

Kristallbildung. Bei Gittern mit metallischer Bindung wie Au, Ag, Cu u. a. scheinen dagegen Keime mit Flächengitter-Struktur, also mit Streuung nach v. LAUE³, nicht vorhanden zu sein. Dieser unterschiedliche Kristallisationsvorgang ist sicherlich auf die Korngröße der erstarrten Schmelzen von entscheidendem Einfluß. Die Gitter mit 8er-Koordinaten wie z. B. die Alkalimetalle besitzen noch einen deutlichen homöopolaren Bindungsanteil, andererseits zeigen sie aber eine ausgeprägte metallische Leitfähigkeit (metallische Bindung). Diese Elemente sind offenbar zwischen den beiden Spalten der Abb. 3 einzuordnen.

Beim Abkühlen von Metallschmelzen behindert der jeweilige gitterfremde Subkeim die Ausbildung des Raumgitters. Beim Abschrecken „überhitzter“ Metallschmelzen kann die Kristallbildung sogar blockiert werden. Dabei entsteht die feste amorphe Phase mit Flüssigkeits-Struktur. Das amorphe Ge¹¹ und Te¹², die durch Abschrecken der Schmelze erhalten wurden, sind Beispiele hierfür (vgl. LEONHARDT, RICHTER u. ROSSTEUTSCHER⁸; insbesondere Tab. 8).

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für vielseitige Unterstützung dieser Untersuchungen bestens gedankt.

¹¹ A. F. HOLLEMANN u. E. WIBERG, Lehrbuch der Anorganischen Chemie, 40. bis 46. Auflage, Verlag Walter de Gruyter u. Co., Berlin 1958, S. 348.

¹² H. REMY, Lehrbuch der Anorganischen Chemie, 5. Auflage, Akademische Verlagsges., Leipzig 1950, I. Bd., S. 659.

Zur Kontrastbreite röntgenographisch abgebildeter Versetzungen

VON MANFRED WILKENS und FRIEDBERT MEIER

Aus dem Max-Planck-Institut für Metallforschung und dem Röntgeninstitut der Technischen Hochschule, Stuttgart

(Z. Naturforsch. **18 a**, 26—31 [1963]; eingegangen am 26. September 1962)

The breadths of the dislocation images, found by x-ray topography of nearly perfect crystals, are explained by two simple models. In the first model the breadth is determined by a critical value of the reflecting plane curvature near the dislocation line. In the second model a critical value of the reflecting plane disorientation is used. Both models are compatible with experimental values of image breadths. As it can be shown, the kinematical theory of dislocation contrast in electron transmission microscopy¹¹ is in better agreement with the first model.

In nahezu idealen Kristallen mit geringer Versetzungsdichte lassen sich die Versetzungen unter bestimmten experimentellen Anordnungen mit Hilfe von RÖNTGEN-Strahlen einzeln abbilden, so z. B. NEWKIRK¹, LANG², BORRMANN und Mitarb.³, BONSE⁴, GEROLD und MEIER⁵. Die Breite dieser Versetzungsbilder — im folgenden kurz Kontrastbreite genannt — ist durch wahrscheinlich sehr komplizierte Beugungserscheinungen an den Gitterverzerrungen in der Umgebung der Versetzungen gegeben. Um die beobachteten Kontrastbreiten verstehen zu können, müßten also diese Beugungserscheinungen theoretisch untersucht werden. Das stößt aber zur Zeit noch auf große Schwierigkeiten, da z. B. die von TAKAGI⁶ entwickelten partiellen Differentialglei-

chungen für das Wellenfeld im gestörten Kristall im Falle von Versetzungen nicht geschlossen integriert werden können. Die wesentlich einfachere Theorie von PENNING und POLDER⁷ kann dagegen in unmittelbarer Nähe der Versetzungen nicht angewandt werden.

Für eine Näherungsabschätzung der zu erwartenden Kontrastbreiten wird in der Literatur deshalb die Netzebenenensorientierung in der Umgebung der Versetzungen mit der endlichen Ansprechbreite der Reflexionskurve in Beziehung gebracht, siehe z. B. LANG² und BONSE⁴. AUTHIER⁸ und BONSE⁴ konnten so einige charakteristische Kontrasterscheinungen deuten. Wir kommen weiter unten in Abschnitt II auf dieses Modell (hinfür mit Modell B bezeichnet)

¹ J. B. NEWKIRK, Phys. Rev. **110**, 1465 [1958].

² A. R. LANG, J. Appl. Phys. **30**, 1748 [1959].

³ G. BORRMANN, W. HARTWIG u. H. IRMLER, Z. Naturforsch. **13 a**, 423 [1958].

⁴ U. BONSE, Z. Phys. **153**, 278 [1958].

⁵ V. GEROLD u. F. MEIER, Z. Phys. **155**, 387 [1959].

⁶ S. TAKAGI, im Druck.

⁷ P. PENNING u. D. POLDER, Philips Res. Rep. **16**, 419 [1961].

⁸ A. AUTHIER, Bull. Soc. Franc. Miner. Crist. **84**, 115 [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.

allerdings in sehr vereinfachter Form noch einmal zurück.

Die Experimente von BORRMANN und HILDEBRANDT⁹ und von COLE und BROCK¹⁰ haben gezeigt, daß das dynamische Wellenfeld bis zu einem gewissen Grade dazu in der Lage ist, sich hinreichend langsamen Veränderungen des Gitterzustandes anzupassen, wobei die typische Erscheinung des dynamischen Wellenfeldes, die anormal schwache Absorption (BORRMANN-Effekt) zwar geschwächt wird, aber keineswegs ganz verloren geht. Diese Beobachtungen legen es nun nahe, bei der Beurteilung von Kontrasterscheinungen an Versetzungen nicht nur auf die Netzebenen-desorientierungen, sondern auch auf die örtliche Ableitung der Desorientierungen zu achten. Das führt uns in Abschnitt I auf das hinfert mit A bezeichnete Kontrastmodell. In Abschnitt II werden wir das weiter vorne kurz skizzierte Modell B quantitativ formulieren. In Abschnitt III versuchen wir einen Vergleich mit experimentellen Daten. Wie sich dabei zeigt, reicht die Meßgenauigkeit nicht aus, um sicher zwischen beiden Modellen zu unterscheiden. Wir beziehen deshalb in Abschnitt IV die experimentell gut bestätigte kinematische Kontrasttheorie der elektronenmikroskopischen Abbildung von Versetzungen nach HIRSCH, HOWIE und WHELAN¹¹ in die Diskussion mit ein. Dabei ergeben sich einige Hinweise, die mehr für das Modell A als für das Modell B sprechen.

I. Das Modell A

Unterstellen wir einmal, daß das dynamische Wellenfeld sich ohne Verlust der dynamischen Wechselwirkung der beiden Partialwellen an langsame Änderungen des Netzebenenabstandes und der Netzebenenorientierung anpassen kann, so liegt es nahe, daß diese Anpassung um so leichter möglich ist,

1) je kleiner die sog. Extinktionslänge (= halbe Periode der Pendellösung) ist, d. h. je stärker die Wechselwirkung oder je rascher der Energieaustausch zwischen beiden Partialwellen ist;

2) je größer die Ansprechbreite $2\Delta\theta$ der Reflexionskurve als Funktion des Glanzwinkels θ ist, d. h. je geringer empfindlich das dynamische Wellenfeld gegenüber kleinen Desorientierungen des Kristalls bezüglich des idealen Glanzwinkels θ_0 ist.

Ändert sich die Netzebenenorientierung oder der Netzebenenabstand zu rasch, so werden die beiden Partialwellen des Wellenfeldes dynamisch entkoppelt und es treten kinematische Beugungseffekte auf. Im BRAGG-Fall bedeutet dies eine Verstärkung des Reflexionsvermögens, im LAUE-Fall ergibt sich bei leichten Kristallen und kurzer RÖNTGEN-Wellenlänge (d. h. bei zu vernachlässigender Absorption) ebenfalls ein verstärktes Reflexionsvermögen, während bei schwereren Kristallen und größerer RÖNTGEN-Wellenlänge die anormal schwache Absorption wieder ansteigt, siehe z. B. MEIER¹².

Bezeichnet man die Krümmung der Netzebenen-schar H längs des Energieflusses mit K_H , so können wir aus dem Obenstehenden eine einfache Bedingung für die Ausbildung eines Kontrastes entnehmen.

$$K_H \geq p_A (\Delta\theta_H / t_H). \quad (1)$$

p_A ist ein Proportionalitätsfaktor, von dem wir erwarten, daß er in der Größenordnung 1 liegt. t_H ist die Extinktionslänge und $\Delta\theta_H$ ist die halbe Halbwertsbreite der Reflexionskurve, beides bezogen auf die reflektierende Netzebenen-schar H .

$$t_H = \frac{\lambda \cos \theta_0}{2 \delta_H}; \quad \Delta\theta_H = \frac{\delta_H}{\sin \theta_0 \cos \theta_0} = \frac{t_H}{d_H};$$

$$\left(\begin{array}{l} \lambda = \text{RÖNTGEN-Wellenlänge,} \\ d_H = \text{Netzebenenabstand} \end{array} \right) \quad (2)$$

$$\delta_H = 4,47 \cdot 10^{-6} \frac{\lambda^2}{V} F_H; \quad V = \text{Volumen der Elementarzelle,}$$

F_H = Zahl der refl. Elektronen pro Elementarzelle für den Reflex H ,
 λ, V in Å-Einheiten gemessen.

Die effektive Krümmung setzt sich zusammen aus der geometrischen Krümmung der Netzebenen-schar und aus der über die BRAGGSche Gleichung in eine Winkeländerung umgerechnete Änderung des Netzebenenabstandes. Das Gleichheitszeichen in Gl. (1) liefert den aus unserem Modell folgenden Rand des Kontrastgebietes. Über das Profil des Kontrastes auf der Photoplatte wird keine Aussage gemacht.

Wir beschränken uns im folgenden auf den LAUE-Fall und führen in einem plattenförmigen Kristall ein kartesisches Koordinatensystem x, y, z ein, siehe Abb. 1. Die Netzebenennormale liegt parallel der x -Achse. Bei exakter Erfüllung der BRAGG-Bedingung

⁹ G. BORRMANN u. G. HILDEBRANDT, Z. Phys. **156**, 189 [1959].

¹⁰ H. COLE u. G. E. BROCK, Phys. Rev. **116**, 868 [1959].

¹¹ P. B. HIRSCH, A. HOWIE u. M. J. WHELAN, Phil. Trans. A **252**, 499 [1960].

¹² F. MEIER, Z. Phys. **168**, 10 [1962].

hat der Energiefluß die Richtung der z -Achse (gleich Plattennormale). $u(xyz)$ sei die x -Komponente des Verschiebungsfeldes, also die Komponente parallel der Netzebenennormalen, bezogen auf ein ideales Gitter. Die x - y -Ebene ist die Abbildungsebene.

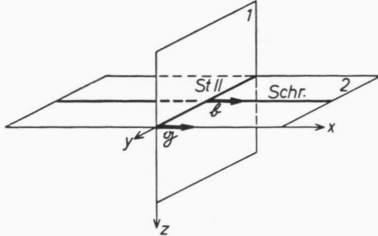


Abb. 1. Lage des benutzten Koordinatensystems. 1 = Netzebene, 2 = Ebene der Kristallplatte = Abbildungsebene.
Schr. = Schraubenversetzung entspr. Fall 1 in Abschnitt I.
St. = Stufenversetzung entspr. Fall 2 in Abschnitt I.

Dann lautet Gl. (1) für die Kontrastgrenze

$$K_H = \left| \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right| + \operatorname{tg} \Theta_0 \left| \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} \right| = p_A \frac{\Delta \Theta_H}{t_H}. \quad (3)$$

Das erste Glied entspricht der geometrischen Netzebenenkrümmung und das zweite Glied der Veränderung des Netzebenenabstandes. Beide Glieder wirken unabhängig voneinander (deshalb die Betragsstriche), da bei dynamischer Beugung beide Partialwellen gleichberechtigt sind. Es ergibt sich aber bei den nachstehenden Beispielen, daß das zweite Glied praktisch zu vernachlässigen ist. Wir betrachten jetzt einige Spezialfälle.

1. Schraubenversetzung

Sie liege in x -Richtung, also parallel der Netzebenennormalen. Mit den Polarkoordinaten

$$y = r \cos \varphi \quad \text{und} \quad z = r \sin \varphi$$

ist $u(y, z) = b/(2\pi) \varphi$; b = Betrag des BURGERS-Vektors. Damit folgt aus Gl. (3) als Randlinie für das Gebiet kinematischer Beugungserscheinungen in der y - z -Ebene

$$r^2 = \frac{b}{2\pi} \frac{t_H}{p_A \Delta \Theta_H} |\sin 2\varphi|.$$

Die Maximalbreite dieses Gebietes in y -Richtung ergibt bei der Projektion auf die Abbildungsebene die Kontrastbreite B der Versetzung.

$$B_A^{\text{Schr.}} = \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{b t_H}{2\pi p_A \Delta \Theta_H}} = 0,64 \frac{1}{\sqrt{p_A}} t_H \sqrt{(\mathbf{g} \cdot \mathbf{b})}. \quad (4a)$$

Dabei ist \mathbf{b} der BURGERS-Vektor und \mathbf{g} der reziproke Gittervektor der reflektierenden Netzebenenchar mit $|\mathbf{g}| = 1/d_H$.

Im Falle beliebiger Orientierung der Schraubenversetzung zur Netzebenennormalen ist rechts noch ein Faktor $\cos \alpha$ hinzuzufügen, wobei α den Winkel zwischen der Versetzungslinie und der Abbildungsebene bezeichnet. Bei vollständigen Versetzungen ist das Skalarprodukt $(\mathbf{g} \cdot \mathbf{b})$ ganzzahlig. Man erhält dann im allgemeinen Fall

$$B_A^{\text{Schr.}} = 0,64 \frac{1}{\sqrt{p_A}} t_H \sqrt{(\mathbf{g} \cdot \mathbf{b})} \cos \alpha. \quad (4b)$$

2. Stufenversetzung parallel der y -Achse mit \mathbf{b} parallel der x -Achse = Netzebenennormalen

Mit den Polarkoordinaten $x = r \cos \psi$ und $z = r \sin \psi$ ist

$$u(x, z) = \frac{b}{2\pi} \left(\psi + \frac{\sin 2\psi}{4(1-\nu)} \right); \quad \nu = \text{Querkontraktionszahl.}$$

Man erhält nach graphischer Auswertung mit $\nu = 1/3$ als maximale Breite des Kontrastgebietes in x -Richtung

$$B_A^{\text{St. II}} = 1,05 \frac{1}{\sqrt{p_A}} t_H \sqrt{(\mathbf{g} \cdot \mathbf{b})} \quad \text{für } \operatorname{tg} \Theta_0 = 0 \\ [1,11 \text{ statt } 1,05 \text{ für } \operatorname{tg} \Theta_0 = 0,4]. \quad (5)$$

Man sieht, daß das Glied proportional zu $\operatorname{tg} \Theta_0$ in Gl. (3) keine wesentliche Bedeutung hat. Im folgenden soll es deshalb vernachlässigt werden. Für bestimmte allgemeine Orientierungen der Versetzung, nämlich solange die auf dem BURGERS-Vektor und der Versetzungslinie senkrechte Richtung in der Netzebene liegt, kann Gl. (5) durch Hinzufügen eines Faktors $\cos \alpha$ wieder verallgemeinert werden.

3. Stufenversetzung parallel der y -Achse mit BURGERS-Vektor parallel der z -Achse

Mit den gleichen Polarkoordinaten wie in 2. ist

$$u(x, z) = -\frac{b}{2\pi} \left[\frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \log \frac{r}{r_0} - \frac{\cos 2\psi}{4(1-\nu)} \right];$$

r_0 = innerer Abschneideradius, der bei der Differentiation herausfällt. Als maximale Kontrastbreite erhält man, wieder mit $\nu = 1/3$,

$$B_A^{\text{St. I}} = 1,06 \frac{1}{\sqrt{p_A}} t_H \sqrt{|\mathbf{g}| \cdot |\mathbf{b}|} \quad \text{für } \operatorname{tg} \Theta_0 = 0 \\ [1,07 \text{ statt } 1,06 \text{ für } \operatorname{tg} \Theta_0 = 0,4]. \quad (6)$$

Die Kontrastbreite sollte also in diesem Fall etwa gleich groß sein wie unter 2.

Eine Erweiterung auf den Fall allgemeiner Orientierung der Stufenversetzung und des BURGERS-Vektors ist unübersichtlich. Deshalb sei darauf verzichtet.

II. Das Modell B

Während wir bei dem Modell A voraussetzten, daß das dynamische Wellenfeld sich hinreichend langsamen Veränderungen der Netzebenenorientierung anpassen kann und deshalb eine bestimmte kritische Netzebenenkrümmung das Gebiet kinematischer Beugungserscheinungen begrenzt, nehmen wir nun an, daß eine solche Anpassungsmöglichkeit nicht besteht und daß deshalb eine kritische Netzebenenorientierung gegenüber dem Zustand im idealen Gitter die Kontrastbreite bestimmt. Dabei setzen wir voraus, daß die beiden Partialwellen in dem (nahezu) idealen Gitter hinreichend weitab von der Versetzungslinie untereinander ins dynamische Gleichgewicht gesetzt sind. Daraus folgt als Grenzlinie des Gebietes kinematischer Beugungserscheinungen

$$|\partial u / \partial z| = p_B \Delta \Theta_H.$$

Die Veränderung des Netzebenenabstandes $\text{tg } \Theta_0 \frac{\partial u}{\partial x}$ wurde dabei gleich vernachlässigt. Von der Proportionalitätskonstanten p_B erwarten wir wieder, daß sie von der Größenordnung 1 ist.

Für eine Schraubenversetzung entsprechend 1) in Abschnitt I folgt

$$B_B^{\text{Schr.}} = 0,32 \frac{1}{p_B} t_H (g \cdot b) \cos \alpha \quad (7)$$

und für eine Stufenversetzung entsprechend 2)

$$B_B^{\text{St.}} = 0,56 \frac{1}{p_B} t_H (g \cdot b) \cos \alpha. \quad (8)$$

III. Vergleich mit experimentellen Werten

In Abb. 2 werden die aus den Arbeiten verschiedener Autoren entnommenen Kontrastbreiten von Versetzungsbildern mit den aus unseren Modellen folgenden Breiten $B_A \sqrt{p_A}$ bzw. $B_B p_B$ verglichen. Wir lassen also die Proportionalitätsfaktoren p_A bzw. p_B vorläufig noch offen. Es wurden vorwiegend nur solche Versetzungen berücksichtigt, die nahe oberhalb der Kristallunterfläche oder die etwa parallel der Netzebenenormalen lagen ($\cos \alpha \approx 1$), da deren Kontrastbilder nicht oder nur schwach vom

Strahlenfächer¹³ verbreitert wurden. Für Versetzungen, die nicht reinen Schrauben- oder Stufencharakter hatten, wurden die Zahlenvorfaktoren in Gl. (4) und (5) bzw. (7) und (8) mit den Gewichtungsfaktoren $\cos^2 \varepsilon$ und $\sin^2 \varepsilon$ gemittelt, wobei ε den Winkel zwischen der Versetzungslinie und dem BURGERS-Vektor bedeutet.

Am sichersten sind die Punkte 1. bis 4., da die Originalfilme vorlagen. Um aber eine bessere Kontrolle zu haben, wurden auch in der Literatur veröffentlichte Versetzungs-Abbildungen von YOSHIMATSU¹⁵ und LANG² hinzugezogen, obwohl das Klischee-Raster eine verlässliche Messung der Kontrastbreiten nicht erlaubte.

Im Falle der Experimente von LANG waren die erforderlichen Daten über die Versetzungen nicht zu erhalten. Deshalb wurden in diesem Fall in Abb. 2 über der Abszisse die aus Gl. (4 a) und (5) bzw. (7) und (8) folgenden Grenzwerte der Kontrastbreiten mit $(g \cdot b) = 1$ und $\cos \alpha = 1$ aufgetragen.

Unsere Modelle machen keine Aussagen über die Profile der Kontrastfunktionen. Dadurch entsteht beim Vergleich der Kontrastbreiten von verschiedenen Versetzungsarten ein schwer abzuschätzender Fehler. Trotzdem zeigen die in Abb. 2 eingetragenen Meßpunkte etwa das erwartete Verhalten. Die für $p_A = 1, 2, 3$ bzw. $p_B = 1, 1/2, 1/3$ eingetragenen Geraden lassen erkennen, daß im Modell A ein Faktor p_A zwischen 2 und 3 und im Modell B ein Faktor p_B zwischen 1 und 1,5 befriedigende Übereinstimmung zwischen berechneten und beobachteten Kontrastbreiten ergibt. (Nur der Meßpunkt 2) fällt etwas heraus.) Diesen empirisch gefundenen Faktoren p kann man allerdings keine große Bedeutung beimessen, weil die (von einer Person) visuell ausgemessenen Kontrastbreiten wahrscheinlich alle einen – im wesentlichen wohl konstanten – subjektiven Fehler enthalten.

IV. Diskussion

Wie Abb. 2 deutlich zeigt, ergeben beide Kontrastmodelle etwa die gleichen Kontrastbreiten. Der einzig wesentliche Unterschied zwischen beiden Modellen besteht darin, daß das Modell A eine Proportionalität mit $\sqrt{(g \cdot b)}$, das Modell B dagegen eine solche mit $(g \cdot b)$ voraussagt. Der Vergleich zwischen

¹³ G. BORRMANN, G. HILDEBRANDT u. H. WAGNER, Z. Phys. **142**, 406 [1955].

berechneten und beobachteten Kontrastbreiten in Abschnitt III ist aber nicht genau genug, um eine Entscheidung zwischen beiden Modellen zu treffen.

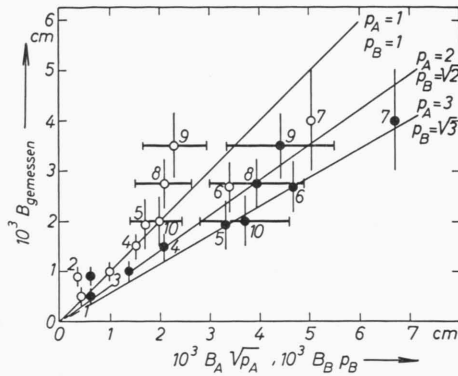


Abb. 2. Vergleich berechneter und gemessener Kontrastbreiten. Vollen Kreise: berechnet nach Modell A. Offene Kreise: berechnet nach Modell B.

1=Ge,	Cu-K α	Schrauben-Vers.	(g b)=2	(siehe 14),
2=Ge,	Cu-K α	60°	"=1	
3=Si,	Cu-K α	Schrauben-	"=2	
4=Ge,	Mo-K α	60°	"=2	
5=Si,	Ag-K α	30°	"=1	(siehe 15),
6=Si,	Ag-K α	30°	"=2	
7=Si,	Ag-K α	Stufen-	"=2	
8=Si,	Ag-K α	?	"=?	
9=Ge,	W-K α	?	"=?	(siehe 2).
10=LiF,	Ag-K α	?	"=?	

Die reflektierende Netzebenenschar war (022) bei Ge und Si und (002) bei LiF.

Es erscheint nun in diesem Zusammenhang interessant, zum Vergleich die Ergebnisse der elektronenmikroskopischen kinematischen Kontrasttheorie der Versetzungen von HIRSCH, HOWIE und WHELAN¹¹ heranzuziehen, obgleich sich die elektronenmikroskopischen Abbildungsbedingungen wesentlich von den röntgenographischen unterscheiden¹⁶. Diese Theorie ist inzwischen in so vielen Einzelheiten experimentell bestätigt worden, daß ein qualitativer Vergleich mit röntgenographischen Kontrastbreiten von Versetzungen immerhin versucht werden sollte.

Schon HIRSCH, HOWIE und WHELAN haben darauf hingewiesen, daß elektronenmikroskopisch und röntgenographisch abgebildete Versetzungen eine Kontrastbreite haben, die etwa 1/3 der Extinktionslänge entspricht. Wir wollen diesen Zusammenhang noch

etwas quantitativer formulieren. Abb. 3 enthält die Halbwertsbreiten der von den genannten Autoren berechneten „kinematischen“ Kontrastprofile für Schraubenversetzungen parallel der Folienfläche [entsprechend Gl. (4)] über $\sqrt{(g b)}$ aufgetragen. Man erkennt, daß die Halbwertsbreiten wie in unserem Modell A etwa proportional zu $\sqrt{(g b)}$ sind. In guter Näherung ergibt sich

$$B_k^{\text{Schr.}} = 0,19 t_k \sqrt{(g b)}. \quad (9)$$

[t_k ist das kinematische Analogon zur dynamischen Extinktionslänge in Gl. (2), siehe Anm. 11].

In Gl. (4) erhält man mit $p_A = 2,5$ einen Zahlenfaktor von 0,40. Das ist immerhin die gleiche Größenordnung wie in Gl. (9). Nach dem in Abschnitt III Gesagten kann eine bessere Übereinstimmung gar nicht erwartet werden.

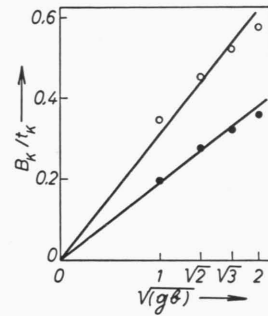


Abb. 3. Die Halbwertsbreiten der kinematischen Kontrastfunktionen nach 11 bzw. 18, volle Kreise Schraubenversetzungen, offene Kreise Stufenversetzungen.

Ferner enthält Abb. 3 die Halbwertsbreiten der von GEVERS¹⁸ berechneten kinematischen Kontrastprofile für eine Stufenversetzung parallel der Folienfläche mit BURGERS-Vektor ebenfalls parallel der Folienfläche [entsprechend Gl. (5)]. Die Proportionalität mit $\sqrt{(g b)}$ ist nicht so gut erfüllt. Es besteht aber kein Anzeichen einer Proportionalität mit $(g b)$. Näherungsweise kann man setzen

$$B_k^{\text{St.}} = 0,31 t_k \sqrt{(g b)}. \quad (10)$$

Gl. (5) ergibt mit $p_A = 2,5$ einen Zahlenfaktor 0,66. Auch hier gilt das gleiche wie im Anschluß an Gl. (9).

Nahezu gleich sind dagegen die Verhältnisse der Kontrastbreiten von Stufen- und Schraubenversetzungen

¹⁴ F. MEIER, Dissertation Stuttgart 1961, unveröffentlicht.

¹⁵ M. YOSHIMATSU, J. Phys. Soc., Jap. 16, 1465 [1961].

¹⁶ Das gilt auch für die entsprechende, in ihren Ergebnissen aber unübersichtlichere „dynamische“ Kontrasttheorie von

HOWIE und WHELAN¹⁷, die wir deshalb der Einfachheit halber im folgenden nicht betrachten wollen.

¹⁷ A. HOWIE u. M. J. WHELAN, Proc. Roy. Soc., Lond. A 267, 206 [1962].

¹⁸ R. GEVERS, Phil. Mag. 7, 59 [1962].

gen bei gegebenen $(g\bar{b})$.

$$B_A^{\text{St.}\parallel}/B_A^{\text{Schr.}} = 1,64; \quad B_B^{\text{St.}\parallel}/B_B^{\text{Schr.}} = 1,75;$$

$$B_k^{\text{St.}\parallel}/B_k^{\text{Schr.}} = 1,65.$$

Wir sind auf den unter 3. in Abschnitt II berechneten Fall [Stufenversetzung parallel der Kristallscheibe und der Netzebenenschar und $(g\bar{b}) = 0$] nicht näher eingegangen, weil entsprechende, für unsere Fragestellung auswertbare experimentelle Unterlagen nicht vorzuliegen scheinen. Es ist aber zu erwähnen, daß PFEIFFER¹⁹ die zugehörigen kinematischen Kontrastfunktionen berechnet hat. Er fand, in guter Übereinstimmung mit experimentellen Befunden an Versetzungsringen in plastisch verformtem Zink, Kontrastfunktionen, die zwischen

zwei und vier Maxima zeigen und deshalb eine allgemeine Formulierung entsprechend Gln. (9) und (10) nicht zulassen. In einigen, allerdings nicht in allen der durchgerechneten Fälle, findet man eine Proportionalität mit $\sqrt{(g\bar{b})}$.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die beiden Kontrastmodelle in befriedigender Übereinstimmung mit den Experimenten, aber auch mit den Halbwertsbreiten der kinematischen Kontrastfunktionen stehen. Die Tatsache, daß letztere etwa eine Proportionalität mit $\sqrt{(g\bar{b})}$ zeigen, wie es das Modell A fordert, erlaubt nun zwar noch keine Entscheidung derart, daß das Modell A „richtig“ und das Modell B „falsch“ sei. Immerhin mag diese Übereinstimmung als Hinweis dienen auf die eingangs erwähnte Anpassungsfähigkeit des Wellenfeldes an örtlich hinreichend langsam veränderliche Desorientierungen des Kristallgitters.

¹⁹ W. PFEIFFER, Dissertation Stuttgart 1962, Veröffentlichung in Vorbereitung.

Zum Leitungsmechanismus in ferromagnetischen Ni-Cu-Legierungen

Von A. J. SCHMIDT und K. M. KOCH

Aus dem Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule, Wien

(Z. Naturforschg. 18 a, 31–36 [1963]; eingegangen am 11. Oktober 1962)

An nickelreichen Ni-Cu-Legierungen wurde die Änderung der Thermokraft im longitudinalen und transversalen Magnetfeld gemessen. Nach einem Steilanstieg bei kleinen Feldern, der bei $H \parallel \text{grad } T$ einer Verkleinerung, bei $H \perp \text{grad } T$ einer Vergrößerung des Absolutbetrages der Thermokraft entspricht, schließt sich ein flacherer Verlauf an, der für beide Magnetisierungsrichtungen das gleiche Vorzeichen und etwa die gleiche Steigung hat. Der Steilanstieg wird auf die Ausrichtung der Weiss'schen Bezirke, der weitere Anstieg auf die Änderung der spontanen Magnetisierung mit dem Feld zurückgeführt. Der Konzentrationsverlauf der Thermokraft und ihre Beeinflussung durch ein Magnetfeld lassen sich aus der Annahme eines von der spontanen Magnetisierung abhängigen Anteils verstehen.

1. Frühere Messungen der Beeinflussung der Thermokraft von Nickel¹ und Nickel-Kupferlegierungen² durch ein Magnetfeld hatten bereits die auffallende Analogie dieser Erscheinung mit der Widerstandsänderung im Magnetfeld gezeigt. Es schien wünschenswert, diese Messungen unter verbesserten Versuchsbedingungen zu wiederholen und zu vervollständigen. Von besonderer Bedeutung erschien uns dabei, die Messungen im transversalen und longitudinalen Feld an den gleichen Proben durchführen zu können. Ferner sollten die Messungen bei möglichst kleinen Temperaturdifferenzen durchführbar sein, weil man so mit großer Genauigkeit die (differentielle) Thermokraft e erhält, die

einen besseren Vergleich mit der Theorie gestattet als die Thermospannung $E = e \Delta T$. Die Messung bei kleinen Temperaturdifferenzen ist aber auch deshalb notwendig, weil in der Nähe des CURIE-Punktes ein Teil der Probe schon im paramagnetischen Zustand sein kann und sich in diesem Fall die Grenze zwischen dem ferro- und dem paramagnetischen Teilstück mit zunehmendem Magnetfeld verschiebt. Damit werden die quantitativen Zusammenhänge in unerwünschter Weise verwickelt.

Experimentell ergaben sich aus diesen Überlegungen zwei Schwierigkeiten: die Herstellung einer kleinen Temperaturdifferenz bei möglichst großer Konstanz und die Messung sehr kleiner Span-

¹ K. M. KOCH, Österr. Ing. Arch. 5, 278 [1951].

² F. DANNHÄUSER u. K. M. KOCH, Z. Naturforschg. 16 a, 215 [1960].