

teils matt. Alle untersuchten Schichten waren so dünn, daß ihre Orientierung nur mit Elektroneninterferenzen in Reflexion untersucht werden konnte.

Die aus der Schmelze hergestellten Kupferkristalle<sup>3</sup> zeigten bei der Elektronenbeugung meist gute Kristallqualität, sie lieferten z. Tl. auch Kikuchi-Bänder. Die darauf gewachsenen Cu<sub>2</sub>O-Kristalle von etwa 1/10 mm Dicke geben ebenfalls Punktdiagramme und gelegentlich Andeutungen von Kikuchi-Bändern; öfter waren die Cu<sub>2</sub>O-Reflexe im Winkel-

auf (110)-, (331)-, (111)- und (112)-Polen; es wurden Elektronenbeugungsaufnahmen unter verschiedenen Azimuten gemacht.

Es ergab sich, daß die typischen beim Oxydationsversuch gefundenen Orientierungen auch beim Reduktionsversuch auftreten, nämlich die parallele Orientierung und diejenigen Orientierungen, die der systematisch verkippte antiparallele Cu<sub>2</sub>O-Kristallit in bezug auf die Unterlage annimmt. Im Reduktionskupfer traten stets alle genannten Orientierungen

Cu → Cu <sub>2</sub> O				Cu <sub>2</sub> O → Red.-Cu			
parallele Ketten		parallele Ebenen		parallele Ketten		parallele Ebenen	
Cu	Cu <sub>2</sub> O	Cu	Cu <sub>2</sub> O	Cu <sub>2</sub> O	Cu	Cu <sub>2</sub> O	Cu
a) parallel	[110] usw.	[110]	(110) usw.	a) parallel	[110] usw.	[110]	(110) usw.
b) „anti-parallel“	[110]	[110]	(111) (113) (001)	b)	[110]	[110]	(111) (110) (111) (110) (111) ?
				c)	[010]	[110]	(100) (111) ?
				d) ungeordnetes Red.-Cu			
				e) nicht gedeutete Reflexe			

Tab. 1.

bereich von wenigen Graden aufgesplittert und bekundeten damit eine geringere Kristallgüte des Oxyduls. Das Beugungsdiagramm der dünnsten Reduktionsschichten konnte gleichzeitig mit dem Diagramm der Cu<sub>2</sub>O-Unterlage beobachtet werden; das war für die Auswertung sehr bequem. Das Reduktionskupfer lieferte fast immer ein vollständiges — manchmal sehr schwaches — System von Debye-Scherrer-Ringen und zusätzliche Reflexe auf diesen Ringen. Diese Reflexe ordneten sich bei bestimmten Stellungen des Kristalls zu Schichtlinien; die Reflexe hatten meist die Form kurzer Bogenstücke. Das Reduktionskupfer bestand demnach aus einem ungeordneten Anteil und aus zur Unterlage orientierten Kristalliten. Aus der Bogenlänge der Reflexe folgten Lageschwankungen des orientierten Anteils in einem Winkelbereich von 5 bis 10°.

Die Analyse der Elektronenreflexe zeigte, daß stets Reduktionskupfer verschiedener Orientierung an einem Diagramm beteiligt war. Bei fast allen beobachteten Orientierungen lag das Kupfer mit einer Flächendiagonal-Kette parallel zu einer solchen des Cu<sub>2</sub>O, und zwar zu der Kette, die mit der makroskopischen Oberfläche den kleinsten Winkel bildet; jedoch bestand keine vollständige Faserstruktur mit dieser Kette als Faserachse. Die Reduktionsschichten wurden auf verschiedenen Polen der Cu<sub>2</sub>O-Unterlage untersucht, nämlich

durcheinandergreifend auf, wenn die charakteristische Cu<sub>2</sub>O-Verwachsungsfläche keine zu großen Winkel mit der makroskopischen Cu<sub>2</sub>O-Oberfläche bildet. Das Intensitätsverhältnis der verschiedenen Orientierungen schwankte jedoch von Probe zu Probe. Daneben zeigten sich noch andere schwächere Kupferreflexe, die zu andersartigen Verwachsungen gehören können; sie sind bisher noch nicht völlig gesichert und wurden deshalb in der vorstehenden Übersicht mit einem Fragezeichen versehen. Gelegentliche Zusatzreflexe, die nicht auf den Cu-Debye-Scherrer-Ringen lagen, weisen vielleicht auf eine neue Kupfermodifikation hin. Die obestehende Tabelle gibt die Übersicht der bei Oxydation und Reduktion beobachteten Verknüpfungen.

Die Gleichheit der Verknüpfungsregeln bei Oxydations- und Reduktionsschichten erhärtet allgemeine Überlegungen<sup>2,4</sup> zur Bedeutung der Metrik beider Gitter in den Verwachsungsebenen. Außerdem erweist sich eine der Regeln als nicht völlig zutreffend, die vor einiger Zeit für orientierte Reaktionsschichten gegeben worden sind<sup>5</sup>. Bei dem System Cu/Cu<sub>2</sub>O hat die Anlaufschicht im Oxydationsversuch das größere Molvolumen, sie erwies sich als gut orientiert. Für den Reduktionsversuch wäre nach der genannten Regel eine Orientierung nicht zu erwarten; unsere Reduktionsschichten zeigten aber Orientierungen zur Unterlage, wenngleich mit geringerem Ordnungsgrad.

Herrn Professor Dr. W. Kossel danken wir für sein freundliches Interesse an diesen Untersuchungen.

Gesichtspunkte für die Konstruktion einer Quelle positiver Ionen

Von W. Dällenbach\*

(Z. Naturforschg. 10a, 803—805 [1955]; eingeg. am 15. August 1955)

Vorstellungen, welche seinerzeit zum Verständnis der Vorgänge im Quecksilberdampfgleichrichter und zur Verbesse-

rung der Betriebssicherheit dieser Apparate beigetragen haben, scheinen geeignet als Ausgangspunkt für die Konstruktion einer Quelle positiver Ionen.

In ein Vakuumgefäß mit einer Atmosphäre von Quecksilberdampf und einer Glüh- oder Quecksilberkathode sei eine Anode 1 eingebaut, welche wie in Abb. 1 von einer ge-

\* Bern, Hallwylstr. 46 (Schweiz).



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.

genüber der Gefäßwand 2 isolierten Hülse 3 mit Blende 4 umgeben ist. Die von der Kathode nach der Anode 1 laufenden Elektronen müssen die Blende 4 passieren.

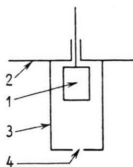


Abb. 1. Anode umgeben von Hülse mit Blende.

Abb. 2 zeigt für 5 verschiedene Quecksilberdampfdichten den Spannungsabfall  $u$  zwischen Anode 1 und Quecksilberkathode, der in Funktion des Gleichstromes  $i$ , welcher von der Anode 1 die Blende 4 passierte, gemessen worden ist<sup>1</sup>. In erster Näherung kann von diesen Charakteristiken folgendes gesagt werden:

Der Spannungsabfall  $u$  ist von  $i=0$  bis zu einer Grenzstromstärke  $i_s$  unabhängig von  $i$ . Von  $i=i_s$  an wächst  $u$ , ohne daß  $i=i_s$  sich ändert.  $i_s$  ist umso größer, je größer die Dichte des Quecksilberdampfes.

Letztere Eigenschaft wurde benutzt, um nach Eichung aus einer Messung des Grenzstromes  $i_s$  die Quecksilberdampfdichte zu bestimmen<sup>1</sup>.

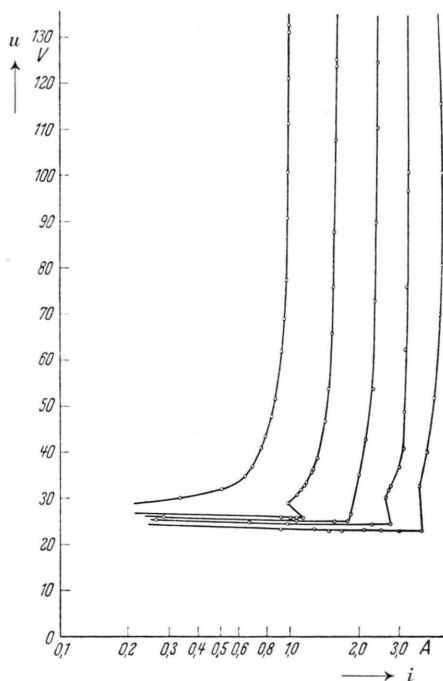


Abb. 2. Strom-Spannungs-Charakteristiken.

<sup>1</sup> Die Abb. 2 ist W. Dällenbach u. E. Gerecke, Elektrotechn. Z. 57, 937 [1936] entnommen.

<sup>2</sup> Die Theorie der elektrischen Doppelschicht als Grenze zwischen zwei Plasmen geht auf I. Langmuir, Phys. Rev. 33, 954 [1929] zurück. Deren Anwendung auf ein Gerät zur Messung der Dichte von Quecksilberdampf und auf

Die Charakteristiken Abb. 2 sind folgendermaßen gedeutet worden: Die aus dem Plasma zwischen Kathode und Blende 4 stammenden Elektronen finden beim Einschalten des Stromes  $i$  innerhalb der Hülse 3 zunächst kein Plasma von einer zum Neutralisieren der Elektronenraumladung ausreichenden Leitfähigkeit. Der dadurch verursachte erhöhte Spannungsabfall erzeugt im Hülseninnern eine zusätzliche Ionisation. Für einen Gleichstrom  $i$  stabilisieren sich diese Vorgänge zu einem Plasma höherer Leitfähigkeit, welches durch eine sogenannte Striktionskathode in der Blende 4 vom Plasma im Kathodenraum getrennt ist. Die Striktionskathode hat man sich als eine ähnlich einer Seifenblase in die Blendenöffnung eingespannte elektrische Doppelschicht vorzustellen, über welche der Spannungsabfall  $U$  besteht.

Zum Verständnis des Mechanismus der elektrischen Doppelschicht<sup>2</sup> geht man aus von einer reinen Elektronenströmung im Hochvakuum zwischen einer ebenen Glühkathode und einer im Abstand  $x$  dazu parallelen Anode. Begrenzt die Raumladung der Elektronen die unter der Spannung  $U$  übergehende Stromdichte  $I_e$ , so gilt bekanntlich

$$I_e = 2,33 \cdot 10^{-6} U^{3/2} / x^2, \quad (1)$$

worin  $I_e$  in A/cm<sup>2</sup>,  $U$  in V und  $x$  in cm. Die elektrische Feldstärke an der Kathode ist, solange die Begrenzung der Stromdichte durch die Raumladung besteht, gleich null.

Nimmt man an, die Anode emittiere eine Stromdichte  $I_p$  positiver Ionen, so kompensieren diese einen Teil der Elektronenraumladung. Das hat zur Folge, daß die Elektronenstromdichte  $I_e$  größer und die elektrische Feldstärke an der Anode infolge Schirmwirkung der Raumladung der positiven Ionen kleiner werden. Erreicht  $I_p$  den Wert entsprechend

$$I_p / I_e = \sqrt{m_e / m_p}, \quad (2)$$

so wird auch an der Anode die Feldstärke null und die Stromdichte  $I_e$  steigt gegenüber (1) auf

$$I_e = 2,33 \cdot 10^{-6} U^{3/2} / (0,73 x)^2; \quad (3)$$

$m_e$  und  $m_p$  sind die Massen von Elektron und positivem Ion. Da nun sowohl auf Seite der Kathode wie auf Seite der Anode die elektrische Feldstärke null ist, kann die Entladungsstrecke  $x$  ohne Elektroden im Raume freischwebend als elektrische Doppelschicht zwischen zwei Plasmen bestehen, wie dies von der Striktionskathode in der Blendenöffnung 4 angenommen wird. Für beispielsweise  $I_e = 10$  A/cm<sup>2</sup> und  $U = 9$  V berechnet sich aus (3)  $x = 0,034$  cm.

Vernachlässigt man die Geschwindigkeiten, mit welchen die Elektronen und die positiven Ionen in die elektrische Doppelschicht der Striktionskathode eintreten, so verlassen letztere der Elektronenstrahl in Richtung nach der Anode 1 und der Strahl positiver Quecksilberionen in Richtung nach der Kathode, beide mit der gleichen Voltgeschwindigkeit  $U$  und wegen (3) mit entgegengesetzt gleicher Impulsdichte, für welche man als Druck findet

$$p = 2,54 \cdot 10^{-4} \sqrt{U} I_e \text{ Torr.} \quad (4)$$

die Probleme des Quecksilberdampfgleichrichters finden sich in W. Dällenbach u. E. Gerecke, l.c.<sup>1</sup> und Elektrotechn. Z. 61, 705 und 734 [1940]. In letzterer Arbeit ist auch weitere Literatur betreffend das Problem der „Ionenverarmung“ angegeben.

Der Elektronenstrahl erhöht die Leitfähigkeit des Plasmas im Innern der Hülse 3. Der Strahl positiver Quecksilberionen kann in Gleichrichtern Zerstäubungserscheinungen an Metallschirmen, welche auf Seite der Kathode der Blende 4 gegenüber angeordnet sind, zur Folge haben. Für die obigen Werte für  $I_e$  und  $U$  folgt aus (4)  $p = 7,62 \cdot 10^{-3}$  Torr. Solange  $p$  bei wachsendem  $I_e$  zum Quecksilberdampfdruck vernachlässigbar klein bleibt, befindet man sich auf einem Ast  $\alpha = \text{const}$  der Charakteristiken Abb. 2. Wird  $p$  mit dem Quecksilberdampfdruck vergleichbar, so übertragen sowohl der Elektronenstrahl, wie der Strahl positiver Ionen merkliehe Beträge von Impuls und Energie auf den neutralen Quecksilberdampf. Diese Effekte setzen die Nachlieferung positiver Ionen aus dem Plasma im Innern der Hülse an die elektrische Doppelschicht herab. Zum Ausgleich dieses Fehlbetrags muß die Spannung  $U$  steigen, was aber auch  $p$  erhöht und unter Umständen eine weitere Abnahme der Nachlieferung positiver Ionen zur Folge hat. Wegen dieses Kreisprozesses ist ein mit wachsendem  $I_e$  rascher Anstieg von  $U$ , eventuell ein Instabilwerden und plötzliches Abreißen des Stromes zu erwarten. Tatsächlich sind diese Erscheinungen auf den Ästen  $i = i_s$  der Charakteristiken in Abb. 2 beobachtbar. Sie treten auch an durch Hülsen oder Deionisationsgittern geschützten Hauptanoden von Gleichrichtern auf und können gefährliche Überspannungen an in Reihe mit den Anoden befindlichen Induktivitäten verursachen. Für die Konstruktion einer Quelle positiver Ionen ist an diesen Erscheinungen wichtig, daß von der Striktionskathode einer durch eine Blende eingeschnürten Gasentladung ein Strahl positiver Ionen ausgeht, dessen Stromdichte in der Blendenöffnung und für Protonen nach (2)  $I_p = I_e/42,8$ , also ca. 2,3% der Elektronenstromdichte  $I_e$  betragen würde.

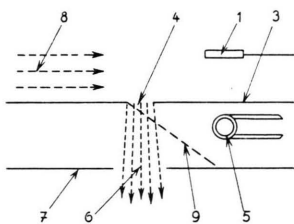


Abb. 3. Schema einer Ionenquelle.

Das Grundsätzliche einer derartigen Protonenquelle zeigt Abb. 3. In der der Hülse 3 entsprechenden Wand 3 befindet sich die Blendenöffnung 4, durch welche eine Gasentladung zwischen der Glühkathode 5 und der Anode 1 passiert. Der

<sup>3</sup> Der Vorschlag, bei Ionenquellen das Gas in einem Strahl mit Überschallgeschwindigkeit zuzuführen — wenn auch in anderer Weise als dies hier geschieht — stammt von Herrn Dipl. Ing. K. Weimer (Göttingen).

<sup>4</sup> Für die Berechnung der Verhältnisse bei der Expansion eines Gasstrahls von Überschallgeschwindigkeit um eine Kante vergl. Th. Meyer, „Über zweidimensionale Bewegungsvorgänge in einem Gas, das mit Überschallgeschwindigkeit strömt.“ Mitt. über Forschungsarbeiten VdI. Heft 62 (1908)

Wasserstoff werde (in der Abbildung) oberhalb der Wand 3 zugeführt. Außer dem von der Striktionskathode ausgehenden Ionenstrahl 6 werden Wasserstoffmoleküle und Wasserstoffatome durch die Blendenöffnung in den Raum unterhalb der Wand 3 diffundieren. Der Anteil dieser ungeladenen Partikel wird zum Anteil der Ionen kleiner werden, je näher man mit der Stromstärke  $i$  an die Grenzstromstärke  $i_s$  herangehen kann, ohne daß Instabilitäten der Entladung auftreten.

Die negative Raumladung der der Ionenstromdichte  $I_p$  entgegenlaufenden Elektronenstromdichte  $I_e$  wirkt offenbar wie die Oberflächenladung eines unendlich feinmaschigen und für positive Ionen voll durchlässigen zum Plasma negativ vorgespannten Gitters.

Um bei kleinem Verlust durch Diffusion ungeladener Partikel in der Umgebung der Glühkathode einen ausreichenden Gasdruck aufrechtzuerhalten, kann der Wasserstoff aus einer Laval-Düse in einem Strahl 8 mit Überschallgeschwindigkeit<sup>3</sup> parallel zur Blendenöffnung 4 zugeführt werden. Dieser Strahl expandiert dann an der Kante der Blendenöffnung<sup>4</sup> in den durch den Grenzstrahl 9 und die Wand 3 bestimmten Winkelraum mit der Glühkathode 5. Die zu 3 parallele Wand 7 erlaubt den durch 4 expandierenden Strahl abzufangen und bei gegenüber dem Vakuum unterhalb 7 erheblich höheren Druck einer Pumpe zuzuführen. Die Expansion des durch 4 hindurchtretenden Strahls *ausschließlich* in den Winkelraum zwischen 3 und 9 wäre dann zu erwarten, wenn das Gas als Kontinuum betrachtet werden dürfte. In Wirklichkeit werden immer entsprechend der Maxwell-Verteilung der Geschwindigkeiten Partikel in beliebigen Richtungen durch 4 in den Raum zwischen 3 und 7 gelangen, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, daß bereits der Strahl 8 infolge der Expansion in der Laval-Düse auf tiefe Temperatur gekühlt ist. Unterhalb von 7 ist die Optik anzuschließen, welche den Strahl 6 entsprechend fokussiert und beschleunigt, sowie eine Vakuumpumpe für die durch die Öffnung in 7 hindurchtretenden neutralen Partikel.

Man wird bei einer Anordnung nach Abb. 3 einen Ionenstrahl hoher Stromdichte in der Blendenöffnung erwarten können, der schon bei Voltgeschwindigkeiten von wenigen Volt räumlich getrennt ist vom neutralen Gas, das Umladungen und eine Verbreiterung des Energiespektrums im Strahl verursachen kann<sup>5</sup>.

Mit den oben angenommenen Werten für  $I_e$  und  $U$  ist für einen Wasserstoffdruck von 0,05 Torr in einer Blendenöffnung 4 von 0,01 cm<sup>2</sup> noch eine stabile Entladung zu erwarten, die — falls nur Protonen gebildet würden — einen Protonenstrahl von 2,3 mA liefern könnte.

und A. B e t z , „Mechanik elastischer Flüssigkeiten.“ Hütte  
Bd. I, 513–527, 1948.

<sup>5</sup> Die Möglichkeit, die vorliegenden Gesichtspunkte mit den auf dem Gebiet der Ionenquellen bestehenden, zum Teil in schwer zugänglicher Literatur verstreuten Erfahrungen vergleichen zu können, verdanke ich Herrn Dr. D. Kamke (Marburg), der mir in liebenswürdiger Weise Einblick gegeben hat in seinen demnächst im Handbuch der Physik, Bd. 33, erscheinenden Beitrag „Elektronen- und Ionenquellen“.