

## Zickzack-Kontrast an Versetzungen im Röntgen-Beugungsmikrogramm

Von W. MÖHLING

Physikalisch-Technisches Institut der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Bereich elektronische Halbleiter

(Z. Naturforschg. 19 a, 1129 [1964]; eingegangen am 29. Juni 1964)

Elektronenmikroskopische Aufnahmen von zur Probenfläche geneigten Versetzungen zeigen unter gewissen Bedingungen Zickzack-Kontrast<sup>1, 2</sup>. Ein ähnlicher Effekt konnte nun auch in LANGSchen RÖNTGEN-Beugungsmikrogrammen eines etwa 110  $\mu$  dicken CdS-Kristalls gefunden werden. Abb. 1 zeigt die mit MOK $\alpha_1$ -Strahlung ( $\mu d \sim 1,3$ ) gewonnenen Aufnahmen des (00.2)- und des (00. $\bar{2}$ )-Reflexes (Vorzeichen von  $c$  willkürlich). Die BURGERS-Vektoren aller abgebildeten Versetzungen sind

vom Typ  $\langle 00.1 \rangle$ . Neben einer Spiralversetzung H und Versetzungsstücken mit teilweise hohem Schraubencharakter S sind mehrere reine Stufenversetzungen E<sub>1</sub> und E<sub>2</sub> sichtbar. Auffällig ist, daß einige von diesen (E<sub>1</sub>) im (00.2)-Reflex eine deutliche Welligkeit (Zickzack-Kontrast) erkennen lassen, während andere (E<sub>2</sub>) glatt erscheinen. Da die Verhältnisse im (00. $\bar{2}$ )-Reflex, vermutlich durch die Polarität der  $c$ -Achse verursacht, umgekehrt sind, wird angenommen, daß es sich um einen Beugungseffekt handelt. Möglicherweise läßt sich dieser gleichermaßen deuten wie im elektronenmikroskopischen Fall. Ungeklärt ist noch, warum die „Zickzack-Perioden“ für verschieden lange Versetzungslinien offenbar gleich groß sind. Notwendige Voraussetzung dafür ist, daß alle Versetzungen gleiche Neigung zur Kristalloberfläche haben.

Eine ausführliche Mitteilung erfolgt an anderer Stelle.

\* Abb. 1 auf Tafel S. 1130 a.

<sup>1</sup> A. HOWIE, M. J. WHELAN, Proc. Roy. Soc., Lond. A **263**, 217 [1961].

<sup>2</sup> A. HOWIE, M. J. WHELAN, Proc. Roy. Soc., Lond. **267**, 206 [1962].

## Plasmabeschleunigung in expandierender Überschallströmung

Von TH. PETERS

DVL-Institut für Plasmadynamik, Stuttgart

(Z. Naturforschg. 19 a, 1129—1130 [1964]; eingegangen am 3. Juli 1964)

Stationäre Plasmaströmungen hoher Geschwindigkeit, die beispielsweise für Untersuchungen magnetogasdynamischer Probleme, für Plasmakanäle und für Antriebszwecke von Interesse sind, wurden bislang mit Plasmabrennern erzeugt, in denen die Gase mittels eines Lichtbogens aufgeheizt und anschließend in einer Düse nahezu adiabatisch entspannt werden<sup>1</sup>.

Bei adiabatischer Entspannung ergibt sich eine maximale erreichbare Geschwindigkeit, die, sofern die Geschwindigkeit des Gases in der Aufheizkammer vernachlässigt werden kann, gegeben ist durch

$$w_{\max}^2 = 2 h_0,$$

wo  $h_0$  die Enthalpie des Gases pro Masseneinheit in der Brennkammer bedeutet.

Aus kühlungstechnischen Gründen kann aber die Enthalpie  $h_0$  nicht beliebig gesteigert werden, wenn man versucht, hohe Geschwindigkeiten zu erreichen. So wird bei Verwendung von Wasserstoff in den erwähnten Plasmabrennern die Grenze für die maximal erreichbare Geschwindigkeit mit etwa 20 000 m/sec angegeben.

Im Zusammenhang mit ähnlichen Problemstellungen ist nun von ACKERET<sup>2</sup> und WINTERBERG<sup>3</sup> der Vorschlag gemacht worden, einem expandierenden Gas weitere Wärme zuzuführen, so daß die Expansion in einer Düse

beispielsweise isotherm vor sich geht. In diesem Falle ist die Ausströmgeschwindigkeit — unter der Annahme  $\kappa = c_p/c_V = \text{const}$  — gegeben durch

$$w^2 = 2 h_0 \frac{\kappa - 1}{\kappa} \ln \frac{p_0}{p},$$

wobei  $p_0$  den Druck im Brennraum und  $p$  den Druck am Ende der Entspannungsdüse bedeuten. Im Gegensatz zur adiabatischen Entspannung steigt die Ausströmgeschwindigkeit also bei gegebenem  $h_0$  in der Brennkammer ständig mit dem Druckverhältnis an.

Es liegt nahe, diese Art der Entspannung mit Aufheizung in Plasmabrennern, also mit Lichtbogenheizung, zu realisieren, wobei ein zusätzlicher Effekt, nämlich die von MAECKER<sup>4</sup> am Hochstromkohlebogen entdeckte Plasmabeschleunigung durch die  $j \times B$ -Kräfte des Eigenmagnetfeldes, damit kombiniert werden könnte.

Nach MAECKER'S Untersuchungen werden an jeder Engstelle in einer Bogenentladung, also beispielsweise in dem an der Kathode durch die Brennfleckbildung verengten kathodischen Bogenteil oder auch an künstlichen Engstellen, Plasmaströmungen in Richtung der sich erweiternden Bogensäule erzeugt. Bei Annahme einer mittleren Gasdichte  $\bar{\rho}$  ist die durch die eigenmagnetischen Kräfte erzeugte Geschwindigkeit mit der Stromstärke  $I$  und der Stromdichte  $j$  verknüpft durch

$$w^2 \sim I j / \bar{\rho}.$$

Dies besagt, daß eine möglichst große Stromstärke in einem Plasma möglichst geringer Dichte fließen soll, wobei noch zu beachten ist, daß die Bogenentladung sich von einer Engstelle aus räumlich ausbreiten muß.

<sup>1</sup> Th. PETERS, Astronaut. Acta **7**, 150 (1961).

<sup>2</sup> J. ACKERET, Proc. IX. Int. Astronautical Congr. Amsterdam 1958, Verlag Springer, Wien 1959, Vol. I, p. 277.

<sup>3</sup> F. WINTERBERG, Proc. IX. Int. Astronautical Congr. Amsterdam 1958, Verlag Springer, Wien 1959, Vol. I, p. 181.

<sup>4</sup> H. MAECKER, Z. Phys. **141**, 198 [1955].



In einer rein zylindrischen Bogensäule sind die LORENTZ-Kräfte ja lediglich radial nach innen gerichtet und erzeugen somit einen radialen Druckberg.

In der in Abb. 1 beschriebenen Anordnung wird versucht, die oben geforderte geometrische Konfiguration durch eine Plasmaströmung vorzugeben. Der linke Teil

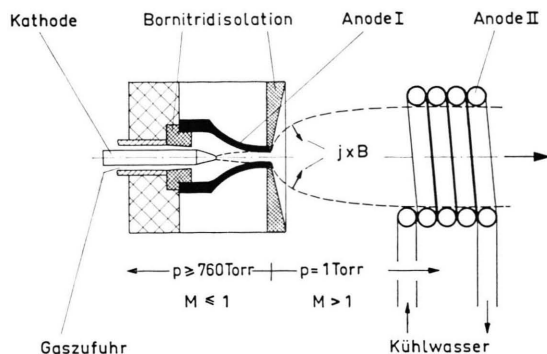


Abb. 1. Schematische Darstellung der Anordnung von Plasmabrenner und zusätzlicher Anode im Unterdruckgebiet.

stellt einen üblichen Plasmabrenner dar, in dem zwischen einem Wolframstift als Kathode und einer gekühlten konvergenten Düse als Anode der Lichtbogen brennt. Bei ausreichend engem Düsenenddurchmesser wird an der engsten Stelle Schallgeschwindigkeit erreicht. Ist nun der Druck auf der rechten Seite sehr viel tiefer als der Düsenenddruck, so expandiert der Strahl rasch unter Ausbildung einer glockenförmigen Geometrie auf Überschallgeschwindigkeit.

Somit sind die erforderlichen Bedingungen, Strahlgeometrie und kleine Dichte, durch die Strömung vorgegeben, aber es ist zunächst noch nicht klar, ob ein Hochstrombogen überhaupt in einer Überschallströmung geringer Dichte existenzfähig ist. Um dies untersuchen zu können, wurde in einiger Entfernung von dem Düsenende des Plasmabrenners eine zweite Anode angebracht. Diese stellt in diesem Versuch lediglich ein aus wasser-gekühlten Kupferrohren gewickeltes Rohrstück dar, durch welches das expandierende Plasma hindurchströmen kann. In einer späteren Ausführung wird diese Anode das Endstück einer Entspannungsdüse sein, die nach MAECKERS Kaskadenbogen-Prinzip<sup>5</sup> aus einzelnen, voneinander isolierten und gekühlten Kupferplatten zusammengesetzt wird.

Die gesamte Versuchsanordnung ist in einem Vakuum-tank untergebracht, der stationär mit einer Pumpe von  $3000 \text{ m}^3/\text{h}$  Förderleistung bis auf 1 Torr abgepumpt werden kann. Zu Beginn des Versuches brennt der Lichtbogen nur im Hochdruckteil zwischen der Kathode und Anode 1. Abb. 2 zeigt die dabei erzeugte Plasma-

strömung im Unterdruckgebiet. Hinter dem Düsenende mit einem Durchmesser von 3 mm verbreitert sich der Strahl auf 35 mm und berührt dabei die Wandungen der Anode 2. Schließlich wird Anode 2 hinzu- und Anode 1 abgeschaltet, so daß der Lichtbogen sowohl im Hochdruck- als auch im Niederdruckgebiet in der Über-

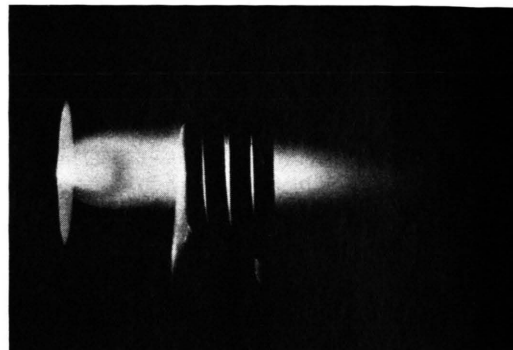


Abb. 2. Erweiterung des Plasmastrahles im Unterdruckgebiet, Aufheizung nur zwischen Kathode und Anode 1.

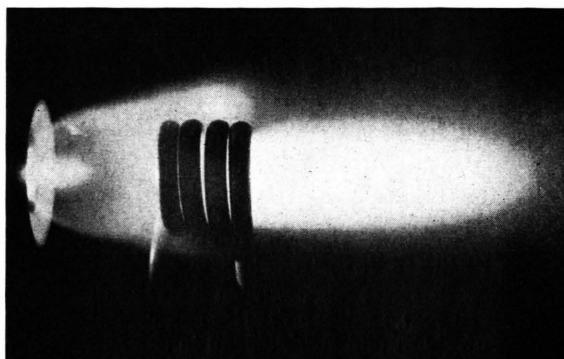


Abb. 3. Plasmastrahl im Unterdruckgebiet mit Aufheizung. Anode 2 wirksam, Anode 1 abgeschaltet.

schallströmung brennt. Abb. 3 läßt vermuten, daß die Lichtbogenentladung über den gesamten Strahldurchmesser ziemlich gleichmäßig verteilt ist. Wegen der zusätzlichen Aufheizung dehnt sich die Strömung hier seitlich weiter aus. Das Bild zeigt den stationären Betrieb mit Argon bei einer Stromstärke von 230 A und 45 V Bogen-spannung.

Sinn dieser Untersuchung war, zunächst zu prüfen, ob ein Hochstromlichtbogen in einer expandierenden Überschallströmung existenzfähig und stabil ist. Zur Zeit werden spektroskopische Messungen durchgeführt, die Aufschluß über das vermutlich auftretende Nichtgleichgewicht hinsichtlich der Temperaturen der Plasmakomponenten bringen sollen. Hierüber soll später berichtet werden.

<sup>5</sup> H. MAECKER, Z. Naturforsch. 11 a, 457 [1956].

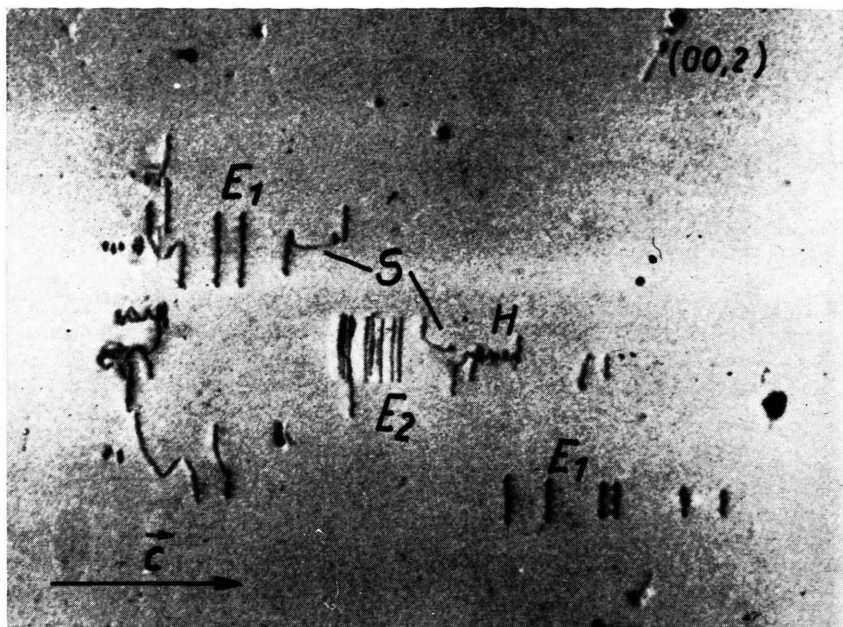


Abb. 1 a.

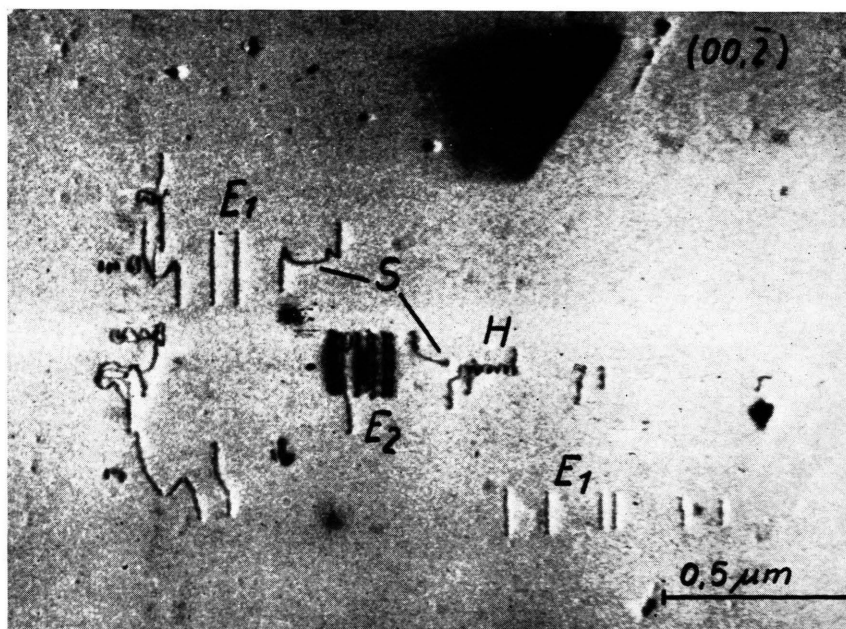


Abb. 1 b.

Abb. 1. Beugungsmikrogramme nach LANG eines etwa  $110 \mu$  dicken CdS-Kristalls. a)  $(00,2)$ -Reflex mit Zickzack-Kontrast an den Versetzungen  $E_1$ . b)  $(00,2)$ -Reflex mit Zickzack-Kontrast an den Versetzungen  $E_2$ .  
Die Maßstabsangabe muß richtig heißen:  $0,5 \text{ mm}$ .

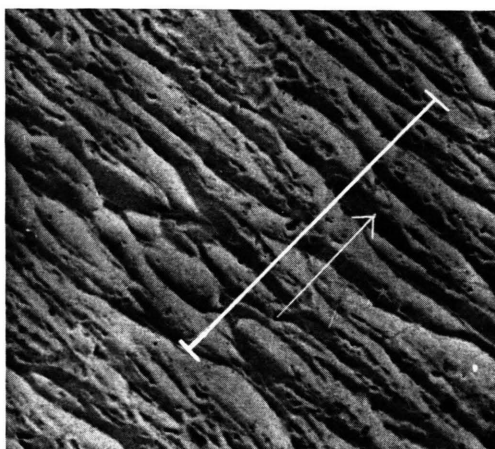


Abb. 1 a. Elektronenmikroskopische Aufnahme der chemisch geätzten Kupferoberfläche, 110-Ebene. Die eingezeichnete Strecke entspricht  $2,8 \mu\text{m}$ .

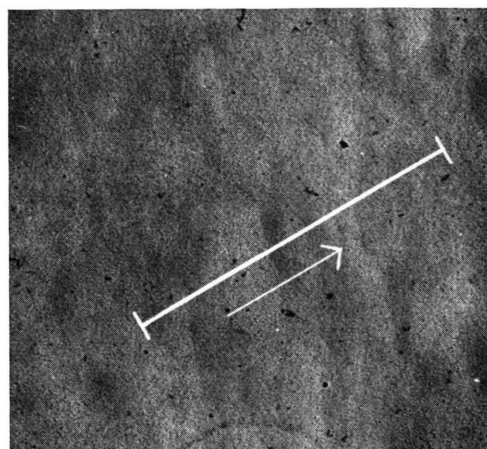


Abb 1 b. Elektronenmikroskopische Aufnahme der Oberfläche in Abb. 1 a nach Beschuß mit  $9 \cdot 10^{17}$  Krypton-Ionen ( $2,9 \text{ keV}$ ) /  $\text{cm}^2$ . Die Dicke der dabei abgetragenen Schicht wäre bei ebener Oberfläche rd.  $4000 \text{ \AA}$  gewesen. Die eingezeichnete Strecke entspricht  $2,8 \mu\text{m}$ .