text{C}$ bis $1500^{\circ}\text{C}$

S. MÜLLER und PH. DÜNNER

Institut für Theoretische Physik der Universität zu Köln,  
Abteilung für Metallphysik

(Z. Naturforsch. **20 a**, 1225—1226 [1965]; eingegangen am 31. Juli 1965)

An Chrom wurde die Änderung des Gitterparameters mit der Temperatur zwischen  $20^{\circ}\text{C}$  und  $1500^{\circ}\text{C}$  röntgenographisch bestimmt. Der Reinheitsgrad der Chrom-Probe ist aus Tab. 1 zu ersehen.

Elemente	Cr	Si	Mn	S	C	P	O
Gew.-Proz.	99,4	0,02	0,01	0,005	0,018	0,018	0,5

Tab. 1. Chemische Zusammensetzung des untersuchten Probenmaterials.

Die Messungen des Gitterparameters erfolgten in einer umgebauten Hochtemperaturkammer der Fa. UNICAM, Cambridge. In diese Kammer wurde ein aus einer Molybdändraht-Wicklung bestehender Ofen eingebaut, der unter einem Vakuum von mindestens  $10^{-4}$  Torr oder unter Helium-Schutzgas betrieben wurde.

Die polykristalline Chromprobe bestand aus einem massiven Stab, in den in der Mitte eine ebene Reflexionsfläche eingefräst war. Die Probe konnte an einer Exzeterschraube frei drehbar einjustiert werden, so daß die Reflexionsfläche zentrisch in der Kammer stand und vom Primärstrahl voll getroffen wurde. Bei bekannter Wellenlänge der Primärstrahlung ließ sich zu einem bestimmten Reflex der zugehörige Glanzwinkel berechnen und genau einstellen. Ein Zählrohrdiffraktometer registrierte die reflektierte Linie. Über Einzelheiten dieses Meß-