

# Theorie der Kristallplastizität

## I. Grundzüge der Theorie

VON ALFRED SEEGER

Aus dem Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart und dem Institut für theoretische und angewandte Physik der Technischen Hochschule Stuttgart

(Z. Naturforsch. 9a, 758—775 [1954]; eingegangen am 6. März 1954)

Es werden die Grundzüge einer Theorie der Kristallplastizität gegeben, die in wesentlichen Punkten von den bisherigen Theorien abweicht. Die kritische Schubspannung wird nicht, wie üblich, als kritische Länge von Frank-Read-Quellen, sondern als Wirkung der Spannungsfelder der im Kristall als Netzwerk vorhandenen Versetzungen gedeutet. Die sogenannte Grundverfestigung, die im allgemeinen bei kleinen Abgleitungen überwiegt, kommt in erster Linie durch eine weitere Unterteilung dieser Netzwerkstruktur zustande. — Eine ausführliche Diskussion wird der Frage der Geschwindigkeit der Versetzungen gewidmet. Es läßt sich zeigen, daß zwar beim Gleiten im allgemeinen die kinetische Energie der Versetzungen keine Rolle spielt, daß jedoch bei allotropen Umwandlungen hohe Versetzungsgeschwindigkeiten auftreten können. Wo eine zahlenmäßige Prüfung der Theorien möglich ist (z. B. beim sogenannten logarithmischen Kriechen, bei dem sich eine Möglichkeit zur Bestimmung von Versetzungsdichten ergibt), erhält man gute Übereinstimmung. — Bei der Entwicklung der Theorie ist in erster Linie an die kubisch-flächenzentrierten und hexagonal dichtest gepackten Metalle gedacht, doch gelten die Grundgedanken auch für die übrigen verformbaren Kristalle. Auf einige der bei Ionen- und Valenzkristallen sowie bei Legierungen und raumzentrierten Metallen (Sprödbrech) zu erwartenden Besonderheiten wird eingegangen. Orientierungsabhängigkeit der Verfestigung bei hohen Verformungsgraden, allgemeine Theorie des Übergangskriechens und einige spezielle, mit der Bildung von „jogs“ zusammenhängende Probleme werden nur referierend besprochen; ihre ausführliche Behandlung erfolgt an anderen Stellen. Es werden eine Reihe von Experimenten — teils zur Prüfung, teils als Anwendung der theoretischen Vorstellungen — vorgeschlagen.

### 1. Einleitung und allgemeine Diskussion

Bei fast allen modernen Überlegungen zur Atomistik des kristallographischen Gleitens wird von der Vorstellung ausgegangen, daß Versetzungen die Träger des Gleitens sind und daß die Versetzungen im unverformten, geglühten Kristall als räumliches Netzwerk vorhanden sind, wie es zuerst von Frank vorgeschlagen worden ist. Ein solches Netzwerk läßt sich bei gegebenen Orientierungsverhältnissen durch zwei Größen kennzeichnen: den mittleren Abstand benachbarter Versetzungslinien, im folgenden als Maschenweite bezeichnet, und die Länge der Versetzungslinien, Maschenlänge genannt.

#### a) Maschenweite des Versetzungsnetzes

Die Maschenweite bestimmt bei statistischer Verteilung der Längen und Orientierungen der Versetzungslinien die mittlere Dichte  $\rho$  der Versetzungslinien, die in Versetzungslinien/cm<sup>2</sup> zu messen ist. Für die Dichte der Versetzungslinien in unverformten Kristallen liegen bis jetzt nur sehr indirekte Messungen vor.

Die Auszählung von Ätzgrübchen auf der Oberfläche von geglühten Aluminiumeinkristallen liefert eine Zahl von etwa 10<sup>6</sup>/cm<sup>2</sup>. Es ist jedoch nicht sicher, ob die Annahme, daß jedem Ätzgrübchen gerade eine an der Oberfläche endigende Versetzungslinie entspricht, eine gute Näherung ist. Die Ausbildung von Ätzgrübchen an der Oberfläche reiner Einkristalle hängt zwar sicher mit Versetzungen zusammen, wie die Untersuchungen von Vogel, Pfann, Corey, Thomas<sup>1</sup>, Horn<sup>2</sup>, Cahn<sup>3</sup>, Amelinckx<sup>4</sup> und von Abdou<sup>5</sup> zeigen. Es scheint jedoch so zu sein, daß Verunreinigungen wesentlich dafür sind, ob eine Versetzungslinie angeätzt wird oder nicht und ob sonst keine weiteren Ätzspuren entstehen<sup>6</sup>.

Die Untersuchungen von Hedges und Mitchell<sup>7</sup> über das latente innere Bild in AgBr ergeben ein gutes qualitatives Bild von der netzwerkartigen Anordnung der Versetzungslinien in Kristallen. Leider ist es nicht möglich, zuverlässige quantitative Angaben über die Versetzungsdichte aus den Aufnahmen dieser Autoren zu entnehmen, da es nicht sicher ist, ob alle Versetzungslinien sichtbar gemacht werden konnten<sup>8</sup>. Die

<sup>1</sup> F. L. Vogel, W. G. Pfann, H. E. Corey, E. E. Thomas, Phys. Rev. **90**, 489 [1953].

<sup>2</sup> F. H. Horn, Phil. Mag. **43**, 1210 [1952].

<sup>3</sup> R. W. Cahn, J. Inst. Met. **76**, 121 [1949].

<sup>4</sup> S. Amelinckx, Phil. Mag. **44**, 1048 [1953].

<sup>5</sup> A. H. Abdou, Phil. Mag. **45**, 105 [1954].

<sup>6</sup> Siehe hierzu A. J. Forty, Adv. Physics **3**, 1 [1954].

<sup>7</sup> J. M. Hedges u. J. W. Mitchell, Phil. Mag. **44**, 223 [1953].

<sup>8</sup> Die Schwierigkeit bei der quantitativen Interpretation der Versuche von Hedges und Mitchell besteht darin, daß sich nach der heutigen Auffassung (siehe F. Seitz, Rev. Mod. Phys. **23**, 328 [1951]) die durch Lichteinstrahlung frei gewordenen Elektronen nicht



von Hedges und Mitchell beobachteten Anordnungsmuster sind jedoch wohl auch für kubisch flächenzentrierte Metalle typisch, da sie mit den theoretisch zu erwartenden übereinstimmen<sup>9</sup>.

Beobachtungen über Wachstumsspiralen mit monomolekularer Schritthöhe liegen bei Metallen nur für Wachstum aus der Dampfphase vor. Man hat hier natürlich eine besonders niedrige Versetzungsdichte zu erwarten, die nicht als repräsentativ für aus der Schmelze gewachsene Kristalle angesehen werden kann. Forty und Frank<sup>10</sup> finden bei Ag nur Dichten der Größenordnung  $10^2 \text{ cm}^{-2}$ . Manche Kristallflächen zeigten überhaupt keine Spiralen, so daß hier sicher ein anderer Mechanismus mit im Spiele gewesen sein muß. Ein zuverlässigeres Bild von der Dichte von Schraubenversetzungen ergeben die Beobachtungen von Dawson und Vand<sup>11</sup> an  $\text{C}_{36}\text{H}_{74}$ , wo eine Abhängigkeit der Versetzungszahl  $n$  von der in  $\text{cm}^2$  gemessenen Kristallfläche  $A$

$$n = 1,6 + 2 \cdot 10^6 A \quad (1)$$

gefunden wurde. Dies entspricht  $\rho = 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$ . Leider kann man hieraus keine direkten Schlüsse auf den entsprechenden Wert in Metalkristallen ziehen.

Die klassischen Angaben über Versetzungsdichten von  $10^8$  Linien/ $\text{cm}^2$  in unverformten Kristallen wurden auf Grund von Röntgenuntersuchungen gewonnen. Diese Angaben sind jedoch sehr indirekt und werden stark durch die Art der Interpretation der experimentellen Ergebnisse beeinflusst. Hirsch, Gay und Kelly<sup>12</sup> haben einige neuere Bestimmungen von Versetzungsdichten in unverformten, sorgfältig vorbehandelten Metallen zusammengestellt. Sie erhielten für  $\rho$  eine Größenordnung von  $10^7 \text{ cm}^{-2}$  bis  $10^8 \text{ cm}^{-2}$ .

Eine direkte Bestimmung von  $\rho$  aus Verformungsversuchen ist bis jetzt noch nicht veröffentlicht worden. Wir werden eine solche aus Kriechversuchen an Aluminium-Einkristallen in Abschnitt 5 geben.

#### b) Maschenlänge des Versetzungsnetzes und kritische Schubspannung

Die Maschenlänge ist ein Maß für die Länge der in ihren Gleitebenen frei beweglichen Versetzungsstücke, da ja die Knotenpunkte des Netzwerks gar nicht oder nur in einer einzigen Richtung beweglich sind. Abschätzungen der Maschenlänge sind wesentlich schwie-

riger zu erhalten als Abschätzungen der Maschenweite. Als obere Grenze für die in einem Kristall auftretenden Maschenlängen  $L$  wurden in der Literatur wiederholt diejenigen Werte  $L_0$  angesehen, die sich aus der gemessenen kritischen Schubspannung  $\tau_0$  eines Einkristalls nach der Formel für die kritische Länge einer Frank-Read-Quelle

$$L_0 = 2 E_L / b \tau_0 \quad (2)$$

( $b$  = Versetzungsstärke,  $E_L$  = Linienenergie der Versetzung, etwa  $b^2 G/2$ ;  $G$  = Schubmodul) ergibt. Die kritische Schubspannung wurde also so gedeutet, daß in merklicher Anzahl nur Quellen mit einer Länge  $L \leq L_0$  vorhanden seien. Gegen diese Anschauung sprechen aber zwei ganz allgemeine Überlegungen: Es ist nicht einzusehen, warum gerade bei der Länge  $L_0$  ein so starker Anstieg der Zahl  $Z(L)$  der Quellen einer bestimmten Länge  $L$  auftreten soll, wie dies für die Erklärung der kritischen Schubspannung erforderlich wäre. Andererseits ist es aber auch nicht möglich,  $L_0$  so zu deuten, daß aus irgendwelchen, mit dem Kristallwachstum zusammenhängenden Gründen überhaupt nur Quellen mit  $L \leq L_0$  vorhanden sind und somit  $L_0$  als wirkliche Grenzlänge aufzufassen ist, da Kriechversuche verschiedener Autoren<sup>13</sup> ergeben haben, daß auch noch bei Belastungen wesentlich unterhalb der kritischen Schubspannung eine merkliche plastische Verformung auftritt<sup>14</sup>.

Wir vertreten demgegenüber die Ansicht, daß bei den meisten plastisch verformbaren Kristallen die kritische Schubspannung nicht durch die Länge von Frank-Read-Quellen, sondern durch andere Einflüsse bestimmt wird. Eine Erörterung der dafür sprechenden positiven Gründe werden wir in Abschnitt 2 geben.

Es scheint, daß zwar die Vorstellung einer einheitlichen Maschen-Weite die in Abschnitt 5 zu besprechenden Versuche gut verstehen läßt, daß aber andererseits man mit einer außerordentlich großen Variation der Maschen-Länge zu rechnen hat. Aus einer kritischen Schubspannung bei Zinkeinkristallen<sup>15</sup> von etwa  $20 \text{ p/mm}^2$  ergibt sich mit  $G = 5000 \text{ kp/mm}^2$  nach Gl. (2), daß eine wesentliche Anzahl von Versetzungslinien eine Länge von  $7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$  oder größer besitzen muß. Andererseits ergibt die von Friedel<sup>16</sup> vorgeschlagene Deutung des Verhaltens des Schubmoduls von Kupfer bei geringen Zulegerungen Maschenlängen von der Grö-

<sup>11</sup> I. M. Dawson u. V. Vand, Proc. Roy. Soc. A **206**, 555 [1951].

<sup>12</sup> P. Gay, P. B. Hirsch u. A. Kelly, Acta Met. **1**, 315 [1953].

<sup>13</sup> Z. B. von M. Bauser (Dissertation Stuttgart 1953) an Aluminiueinkristallen.

<sup>14</sup> Eine thermische Aktivierung kommt bekanntlich bei einer Begrenzung der kritischen Schubspannung durch die Länge von Frank-Read-Quellen nicht in meßbarem Maße in Frage.

<sup>15</sup> E. H. Edwards, J. Washburn u. E. R. Parker, Trans. Amer. Inst. Min. Metall. Engrs. **197**, 1525 [1953].

<sup>16</sup> J. Friedel, Phil. Mag. **44**, 444 [1953].

überall längs einer Versetzungslinie mit  $\text{Ag}^+$ -Ionen zu Ag-Atomen vereinigen können, sondern nur an schon vorhandenen Silberausscheidungen oder an Sprüngen („jogs“) von Versetzungslinien. In Ionenkristallen gibt es zwei verschiedene Arten von Sprüngen, nämlich elektrisch geladene, durch Diffusionsprozesse entstandene, und elektrisch neutrale, welche sich beim Durchschneiden zweier Versetzungslinien bilden. Ob auch die zweite Art als Keimstelle für Silberausscheidungen wirken kann, ist noch nicht geklärt. (Siehe hierzu A. Seeger, Jogs in Dislocations [Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol 1954]).

<sup>9</sup> A. Seeger, Versetzungen und Kristallplastizität, Habilitationsschrift Stuttgart 1954.

<sup>10</sup> A. Forty u. F. C. Frank, Proc. Roy. Soc. A **217**, 262 [1953].

ßenordnung  $10^{-5}$  cm. Gerade weil bei diesen Versuchen Verunreinigungen, über deren Einbau in das Wirtsgitter man zunächst wenig weiß, die Hauptrolle spielen, wären systematische Untersuchungen dieses  $\Delta G$ -Effekts an anderen Metallen sehr erwünscht<sup>17</sup>.

### c) Verfestigung von Einkristallen

Die klassische Untersuchungsmethode der plastischen Verformung war die Messung der Verfestigungskurve  $\tau = \tau(a)$ . Der erste Versuch einer Deutung der Vorgänge in einem Versetzungsmodell hatte eine Erklärung des sogenannten parabolischen Verfestigungsgesetzes bei kubisch-flächenzentrierten Metallen zum Ziel<sup>18</sup>. Eine Modernisierung dieser Modellvorstellung<sup>19</sup> war ebenfalls in erster Linie auf die Ableitung des parabolischen Verfestigungsgesetzes abgestellt.

Neben der Messung der Verfestigungskurve spielte die Beobachtung von Gleitlinien ebenfalls eine bedeutende Rolle. Deren quantitatives Studium begann mit Yamaguchi<sup>20</sup> und erfuhr in den letzten Jahren einen bedeutenden Aufschwung durch die Anwendung des Elektronenmikroskops<sup>21–25</sup>. Leider stimmen die Ergebnisse der Autoren in wesentlichen Punkten, z. B. in der Frage nach der Höhe der elementaren Gleitstufen, nicht überein. Eine Diskussion der hier aufgetretenen Schwierigkeiten haben Mott<sup>26</sup> und Leibfried und Haasen<sup>27</sup> gegeben<sup>28</sup>.

In allerjüngster Zeit hat sich das Interesse wieder der Form der Verfestigungskurve zugewandt. Es hat sich nämlich gezeigt<sup>29–35</sup>, daß bei verhältnismäßig reinen kubisch-flächenzentrierten Metallen

$$\tau = \tau(a) \quad (3)$$

im Zugversuch auch nicht näherungsweise als Parabel beschrieben werden kann und daß Gl. (3) darüber hinaus noch sehr stark von der kristallographischen

Orientierung der Stabachse abhängt. Zwar waren beide Arten von Abweichungen schon früher bekannt (siehe etwa<sup>17, 36, 37</sup>), doch ist ihnen nicht die gebührende Aufmerksamkeit geschenkt worden.

Daß bis etwa 1950 auf die Orientierung der Kristalle fast nicht geachtet worden war, hat zur Folge, daß nur wenige für eine theoretische Deutung verwendbare Messungen der Temperaturabhängigkeit der Verfestigung kubisch-flächenzentrierter Metalle<sup>34, 35, 38</sup> und überhaupt keine derartigen Messungen für die Geschwindigkeitsabhängigkeit vorliegen. Weitere experimentelle Untersuchungen hierzu nebst den zugehörigen Erholungsexperimenten sind dringend erwünscht.

Wir geben in Abschnitt 4 eine kurze allgemeine Diskussion der Verfestigungskurve und werden dann versuchen, ein Bild von den sich im Kristall abspielenden Vorgängen bei kleinen Verfestigungen entwerfen, das sich unmittelbar an unsere Auffassung über die Natur der kritischen Schubspannung anschließt und das gewisse Schwierigkeiten der Auffassungen anderer Autoren vermeidet. Zuvor werden wir jedoch in Abschnitt 3 das für die Frage nach dem Verformungsmechanismus wesentliche Problem der Versetzungsgeschwindigkeit erörtern.

## 2. Die kritische Schubspannung

Das sogenannte Schmid'sche Schubspannungsgesetz<sup>39</sup> ist für die kritische Schubspannung von Kristallen weit besser experimentell erfüllt als seine Erweiterung auf die Verfestigungskurve<sup>36</sup>. Vom Standpunkte der Versetzungstheorie der Kristallplastizität aus ist es deshalb sehr befriedigend, daß diese als eines ihrer Grundresultate zwar nicht das Schubspannungsgesetz für die Verfestigungs-

<sup>17</sup> Bei der Interpretation des  $\Delta G$ -Effekts im Versetzungsbild hat man zu beachten, daß die dabei angewendeten Schubspannungen sehr klein sind. Es können sich also Peierls-Kraft sowie die Anwesenheit von Versetzungssprüngen (Abschn. 3) in dem Sinne auswirken, daß eine kleinere Maschenlänge gefunden wird, als es für eine Schubspannung von der Größenordnung der kritischen Schubspannung der Fall wäre. Eine Kontrolle durch Messung der Amplituden- und Frequenzabhängigkeit des Effekts erscheint notwendig.

<sup>18</sup> G. J. Taylor, Proc. Roy. Soc. A **145**, 362 [1934].

<sup>19</sup> N. F. Mott, Phil. Mag. **43**, 1151 [1952].

<sup>20</sup> K. Yamaguchi, Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res., Tokyo **8**, 289 [1929].

<sup>21</sup> R. Heidenreich u. W. Shockley, Report on a Conference on the Strength of Solids, London 1948, p. 57.

<sup>22</sup> A. F. Brown, J. Inst. Met. **80**, 115 [1951].

<sup>23</sup> A. F. Brown, Adv. Physics **1**, 427 [1952].

<sup>24</sup> H. Wilsdorf u. D. Kuhlmann-Wilsdorf, Z. angew. Phys. **4**, 361, 409, 418 [1952].

<sup>25</sup> D. Kuhlmann-Wilsdorf u. H. Wilsdorf, Acta Met. **1**, 394 [1953].

<sup>26</sup> N. F. Mott, Difficulties in the Theory of Dislocations (International Conference on Theoretical Physics, Kyoto und Tokio, Sept. 1953).

<sup>27</sup> G. Leibfried u. P. Haasen, Z. Phys. **137**, 67 [1954].

<sup>28</sup> Ich bin den drei zuletzt genannten Autoren für die Überlassung ihrer Manuskripte vor der Veröffentlichung zu Dank verpflichtet.

<sup>29</sup> G. Masing u. J. Raffelsieper, Z. Metallkde. **41**, 65 [1950].

<sup>30</sup> K. Lücke u. H. Lange, Z. Metallkde. **43**, 55 [1952].

<sup>31</sup> H. Lange u. K. Lücke, Z. Metallkde. **44**, 183 [1953].

<sup>32</sup> E. N. da C. Andrade u. C. Henderson, Philos. Trans. A **244**, 177 [1951].

<sup>33</sup> J. Diehl u. A. Kochendörfer, Z. angew. Phys. **4**, 241 [1952].

<sup>34</sup> T. H. Blewitt, Phys. Rev. **91**, 1115 [1953] (Cu: bei 78°K und 300°K).

<sup>35</sup> W. Staubwasser, Dissertation Göttingen 1953 (Al: flüssige Luft und Zimmertemperatur). Wir sind Herrn Staubwasser sehr dankbar, daß er uns seine noch unveröffentlichten Kurven zur Verfügung stellte.

<sup>36</sup> R. Karnop u. G. Sachs, Z. Phys. **41**, 116 [1927].

<sup>37</sup> G. Sachs u. J. Weerts, Z. Phys. **62**, 473 [1930].

<sup>38</sup> Bei den Messungen der Temperaturabhängigkeit von Andrade und Henderson<sup>32</sup> ist bei Au die Orientierung angegeben, bei Ag und Ni dagegen nicht.

<sup>39</sup> E. Schmid, Proc. Int. Congr. Appl. Mech., Delft 1924 p. 342.

kurve, wohl aber für den Fließbeginn voraussagt. Es sind dabei nur die folgenden beiden Voraussetzungen zu machen: Im Kristallinnern sind schon vor Beginn der Verformung Versetzungen vorhanden, die kristallographisch bestimmten Gleitsystemen angehören (bei kubisch-flächenzentrierten Metallen den Oktaedersystemen). Für den Fließbeginn ist die auf diese Versetzungen ausgeübte Kraft maßgebend. Dies gilt insbesondere in dem nichttrivialen Fall, daß kritische Schubspannung und kritische Scherung nicht einander proportional sind, wie er bei der Oktaedergleitung bei elastisch stark anisotropen kubisch-flächenzentrierten Kristallen vorliegt<sup>40</sup>.

In Abschnitt 1 b) haben wir einige Gründe aufgeführt, weshalb wir die Ansicht ablehnen, daß in den bisher in der Literatur diskutierten typischen Fällen „reiner Metalle“ die kritische Schubspannung durch die Länge der Frank-Read-Quellen bestimmt werde. Nach unserer Auffassung gibt es insgesamt drei wesentlich voneinander verschiedene Ursachen, die die kritische Schubspannung bestimmen können:

a) *Die Peierls-Kraft* (= Schubspannung, die an einer einzelnen Versetzungslinie angreifen muß, um sie durch ein sonst ungestörtes Kristallgitter bei einer bestimmten Temperatur mit einer durch das Meßverfahren bestimmten mittleren Geschwindigkeit hindurchzubewegen). Eine zuverlässige Berechnung der Peierls-Kraft ohne einen anzupassenden Parameter liegt bis jetzt noch nicht vor. Während die elastischen Konstanten der Kristalle unabhängig von der Bindungsart etwa von derselben Größenordnung sind, kann die Peierls-Kraft je nach dem Bindungstyp außerordentlich verschieden groß sein. Sie wird bei typischen Metallen sehr klein, bei Valenzstrukturen und Ionenkristallen geringer Ionenbeweglichkeit jedoch sehr groß sein. So ist z. B. die Tatsache, daß Germanium erst oberhalb 500°C<sup>41,42</sup> und NaCl erst oberhalb von 300°C<sup>43</sup> ausgiebig plastisch verformbar

ist, nach unserer Meinung damit verknüpft, daß bei diesen Stoffen die Peierls-Kraft für die Verformung mit merklicher Geschwindigkeit erst oberhalb der genannten Temperaturen unter die Bruchfestigkeit der Kristalle herabsinkt. Obwohl die absolute Berechnung der Peierls-Kraft als eine zur Zeit noch nicht lösbare Aufgabe erscheint, ist der Beweis für die obige Behauptung durch eine Berechnung der Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der Peierls-Kraft und Vergleich mit den gemessenen kritischen Schubspannungen bzw. Kriechgeschwindigkeiten nach dem heutigen Stand der Theorie wohl grundsätzlich möglich<sup>44</sup>.

b) *Spannungsfelder der dem räumlichen Versetzungsnetzwerk* angehörenden Versetzungslinien. Da die Peierls-Kraft in typischen Metallen — wie man aus den am Ende dieses Abschnitts mitgeteilten Überlegungen und aus dem Verlauf der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung  $\tau_0/G$  sehr reiner Kristalle schließen kann<sup>45</sup> — wesentlich kleiner als die gemessene kritische Schubspannung ist, muß hier im Gegensatz zu den bei Raumtemperatur spröden Ionen- und Valenzkristallen das Spannungsfeld des Versetzungsnetzwerks die Höhe der kritischen Schubspannung wesentlich beeinflussen. Zwei gleich orientierte Stufenversetzungen wirken im Abstand  $r_1$  mit einer Schubspannung

$$\tau_1 = \frac{G}{2\pi(1-\nu)} \frac{b}{r_1} \quad (4)$$

aufeinander. Legt man eine mittlere Versetzungsdichte von  $\rho = 10^8 \text{ cm}^{-2}$  zugrunde und berücksichtigt, daß nicht alle Versetzungen mit ihrem Spannungsfeld auf eine herausgegriffene Versetzung wirken, so erhält man mit der Abschätzungsformel

$$r_1 \approx (\rho/6)^{-1/2} \quad (5)$$

für Aluminium  $\tau_1 \approx 2,8 \cdot 10^{-5} G$ . Von derselben Größenordnung ist wohl auch die Amplitude des inneren Spannungsfeldes  $\tau_1$  im Kristall. Auf Grund

<sup>40</sup> Dies hängt damit zusammen, daß die {111}-Ebenen keine Symmetrieebenen der kubischen Kristalle sind (siehe hierzu A. Seeger<sup>9</sup>, S. 116).

<sup>41</sup> C. J. Gallagher, Phys. Rev. 88, 721 [1952].

<sup>42</sup> L. Graf, R. Lacour u. K. Seiler, Z. Metallkde. 44, 113 [1953].

<sup>43</sup> H. Klatte, Diplomarbeit Stuttgart 1953.

<sup>44</sup> Die Theorie der Peierls-Kraft nach H.-D. Dietze (Z. Phys. 131, 156, 132, 107 [1952]) ist dafür allerdings noch nicht geeignet, da sie geradlinige Versetzungen voraussetzt, während sowohl für die absolute Größe

wie für die Temperaturabhängigkeit der Peierls-Kraft die Abweichungen vom geraden Verlauf der Linie entscheidend sind. Insbesondere kann durch Bildung von „Versetzungen höherer Ordnung“, die zwischen den Lagen niedriger potentieller Energie einer Versetzung vermitteln, die Peierls-Kraft gegenüber dem geradlinigen Verlauf der Versetzungen herabgesetzt werden.

<sup>45</sup> Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung der Metalle wird in Teil III besprochen und gedeutet werden.

der plausiblen Annahme, daß ausgiebiges Fließen erst nach Anlegen dieser Spannung möglich ist, wird man für  $\tau_0$  einen Wert in dieser Größenordnung erwarten. In der Tat ist für Aluminium  $100 \text{ p/mm}^2 = 2,7 \cdot 10^{-5} G$ , so daß man die beobachteten kritischen Schubspannungen gut auf diese Weise verstehen kann. Da sich das Vorzeichen von  $\tau_i$  im Mittel von Masche zu Masche, also mit einer gegen den Atomabstand großen Periode ändert, hängt die durch  $\tau_i$  bestimmte kritische Schubspannung nur indirekt über die Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten — also sehr wenig — von der Temperatur ab. — Die von unserer Auffassung geforderte Temperaturunabhängigkeit von  $\tau_0/G$  wird bei „reinen“ Metallen in der Tat bei hinreichend hohen Temperaturen beobachtet. Das von Metall zu Metall verschiedenartige Verhalten bei tiefen Temperaturen läßt sich, wie in Teil II und III gezeigt werden wird, im obigen Bild quantitativ dadurch verstehen, daß neben  $\tau_i$  auch noch Hindernisse mit kurzreichenden Spannungsfeldern, nämlich die Gleitebene durchstoßende Versetzungslinien, die Versetzungsbewegung zu hemmen vermögen.

c) *Konzentrationsänderungen von Mischkristallen an Versetzungen.* Wie Cottrell<sup>46</sup> gezeigt hat, kann man mit der Annahme, daß die Streckgrenze kohlenstoff- oder stickstoffhaltigen Eisens durch C- oder N-„Wolken“ an Versetzungslinien bestimmt wird, eine Anzahl von Phänomenen an diesem Material verstehen. Eine entsprechende Anreicherung einer bestimmten Atomart an Versetzungen ist in den meisten Mischkristallen denkbar. In kubisch-flächenzentrierten oder hexagonalen dichtest gepackten Legierungen, in denen eine merkliche Dissoziation der vollständigen Versetzungen in Halbversetzungen stattgefunden hat, ist außerdem noch der von Suzuki<sup>47</sup> zuerst betrachtete Effekt möglich. Die kritische Schubspannung ist in allen diesen Fällen durch diejenige Spannung gegeben, bei der es gelingt, die Versetzungslinien von den betreffenden „Wolken“ loszureißen. Empirisch unterscheiden sich die beiden eben erwähnten Grenzfälle dadurch voneinander, daß im Cottrell-Fall die kritische Schubspannung stark, im Suzuki-Fall dagegen fast gar nicht von der Temperatur

abhängt. Abgesehen von einer Bemerkung am Ende von Abschnitt 3 werden wir im folgenden die Verhältnisse bei Legierungen aus der Betrachtung ausschließen.

Bei reinen Metallen trifft der Fall b) zu. Die kritische Schubspannung ist durch Dichte und Anordnung des Versetzungsnetzwerks (Substruktur) bestimmt. Daß nicht die Länge der Frank-Read-Quellen die kritische Schubspannung bestimmt, kann aus den Versuchen von Edwards, Washburn und Parker<sup>15</sup> entnommen werden.

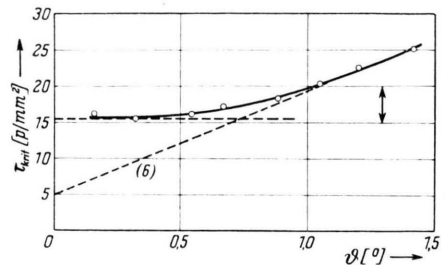


Abb. 1. Kritische Schubspannung  $\tau_{\text{krit}}$  für die Bewegung von Feinkorngrößen bei 25°C als Funktion des Korngrößenwinkels nach<sup>15</sup>. Der Achsenabschnitt der gestrichelten Geraden (6) gibt nach Gl. (6) die Peierls-Kraft  $\tau_p$  an. Doppelpfeil:  $\tau_0$  für Zn-Einkristalle.

In Abb. 1 ist die von diesen Autoren gemessene kritische Schubspannung  $\tau_{\text{krit}}$  für die Bewegung einer Kleinwinkelkorngränze in Zn als Funktion des Orientierungsunterschiedes  $\vartheta$  dargestellt. Man kann durch eine hier unterdrückte Rechnung<sup>48</sup> zeigen, daß man dafür die Abhängigkeit

$$\tau_{\text{krit}}(\vartheta) = \tau_p + \text{const} \cdot \vartheta \quad (6)$$

erwarten muß, wenn beim Überschreiten der Peierls-Kraft  $\tau_p$  sich zunächst einige Versetzungen aus ihrer Position in der Korngränze herauslösen und dabei die sehr weit von dieser Gruppe entfernten Versetzungen ihre Lage im wesentlichen beibehalten. Gl. (6) sollte bis zu so kleinen  $\vartheta$  gelten, bis  $\tau_{\text{krit}} \approx |\tau_i|$  wird. Für kleinere  $\vartheta$  hat man unabhängig von  $\vartheta$   $\tau_{\text{krit}} = \tau_i$  und damit nach b) auch  $\tau_{\text{krit}} = \tau_0$  erwarten. Dies ist gerade der gemessene Verlauf von  $\tau_{\text{krit}}$ . Aus dem Achsenabschnitt der Geraden (6) ergibt sich die Peierls-Kraft für Zn bei Raumtemperatur zu etwa  $5 \text{ p/mm}^2$  ( $\approx 0,3 \tau_0$ )<sup>49</sup>. Bei der außerordentlich guten Über-

<sup>46</sup> Siehe A. H. Cottrell, Dislocations and Plastic Flow in Crystals, Oxford 1953 (insbes. Ziff. 13).

<sup>47</sup> H. Suzuki, Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ. Ser. A 4, 455 [1952].

<sup>48</sup> Siehe A. Seeger<sup>9</sup>, S. 118–121.

<sup>49</sup> Sehr interessant wären Messungen der Temperaturabhängigkeit von  $\tau_{\text{krit}}(\vartheta)$ , da man daraus die Temperaturabhängigkeit von  $\tau_p$  erschließen könnte, was eine weitere Prüfungsmöglichkeit für die soeben entwickelte Theorie ergeben würde.

einstimmung von errechnetem und gemessenem Verlauf in Abb. 1 wäre es ein ganz unwahrscheinlicher Zufall, wenn die Länge  $L_0$  der längsten Frank-Read-Quellen gerade  $\tau_0 = \tau_{\text{krit}}(0)$  ergeben würde, da ja  $\tau_{\text{krit}}$  wohl kaum durch die Länge von Frank-Read-Quellen bedingt sein wird. Man darf annehmen, daß bei allen reinen Metallen die Verhältnisse wie bei Zn liegen und daß die Länge der Frank-Read-Quellen auf die kritische Schubspannung praktisch keinen Einfluß hat. Diese Annahme ist deswegen berechtigt, weil das Verhältnis  $\tau_0/G$  bei Zn kleiner als bei allen anderen gut untersuchten Metallen ist, so daß bei letzteren ein Einfluß der Quellenlänge noch unwahrscheinlicher als bei Zn ist.<sup>49a</sup>

Die Tatsache, daß für die Höhe der kritischen Schubspannung die Substruktur der Metalle eine

wesentliche Rolle spielt, wird durch die in Abb. 2 und Abb. 3 dargestellten Versuchsergebnisse<sup>15</sup> an Cu und Zn illustriert. Sie zeigen, daß eine Verstärkung der Substruktur die kritische Schubspannung erhöht.

### 3. Versetzungsgeschwindigkeit und „dynamisches Arbeiten“ der Frank-Read-Quellen

Die in Abschnitt 1 erwähnte Modernisierung des Taylorschen Verfestigungsmodells durch Mott<sup>19</sup> benützte als wesentlichen Bestandteil der Theorie die Vorstellung, daß die Frank-Read-Quellen, deren kritische Spannung gerade gleich der an ihnen herrschenden Schubspannung ist, „dynamisch“ arbeiten. Dies soll besagen, daß eine infolge sich vergrößernder äußerer Schubspannung

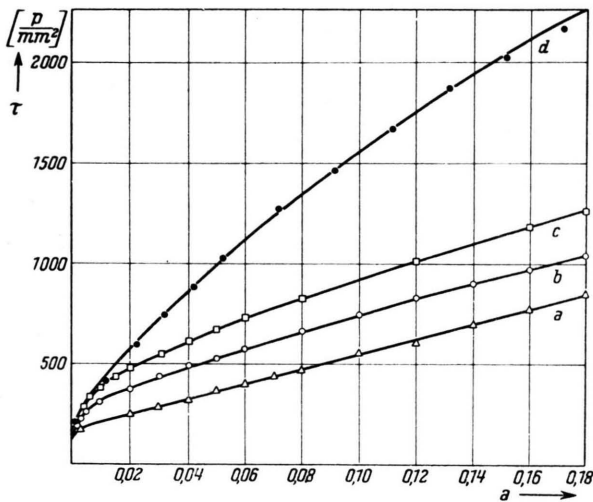


Abb. 2. Verfestigungskurven von Cu nach<sup>15</sup>. a) Geringe Substruktur. b) Stärkere Substruktur. c) Stark polygonisierter Einkristall. d) Vielkristall.

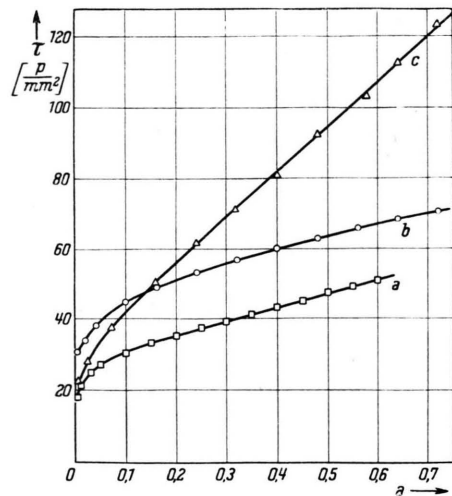


Abb. 3. Verfestigungskurven von Zn nach<sup>15</sup>. a) Geringe Substruktur — Einfachgleitung. b) Ausgeprägte Substruktur — Einfachgleitung. c) Geringe Substruktur — Doppelgleitung.

Abb. 2 u. 3 zeigen, daß Mitwirkung eines zweiten Gleitsystems die Verfestigung, nicht aber die kritische Schubspannung erhöht, während eine verstärkte Substruktur zwar die kritische Schubspannung, nicht aber den Verfestigungsanstieg vergrößert.

<sup>49a</sup> Anm. b. d. Korr.: Seit der Abfassung dieser Arbeit haben wir unveröffentlichte experimentelle Ergebnisse von D. W. Parkin, University of Bristol, kennengelernt, welche aller Wahrscheinlichkeit nach in ähnlicher Weise wie Gl. (6) den Einfluß der Peierls-Kraft erkennen lassen: 1. Die Geschwindigkeit des „Mikro-Kriechens“ von Cadmium-Einkristallen unterhalb der kritischen Schubspannung ist proportional zu  $(\tau - \tau^*)$ .  $\tau^* \approx 5 \text{ p/mm}^2$  ist wohl mit der Peierls-Kraft zu identifizieren. 2. Es ist wohl bekannt (siehe<sup>19</sup>), daß der scheinbare Elastizitätsmodul eines bewegliche Versetzungen enthaltenden Kristalls gegenüber demjenigen eines idealen Kristalls verkleinert ist. Bei sehr

kleinen Verformungen lassen die Ergebnisse von Parkin erkennen, daß der E-Modul nur dann verkleinert erscheint, wenn zu seiner Messung Schubspannungen verwendet werden, die über einem gewissen Mindestwert liegen. Dieser Mindestwert, der bei Cd etwa  $5 \text{ p/mm}^2$ , bei Al und Cu etwa  $10 \text{ p/mm}^2$  beträgt, sollte nach der Theorie mit der Peierls-Kraft zusammenfallen. Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß die Peierls-Kraft bei Raumtemperatur bei Zn und Cd etwa  $5 \text{ p/mm}^2$  und bei Al und Cu etwa  $10 \text{ p/mm}^2$  beträgt. — Herrn Parkin sei auch an dieser Stelle für die ausführende Diskussion seiner Messungen herzlich gedankt.

plötzlich ansprechende Frank-Read-Quelle so lange eine große Anzahl von Versetzungsringen hervorbringen können sollte, bis sie durch die auf die Quelle zurückwirkende Schubspannung ihrer eigenen Versetzungsringe wieder zum Stehen gebracht wird. Eine wesentliche Voraussetzung ist dabei, daß die Versetzungen eine kinetische Energie von der Größenordnung ihrer potentiellen Energie haben können. Als Richtwert für die folgende Diskussion möge die Angabe dienen, daß bei einer Versetzungsgeschwindigkeit von rund  $0,87 c_t$  ( $c_t$  = Schallgeschwindigkeit für Transversalwellen) die kinetische Energie einer Versetzung gleich ihrer potentiellen Energie wird.

Nimmt man an, daß das rückwirkende Schubspannungsfeld der sich ringförmig ausbreitenden Versetzungen die eigene Quelle wieder zum Stillstand bringt, so erhält man nur eine geringe Zahl von Versetzungen<sup>27</sup>, die allenfalls die Stufenhöhe der Elementarstruktur<sup>50</sup> als Wirkung einer einmaligen Betätigung einer Quelle verstehen ließe, nicht aber die viel größeren Stufenhöhen, die bei größeren Abgleitungen beobachtet werden. Man muß an ganz extrem relativistische Geschwindigkeiten denken, um eine nennenswerte Erhöhung der Versetzungszahl auf Grund der „relativistischen Kontraktion“ des Spannungsfeldes einer rasch bewegten Versetzung zu erreichen. Nach der unten gegebenen Diskussion erscheinen solche Geschwindigkeiten bei den normalerweise auftretenden Schubspannungen als sehr unwahrscheinlich.

Empfindliche Messungen der Kriechkurven von Aluminiumeinkristallen<sup>51–53</sup> haben gezeigt, daß eine solche lawinenartige Bildung zahlreicher Versetzungsringe wohl nicht stattfindet, so daß unter diesen Bedingungen die Notwendigkeit für einen dynamischen Mechanismus entfällt. Bei normalen Verformungsgeschwindigkeiten, wie sie im Zug-

versuch im allgemeinen verwendet werden, erscheint uns die Frage nach der momentanen oder allmählichen Entstehung von Gleit-*Stufen* vom experimentellen Standpunkt aus noch nicht vollkommen entschieden<sup>54</sup>.

Vom Standpunkt der Theorie aus erscheint die Frage nach der Bildungsgeschwindigkeit von Gleitstufen eng mit der Frage gekoppelt, ob einheitliche Gleit-*Ebenen* durch einen großen Teil eines Kristalls hindurchgehen oder nicht. Man kann ja aus dem Fehlen von Sprüngen auf den beobachteten Dehnungskurven nur dann ein Argument gegen die momentane Bildung von Stufen mit einer Höhe von 2000 Å entnehmen, wenn man weiß, daß die dabei beteiligten Versetzungen ein Gebiet makroskopischer Ausdehnung sehr rasch überstrichen hätten, da ja die Abgleitung durch das Produkt aus Stufenhöhe und überstrichener Fläche (bezogen auf die Volumeneinheit) gegeben ist.

Unabhängig von diesen Schwierigkeiten kann man jedoch wohl sagen, daß auf keinen Fall ein dynamischer Mechanismus zwingend notwendig erscheint, der mit Geschwindigkeiten größer als  $0,5 c_t$  arbeitet. Leibfried und Haasen<sup>27</sup> haben gezeigt, wie man auch ohne die dynamische Betätigung von Frank-Read-Quellen bei höheren Verformungsgraden im Prinzip die momentane Ausbildung von (gegenüber der Gitterkonstanten großen) Gleitstufen als „Durchschlag“ des Gleitens in einer Gleitebene verstehen kann. Hält man daran fest<sup>26</sup>, daß sich die einheitlichen Gleitebenen ganz oder fast ganz durch einen Kristall mit einem Radius von der Größenordnung mm erstrecken — was nach unserer Kenntnis der experimentellen Ergebnisse weit mehr die Ausnahme als die Regel zu sein scheint —, so muß man allerdings bei der von Leibfried und Haasen vorgeschlagenen speziellen Form des Mechanismus mit

<sup>50</sup> H. Wilsdorf u. D. Kuhlmann-Wilsdorf, *Naturwiss.* **38**, 502 [1951].

<sup>51</sup> G. Leibfried, *Z. Phys.* **127**, 580 [1950].

<sup>52</sup> P. Haasen u. G. Leibfried, *Z. Metallkde.* **43**, 317 [1952].

<sup>53</sup> M. Bauser, Dissertation Stuttgart 1953.

<sup>54</sup> Die kinematographischen Beobachtungen von R. Becker und P. Haasen, *Acta Met.* **1**, 325 [1953] an Al zeigen, daß selbst bei verhältnismäßig rascher Verformung (es handelt sich hier zwar ebenfalls um Kriechbelastung, aber mit Laststufen von  $50 \text{ p/mm}^2$ ), die lichtoptisch sichtbaren Gleit-*Linien* allmählich wachsen. Andererseits findet J. Holden (zitiert bei A. F. Brown<sup>23</sup>) mit Mehrfachinterferenzen, daß bei

stufenweiser Belastung Gleit-*Stufen* von 1000 Å rasch erscheinen und sich dann in Zeiten von der Größenordnung einer Stunde auf etwa die doppelte Höhe vergrößern. Bei größeren Verformungsgeschwindigkeiten hingegen waren die momentan beobachteten Gleitstufen etwas höher und wuchsen nicht weiter. Man kann jedoch natürlich aus diesen Experimenten nicht entnehmen, ob die beobachteten Gleitstufenhöhen auf einer einzigen Netzebene konzentriert sind oder ob die Höhenzunahme auf ein Gebiet von der Größenordnung  $1 \mu$  verteilt ist. Außerdem ist die zeitliche Auflösung dieser Beobachtungen zu gering, um bindende Schlüsse über die Versetzungsgeschwindigkeiten zu erlauben.

Schwierigkeiten bezüglich eines experimentell nicht bekannten Dickeneffekts rechnen<sup>54a</sup>.

Obwohl wir glauben, daß die Gesamtheit der heute bekannten theoretischen und experimentellen Tatsachen dafür spricht, daß die kinetische Energie der Versetzungen bei den meisten beobachteten Phänomenen der plastischen Verformung keine entscheidende Rolle spielt (über eine mögliche Ausnahme siehe unten), ist es nach unserer Ansicht durchaus möglich, daß Versetzungen Geschwindigkeiten der Größenordnung  $0,5 c_t$  zu erreichen vermögen und somit ihre kinetische Energie mit der potentiellen Energie vergleichbar wird. Eine Abschätzung der nach unserer Ansicht zu mindest bei tiefen Temperaturen wirksamsten Dämpfungsursache für rasch bewegte Versetzungen — Strahlungsdämpfung durch periodische Verzögerung und Beschleunigung infolge der Periodizität des Gitterpotentials — hat ergeben<sup>54b</sup>, daß man bei einer Schubspannung von  $800 \text{ p/mm}^2$  in Al und Cu höchstens eine Versetzungsgeschwindigkeit von  $0,4 c_t$  erreichen kann. Andererseits hat man vom empirischen Standpunkt aus das Auftreten von Versetzungsgeschwindigkeiten dieser Größenordnung auch tatsächlich zu erwarten, da die sogenannten athermischen allotropen Umwandlungen vom Martensit-Typus mit solch hohen Geschwindigkeiten verlaufen, daß eine Beeinflussung der Umwandlung durch rasches Abschrecken bis jetzt noch nicht möglich war. Wir müssen annehmen, daß die dabei beteiligten Versetzungen

oder Gitterstörungen ähnlichen Charakters<sup>55</sup> sich mit viel größeren Geschwindigkeiten bewegen als bei der plastischen Verformung. Die dabei wirkenden Kräfte, herrührend vom Unterschied der freien Energie der beiden Phasen, können hier allerdings bei großer Unterkühlung sehr groß werden.

Um diesen Unterschied zu deuten, legen wir den für die Kobalt-Umwandlung angegebenen Versetzungsmechanismus<sup>56</sup> zugrunde. Er ist zwar sicher nicht der einzig mögliche Typus diffusionsloser Umwandlungen, doch kann er wohl als repräsentativ für solche Umwandlungen und Zwillingsbildungen<sup>57</sup> angesehen werden, bei denen homogene Scherungen mit großen Scherwinkeln (bei Co  $20^\circ$ , bei  $\alpha$ -Fe  $72^\circ$ ) erforderlich sind. Wenn die umlaufenden Versetzungen des Kobalt-Mechanismus ein hinreichend großes Stück ihrer Gleitebene überstrichen haben, ohne auf Hindernisse in Form von kreuzenden Versetzungen eines anderen Gleitsystems gestoßen zu sein, so können sie das unmittelbar darüber und darunter liegende Volumen ohne Behinderung umwandeln, weil ja Versetzungslinien im Kristallinnern nicht endigen oder anfangen können<sup>58</sup>. Ganz anders liegen dagegen die Verhältnisse beim Gleiten, wo eine Versetzung ein viel größeres Stück derselben Gleitebene durchlaufen muß, um eine entsprechende Abgleitung zu ergeben. Hierbei wird sie natürlich fortwährend auf Hindernisse der oben genannten Art stoßen.

<sup>54a</sup> Anm. b. d. Korr.: Ein solcher Dickeneffekt wurde inzwischen veröffentlicht (T. Suzuki, Conference on Mechanical Effects of Dislocations in Crystals, Birmingham 1954): Cu-Einkristalle mit  $0,1 \text{ mm } \varnothing$  zeigen einen kleineren Verfestigungsanstieg und einen ausgedehnteren linearen Anfangsteil als solche mit  $1 \text{ mm } \varnothing$ . In diesem Fall dürfte also wohl die Ausdehnung einheitlicher Gleitebenen von der Größenordnung  $10^{-2} \text{ cm}$  sein.

<sup>54b</sup> Unveröffentlichte Rechnungen von W. Burkhardt, Diplomarbeit Stuttgart 1953.

<sup>55</sup> Bis jetzt sind nur für wenige Fälle von athermischen allotropen Umwandlungen und Zwillingsbildungen (bei denen die Verhältnisse sehr wahrscheinlich ganz ähnlich liegen) Versetzungsmechanismen angegeben worden. Da jedoch Versetzungen im Vergleich zu anderen Gitterstörungen relativ leicht beweglich sind, ist es für die oben angeschnittenen Fragen wohl erlaubt, Schlußfolgerungen über die Geschwindigkeit der Versetzungen zu ziehen. Die vom Verf. betrachteten sogenannten oszillatorischen Eigenbewegungen (A. Seeger, Z. Naturforschg. **8a**, 47, 246 [1953]) pflanzen sich zwar mit Überschallgeschwindigkeit fort; da sie aber im Zeitmittel keinen Materialtransport bewirken, spielen sie während des Fortschreitens der

Umwandlung sicher nicht die Hauptrolle. Dagegen sind sie sehr wahrscheinlich an den nach der Bildung einer Martensitnadel zu beobachtenden Schwingungsvorgängen beteiligt.

<sup>56</sup> A. Seeger, Z. Metallkde. **44**, 247 [1953].

<sup>57</sup> S. hierzu A. H. Cottrell u. B. A. Bilby, Phil. Mag. **42**, 573 [1951].

<sup>58</sup> Es wird allerdings schwer sein, auf Grund dieser Überlegungen und eventuell verfügbarer Meßwerte zu sagen, ob die Geschwindigkeit der Versetzungen hierbei  $0,5 c_t$  oder etwa nur  $0,1 c_t$  beträgt, was hinsichtlich der Rolle der kinetischen Energie einen ganz wesentlichen Unterschied bedeutet. Schon verhältnismäßig geringe Veränderungen der bei der theoretischen Deutung von Versuchsergebnissen zugrunde gelegten Anordnung der Versetzungsknoten usw. können solche Unterschiede zuwege bringen. Bis jetzt liegen bei Kobalt, dem einzigen zur Zeit vom versetzungstheoretischen Standpunkt aus geklärten Fall einer athermischen allotropen Umwandlung, keine geeigneten Messungen vor. Es ist lediglich bekannt, daß die Umwandlung hexagonal-kubisch mit hörbarem Klicken erfolgt (s. C. S. Barrett, Phase Transformations in Solids, New York 1952, Kap. 13).

Die soeben benutzte Wirkung der die Gleitebene durchstoßenden Versetzungslinien auf die Geschwindigkeit der Versetzungen ist dreifacher Art:

a) *Bildung von Sprüngen (jogs)*: Zwei sich kreuzende Versetzungslinien verschiedener Gleitsysteme weisen im allgemeinen nach dem gegenseitigen Durchdringen Sprünge von einer Gleitebene zur nächsten dazu parallelen Ebene auf. Für die Bildung eines solchen Sprunges sind bei den typischen Metallen Aktivierungsenergien von der Größenordnung eVolt aufzuwenden. Diese Aktivierungsenergie wird bei der dynamischen Versuchsführung ganz oder teilweise der kinetischen Energie der Versetzung entnommen, so daß die Sprungbildung zusammen mit der bei der plötzlichen Abbremsung auftretenden Ausstrahlung von Schallwellen einen wesentlichen Teil der kinetischen Energie verzehrt. Die Laufwege der Versetzungen zwischen den Hindernissen sind verhältnismäßig kurz (etwa  $10^{-4}$  cm), so daß eine Versetzung unter diesen Bedingungen auch nicht annähernd die oben diskutierte Grenzggeschwindigkeit erreichen wird<sup>59</sup>. — Besonders extrem sind die Verhältnisse in solchen kubisch-flächenzentrierten oder hexagonal dichtest gepackten Metallen, in denen eine merkliche Aufspaltung vollständiger Versetzungen in Teilversetzungen stattgefunden hat. Dann erfordert das Kreuzen von Versetzungslinien auf jeden Fall, auch wenn der Burgers-Vektor jeder der beiden beteiligten Versetzungen in der Gleitebene der anderen Versetzung liegt, eine Aktivierungsenergie. Es muß nämlich vor dem Kreuzen die Aufspaltung in Teilversetzungen an der Kreuzungsstelle rückgängig gemacht werden. Wie in Teil II dieser Arbeit gezeigt werden wird<sup>60</sup>, ist der hieraus resultierende Anteil der Aktivierungsenergie bei Cu viel größer als die eigentliche Sprungenergie<sup>61</sup>.

b) *Falsche Gleitebenen des Sprungs*. Wie früher gezeigt wurde<sup>62</sup>, sind die Gleitebenen der Sprünge im kubisch-flächenzentrierten Gitter  $\{101\}$ - und

$\{010\}$ -Ebenen. Diese Ebenen sind weniger dicht besetzt als die üblichen  $\{111\}$ -Gleitebenen. Dementsprechend ist die Peierls-Kraft für die Bewegung eines Sprunges größer als für die übrige Versetzungslinie, und zwar um einen Faktor  $10^2$ – $10^3$ . Dazu kommt noch, daß die für das Gleiten maßgebende Schubspannungskomponente in der Regel für den Sprung kleiner sein wird als für die übrige Versetzungslinie, die ja in den interessierenden Fällen dem sogenannten Hauptgleitsystem angehört. Beide Ursachen bewirken, daß eine zunehmende Anzahl von Sprüngen sowohl die Gleit- wie die Haftreibung<sup>63</sup> einer Versetzungslinie erhöht und ihre Geschwindigkeit herabsetzt.

c) *Hohe Geschwindigkeit der Sprünge*. In allen Fällen, in denen die einen Sprung enthaltende Versetzungslinie keine reine Stufenversetzung ist, sondern noch einen Schraubenanteil enthält, ist ein Wandern der Versetzung nur möglich, wenn der Sprung eine Bewegungskomponente parallel zur Versetzungslinie hat. Dies bedeutet, daß er im allgemeinen eine höhere Geschwindigkeit und somit auch aus diesem Grunde eine größere Strahlungsdämpfung als die übrige Versetzungslinie aufweist. Dieser Versetzungsmechanismus bewirkt ebenfalls, daß die im Idealfall mögliche Grenzggeschwindigkeit bei der plastischen Verformung nicht erreicht wird. Im Grenzfall einer reinen Schraubenversetzung ist an der Stelle des Sprungs bekanntlich überhaupt keine Vorwärtsbewegung mehr durch Gleiten, sondern nur noch durch nichtkonservative Bewegung (Erzeugung von Leerstellen bzw. Zwischengitteratomen) möglich (vgl. Abschnitt 4).

Das Ergebnis der bisherigen Diskussion dieses Abschnitts kann folgendermaßen zusammengefaßt werden:

Experimentelle und theoretische Gründe sprechen dagegen, daß bei der plastischen Verformung die kinetische Energie der Versetzungen eine entscheidende Rolle spielt. Es ist jedoch durchaus möglich, daß unter idealeren Bedingungen Ver-

<sup>59</sup> Vgl. hierbei die von N. F. Mott, Phil. Mag. 44, 741 [1953] (Anhang) gegebene Abschätzung.

<sup>60</sup> A. Seeger, Theorie der Kristallplastizität Teil II, Z. Naturforsch. 9a [1954], im Druck.

<sup>61</sup> Wie stark ganz allgemein die Ausbildung von Stapelfehlern die Verfestigung erhöht, kann durch einen Vergleich der meisten primären festen Lösungen in Cu mit CuSi gesehen werden. (C. S. Barrett, Imperfections in Nearly Perfect Crystals, New York 1952, Kap. 3). CuSi zeigt eine viel größere Verfestigung pro gelöstem Atom-% als etwa CuNi oder CuMn. Dies wird auf das zahlreiche Auftreten von Stapelfehlern

bei geeigneten Zusammensetzungen zurückgeführt. (Bei 5–6 Gew.-% Si kann eine hexagonal dichtest gepackte  $\alpha$ -Phase mit der kubisch-flächenzentrierten  $\alpha$ -Phase im Gleichgewicht sein.)

<sup>62</sup> A. Seeger u. H. Blank, Z. Naturforsch. 9a, 262 [1954].

<sup>63</sup> Die Tatsache, daß die Haftreibung etwa proportional der von einer Versetzung zurückgelegten Strecke ist, läßt sich direkt aus den Meßergebnissen von Bausser<sup>53</sup> ableiten. Wegen der Einzelheiten, auf die wir hier nicht eingehen können, siehe H. Blank, Diplomarbeit Stuttgart 1953/54.

setzungen sich mit hohen Geschwindigkeiten bewegen können. Solche Bedingungen können bei athermischen allotropen Umwandlungen und bei mechanischer Zwillingsbildung vorliegen.

Wir haben noch auf eine oben erwähnte mögliche Ausnahme von diesem allgemeinen Ergebnis zurückzukommen und knüpfen zu diesem Zwecke an einen von Mott<sup>26</sup> betrachteten Mechanismus an:

Es ist denkbar, daß eine lawinenartige Produktion von Versetzungen aus einer einzigen Frank-Read-Quelle dadurch zustande kommt, daß durch „Wolken“ nach Cottrell<sup>46</sup> oder Suzuki<sup>47</sup> eine Versetzungslinie weit über die kritische Schubspannung ihrer Frank-Read-Quelle hinaus beansprucht wird, bis sie sich dann endlich in Bewegung setzt. Es sollte dann möglich sein, in dichter zeitlicher Folge eine große Zahl ( $10^2$ – $10^3$ ) Versetzungsringe zu erzeugen. In diesem Fall überstreicht ja ein Teil der Versetzungsringe ebenfalls ein bestimmtes nicht allzu großes Gebiet sehr oft nacheinander, und wenn dieses von Hindernissen frei ist, kann die theoretische Grenzgeschwindigkeit, die hier wegen der großen äußeren Schubspannung verhältnismäßig nahe bei der Schallgeschwindigkeit liegt, erreicht werden. Bei reinen Metallen ist diese „Spannungsüberhöhung“ ganz unwahrscheinlich. Dagegen scheint sie uns ein Verständnis dafür zu ermöglichen, wie bei C- und N-haltigem Eisen die Bruchfestigkeit unter die Streckgrenze sinken und damit Sprödbbruch eintreten kann. In diesem Falle würde also bei hoher Streckgrenze eine Lawine von vielleicht  $10^3$  Ver-

setzungen ausgelöst werden, die an der nächsten Korngrenze plötzlich gebremst wird und auf Grund ihrer großen Normalspannungen einen interkristallinen oder intrakristallinen Anriß herbeiführen kann<sup>64,65</sup>.

Von Mott<sup>26</sup> wurde als Argument für die Existenz von Aufstauungen von rund 1000 Versetzungen auch bei reinen Metallen angeführt, daß man mit Hilfe der hierbei auftretenden Normalspannungen die Entstehung eines Verformungsbruches verstehen könne. Es sei deshalb hier erwähnt, daß man schon mit geringeren Spannungskonzentrationen auch bei kubisch-flächenzentrierten Kristallen mechanische Zwillingsbildung zu erwarten hat, die dann zum Bruch führen kann. Nach Blewitt<sup>34</sup> tritt Zwillingsbildung bei Cu-Einkristallen bei  $a \approx 1,25$  auf.

#### 4. Die Verfestigung, insbesondere bei kleinen Abgleitungen

Bei reinen kubisch-flächenzentrierten Kristallen mit einer Orientierung, die nicht allzu nahe am Rand des Orientierungsdreiecks gelegen ist, kann man die Verfestigungskurve<sup>30–37,66</sup> in folgende drei Teile zerlegen:

a) Sogenannter „easy-glide“-Bereich (linearer Anfangsteil), der wenig orientierungsabhängig ist und bei Al bei Raumtemperatur eine lineare Verfestigung mit dem Anstieg

$$d\tau/da = \vartheta \approx 2 \text{ kp/mm}^2 \quad (7)$$

aufweist<sup>67</sup>. Bei Cu ergibt sich nach Diehl<sup>66</sup>

$$\vartheta \approx 3 \text{ kp/mm}^2. \quad (7a)$$

samer festhalten als im kubisch-flächenzentrierten Gitter. Man versteht auf diese Weise, warum in letzteren kein Sprödbbruch beobachtet wird. b) Im allgemeinen als spröde geltende raumzentrierte Metalle sind, wenn hinreichend rein, auch bei tiefen Temperaturen duktil (siehe z. B. Cr: H. L. Wain u. P. Henderson, Proc. Phys. Soc. Lond., B 66, 515 [1953]). c) Der Sprödbbruch tritt bei einfachen Strukturen mit definierten Gleitebenen (Beispiel für das Gegenteil:  $\gamma$ -Messing-Struktur) bei tiefen Temperaturen auf, bei denen die Versetzungen durch die Verunreinigung besonders wirkungsvoll festgehalten werden.

<sup>66</sup> J. Diehl, unveröffentlichte Messungen an Cu (99,98%).

<sup>67</sup> Etwa dieselbe lineare Verfestigung erhält H. Scholl (Z. Metallkde. 44, 528 [1953]) bei seinen Schubversuchen. Da hierbei ein Gleitsystem vor allen übrigen Systemen durch die Versuchsanordnung ausgezeichnet ist, ist die Auffassung, daß es sich bei dem langen geradlinigen Teil der Scholl'schen Verfestigungskurven um einen verlängerten „easy-glide“-Bereich handelt, mit der folgenden Diskussion verträglich.

<sup>64</sup> Von A. Kochendörfer (Naturwiss. 40, 432 [1953]; Arch. Eisenhüttenwesen, demnächst) wurde ebenfalls ein Mechanismus vorgeschlagen, bei dem hohe Versetzungsgeschwindigkeiten die Hauptrolle spielen. Er erscheint uns jedoch viel weniger wahrscheinlich als der oben betrachtete, da er extrem relativistische Versetzungsgeschwindigkeiten nicht an der Versetzungsquelle, sondern nach längerem Laufweg benötigt, wo sie wegen der Sprungbildung kaum mehr möglich sind. Außerdem ist ein Zusammentreffen mit parallelen Versetzungslinien entgegengesetzten Vorzeichens auf einer benachbarten Netzebene erforderlich, was sehr unwahrscheinlich ist und erst nach gut meßbarer Abgleitung erfolgen sollte. — Herrn Prof. Kochendörfer danke ich dafür, daß er mir seine Arbeit, durch die die obigen Überlegungen angeregt wurden, vor der Veröffentlichung zugänglich gemacht hat.

<sup>65</sup> Die oben gegebene Interpretation des Sprödbuchs läßt drei experimentelle Tatsachen sofort verstehen: a) Da Verunreinigungen auf Zwischengitterplätzen in kubisch-raumzentrierten Kristallen tetragonale Gitterverzerrungen hervorrufen, können sie in diesem Gitter bekanntlich Versetzungen viel wirk-

b) Sogenannter „Wechselwirkungsbereich“, der einen viel steileren und stark von der Orientierung — und im allgemeinen auch von der Temperatur — abhängigen Verfestigungsanstieg zeigt. Wir nehmen an, daß hier die Wechselwirkung der Versetzungen des Hauptgleitsystems mit den während der Verformung entstandenen Versetzungen anderer Gleitsysteme eine wesentliche Rolle spielt.

c) Der Endbereich, der wieder einen mit a) vergleichbaren Verfestigungsanstieg zeigt und der schließlich zum Bruch führt.

Einer ins einzelne gehenden theoretischen Deutung scheinen in erster Linie die Bereiche a) und b) zugänglich zu sein. Nach unveröffentlichten Untersuchungen<sup>68</sup> kann man sie bei Aluminium folgendermaßen verstehen:

1. Es ist eine von der Orientierung fast gar nicht und von der Temperatur nur wenig abhängende Grundverfestigung vorhanden.

2. Ihr überlagert sich eine stark orientierungsabhängige Wechselwirkungsverfestigung, die von der Wechselwirkung der Versetzungen des Hauptgleitsystems mit denjenigen der „Störsysteme“ herrührt.

3. Als „Störsysteme“ wirken alle diejenigen Gleitsysteme  $i$ , bei denen die „wirksame Schubspannung“  $\tau^{(i)}$  (= äußere Schubspannung — latente Verfestigung im Gleitsystem  $i$ ) größer ist als die kritische Schubspannung  $\tau_0$ <sup>69</sup>.

Im folgenden werden wir ein genaueres Bild der Grundverfestigung geben. Auf die Wechselwirkungsverfestigung und auf die Oberflächenerscheinungen wird an anderer Stelle zusammen mit einer ausführlicheren Besprechung der experimentellen Daten, als es hier möglich wäre, eingegangen werden. Erwähnt seien jedoch noch die Befunde von Pratt<sup>70</sup> an NaCl, die eine besonders schöne Illustration der obigen Thesen darstellen. Bei NaCl (Dodekaedergleitung) sind bekanntlich, wenn für die Bewegungen der Versetzungen nur Schubspannungsfelder und nicht noch Hindernisse geometrischer Art eine Rolle spielen, bei jeder Orientierung mindestens zwei Gleitsysteme gleichberechtigt. Experimentell findet Pratt, daß sich bei kleinen Abgleitungen zunächst ein steilerer, etwa para-

bolischer Verlauf der Verfestigungskurve einstellt, der bei manchen Kristallen wie bei Theile<sup>71</sup> plötzlich in einen flacheren, linearen Verlauf übergeht. Mit der Schlierenmethode hat Pratt festgestellt, daß von dieser Stelle an nur noch eines der beiden Gleitsysteme zum Gleiten beitrug. Der lineare Teil der Verfestigungskurve an NaCl hat also denselben physikalischen Charakter wie derjenige im Anfangsteil der Verfestigungskurve von Metallen mit dem Unterschied, daß er bei Metallen von der Wechselwirkungsverfestigung abgelöst wird, während bei NaCl diese vorangeht.

In Abschnitt 2 haben wir die kritische Schubspannung reiner Metalle in der Weise gedeutet, daß sich bei der äußeren Spannung  $\tau_0$  die dem in Abschnitt 1 betrachteten räumlichen Netzwerk angehörenden und günstig orientierten Versetzungslinien entgegen der Wirkung des „inneren“ Spannungsfeldes über mehrere Maschen hinweg in Bewegung setzen. Sie können dabei durch das Versetzungsnetzwerk aufgehalten werden. Letzteres ist experimentell gesichert durch die Beobachtung von Edwards, Washburn und Parker<sup>15</sup>, wonach der Korngrenzenwinkel einer sich unter einer äußeren Schubspannung bewegendes Feinkorngrenze allmählich abnimmt. Dies ist nur so zu verstehen, daß eine mit dem zurückgelegten Weg allmählich wachsende Anzahl von Versetzungslinien an Hindernissen irgendwelcher Art aufgehalten worden ist.

Wesentlich ist, daß dieses Festhalten von Versetzungen während des Gleitprozesses auf mehrere Arten erfolgen kann, die sich in der Wirkung auf die makroskopischen Eigenschaften eines Kristalls deutlich unterscheiden.

Wir betrachten hier Beispiele für die beiden möglichen Extremfälle:

I. Eine Versetzung wird in einer Potentialmulde eingefangen, z. B. in einer Feinkorngrenze gleichnamiger Versetzungen oder in der Nachbarschaft ungleichnamiger Versetzungen (siehe Abb. 4). In solchen Fällen wird das weitreichende Spannungsfeld der betreffenden Anordnung verkleinert, die Wirksamkeit als Hindernis mit kurzer Reichweite (insbesondere auch für die Versetzungen anderer

<sup>68</sup> Gemeinsam mit J. Diehl u. H. Stahl. Vorläufige Mitteilung: Vortrag J. Diehl auf der 2. Diskussions-tagung über Metallplastizität, Essen 1953.

<sup>69</sup> Dieser Gedanke wurde wohl zuerst von J. Diehl benützt (Diplomarbeit Stuttgart 1951; F. Röhm u. J. Diehl, Z. Metallkde. **43**, 126 [1952]).

<sup>70</sup> P. L. Pratt, Acta Met. **1**, 103 [1953].

<sup>71</sup> W. Theile, Z. Phys. **75**, 763 [1932]. Der oben erwähnte Übergang tritt bei Abgleitungen von der Größenordnung 1% ein.

Gleitsysteme) jedoch stark erhöht<sup>72</sup>. Ein Beispiel für eine derartige Wechselwirkung ist die schon beobachtete Vereinigung zweier einander einholender Feinkorngrenzen gleichnamiger Versetzungen<sup>15</sup>.

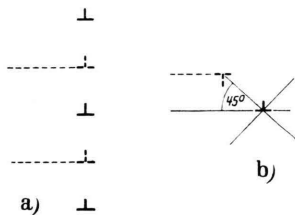


Abb. 4. Zwei Beispiele für Hindernisse, bei deren Verstärkung die Reichweite des Spannungsfeldes vermindert wird. a) Verstärkung einer Feinkorngrenze, b) Ausbildung von Versetzungspaaren.

II. Versetzungen werden an „punktförmigen“ Hindernissen sehr hoher Aktivierungsenergie festgehalten. Als Beispiel hierfür sind in erster Linie Schraubenversetzungen oder, entsprechend der Diskussion in Abschnitt 3, Versetzungen überwiegenden Schraubenanteils zu nennen, die an Versetzungen anderer Gleitsysteme aufgehalten werden. Ein derartiges Aufhalten schon nach kurzen Laufwegen ist eine fast selbstverständliche Konsequenz der Auffassung, daß sich beim Gleiten Versetzungsringe aus der Netzwerkstruktur heraus entwickeln. Im Gegensatz zu der üblichen Auffassung soll sich jedoch die Bildung eines solchen Ringes allmählich und keineswegs als einheitlicher Prozeß vollziehen. Zumindest bei tiefen Temperaturen treten immer wieder Wartezeiten dadurch ein, daß zum Schneiden kreuzender Versetzungen thermische Aktivierung erforderlich ist. Da die bei diesem Schneiden in der sich ausbreitenden Versetzungslinie entstehenden Sprünge nur in Richtung des Burgers-Vektors gleiten können,

ergibt sich auf diese Weise zwangsläufig die in Abb. 7 dargestellte Ovalgestalt einer geschlossenen Versetzungslinie. Die kinematographischen Beobachtungen von Chen und Pond<sup>73</sup> und Becker und Haasen<sup>74</sup> zeigen in der Tat, daß sich Schraubenversetzungen sehr viel langsamer bewegen als Stufenversetzungen<sup>75</sup>. Eine weitere Bestätigung der Auffassung, daß sich im Anfangsstadium der Gleitung die Schraubenanteile der Versetzungsringe zum größten Teil aufstauen und nicht etwa unter Bildung von Leerstellen oder Zwischengitteratomen wesentlich zur Abgleitung beitragen, ist die Beobachtung von Blewitt<sup>34</sup>, daß in Cu bei Abgleitungen unterhalb  $a=0,2$  eine Änderung des elektrischen Widerstandes weder bei der Verformung bei 78°K noch bei der Erholung bei 300°K aufgetreten ist — in deutlichem Gegensatz zu den Verhältnissen bei höheren Spannungen, bei denen offensichtlich Leerstellen wesentlich zur Erhöhung des elektrischen Widerstandes beitrugen und die Schraubenversetzungen sich somit tatsächlich unter Erzeugung atomarer Fehlordnung bewegen konnten<sup>76</sup>.

Der soeben besprochene Aufstauungsvorgang hat eine vollkommen andere Wirkung auf das innere Spannungsfeld  $\tau_i$  als die unter I. angeführten Prozesse. Er ruft weitreichende Spannungsfelder hervor und ist in erster Linie dafür verantwortlich, daß von einer Frank-Read-Quelle nur eine geringe Anzahl von Versetzungsringen ohne Erhöhung der äußeren Spannung erzeugt werden können, da ja diese weitreichenden Spannungen der äußeren Schubspannung am Orte der eigenen Quelle entgegenwirken.

In Wirklichkeit gibt es alle möglichen Übergänge zwischen den beiden besprochenen Hinder-

<sup>72</sup> Eine andere Beschreibung dieses Sachverhaltes ist, daß sich mit zunehmender Verformung eine immer dichter und stärker werdende Substruktur von Feinkorngrenzen ausbildet. Dies wird vor allem durch die in Abb. 3 dargestellten Experimente illustriert. Die zunehmende Unterteilung der Körner durch plastische Verformung auch bei so tiefen Temperaturen, daß das „Klettern“ von Versetzungen keine Rolle spielen kann, wurde röntgenographisch von P. Gay u. A. Kelly, *Acta Cryst.* **6**, 165, 172 [1953] bestätigt.

<sup>73</sup> N. K. Chen u. R. B. Pond, *Trans. Amer. Inst. Min. Metall. Engrs.* **194**, 1085 [1952].

<sup>74</sup> R. Becker u. P. Haasen, *Acta Met.* **1**, 325 [1953].

<sup>75</sup> Ein Effekt, der zwar in derselben Richtung geht, aber die großen Unterschiede nicht allein zu erklären vermag, ist die Tatsache, daß Schraubenversetzungen

wegen ihrer geringeren Weite eine größere Peierls-Kraft als Stufenversetzungen haben.

<sup>76</sup> Ein interessanter Versuch wäre in diesem Zusammenhange die Messung der Geschwindigkeit der Selbstdiffusion als Funktion des Verformungsgrades, die einen ähnlichen Effekt zeigen muß. (Zusatz b. d. Korr.: Erhöhung der Meßgenauigkeit hat ergeben [T. H. Blewitt, R. R. Coltman u. J. K. Redman, *Conference on Defects in Crystalline Solids*, Bristol 1954], daß bei Cu auch bei kleinen Abgleitungen eine Erhöhung des elektrischen Widerstandes durch Erzeugung atomarer Fehlordnung auftritt. Dies ist bei den Edelmetallen aus theoretischen Gründen und nach der Analyse der gemessenen Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung in der Tat zu erwarten [A. Seeger, *Phil. Mag.* **45** (1954), im Druck]. Die folgende Diskussion darf also nicht auf die Edelmetalle angewendet werden.)

nistypen. Für eine qualitative Diskussion wird man jedoch mit einer Betrachtung der beiden Extremfälle auskommen. Bei der *Umkehr der Verformungsrichtung* (auf die Verhältnisse bei *plötzlicher Entlastung* gehen wir unten ein) wirkt zunächst Typus II im Sinne einer starken Begünstigung der gegensinnigen Verformung. Der Kristall ist deshalb bei kleinen Rückwärtsabgleitungen wesentlich weicher als im unverformten Zustand. Dies gilt jedoch nur so lange, bis mit zunehmender gegensinniger Abgleitung immer mehr Hindernisse vom Typus I ins Spiel kommen, die ja in beiden Verformungsrichtungen etwa gleich wirken. Dann steigt die Verfestigung rasch an, um schließlich mit derjenigen ununterbrochener einsinniger Verformung vergleichbar zu werden.

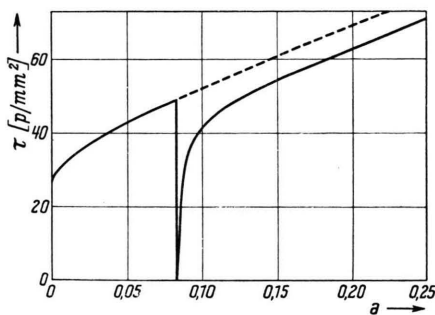


Abb. 5. Umkehr der Verformungsrichtung bei Zn ( $-196^{\circ}\text{C}$ ) nach<sup>15</sup>.

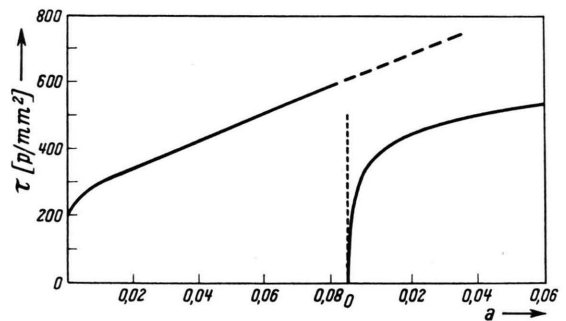


Abb. 6. Hin- und Rückverformung von Al-Einkristall in Bausch-Anordnung (Fassungsabstand 3 mm, Zimmertemperatur) nach Scholl<sup>77</sup>.

Abb. 5 u. 6. Bei sehr kleinen Rückwärtsverformungen sind Kristalle zunächst weicher als im unverformten Zustand; bei größeren Rückverformungen ist der Verfestigungsanstieg zunächst größer als bei gleichsinniger Verformung, um dann damit vergleichbar zu werden.

Die experimentellen Resultate sind mit der vorangehenden Diskussion in Übereinstimmung. Abb. 5 zeigt dies für einen Zn-Einkristall<sup>15</sup>, Abb. 6 für einen Al-Einkristall<sup>77</sup>. Die aus Abb. 5 und Abb. 6 zu entnehmende Tatsache, daß die Verfestigungskurve für gegensinnige Verformung bei Zn kaum, bei Al dagegen deutlich unter derjenigen für gleichsinnige Verformung bleibt, ergibt sich zwingend aus unseren Vorstellungen über das Zustandekommen des Effekts: Beim kubisch-flächenzentrierten Gitter haben bei statistischer Verteilung etwas mehr als die Hälfte aller Versetzungslinien einen Burgers-Vektor mit einer Komponente senkrecht zur Hauptgleitebene und bilden somit wirksame Hindernisse für die Bewegung der Schrau-

benversetzungen im Hauptgleitsystem. Bei der hexagonalen dichtesten Kugelpackung dagegen liegen die kürzesten Burgers-Vektoren ( $b=a$ ) alle in der Basisebene, so daß für das Aufstauen der Schraubenversetzungen nur die Versetzungen mit Burgers-Vektoren in Richtung der hexagonalen Achse in Frage kommen ( $b=c$ ), welche aber aus energetischen Gründen viel seltener sind als die entsprechenden Versetzungen in einem kubisch-flächenzentrierten Gitter. Somit ist auch der Anteil der Schraubenversetzungen an der Verfestigung (größenordnungsmäßig gegeben durch die halbe Differenz der Vorwärts- und Rückwärtsverfestigung) im kubisch-flächenzentrierten Gitter größer als in der hexagonalen dichtesten Kugelpackung.

Da man aus obigem schließen kann, daß die Vernachlässigung der verfestigenden Wirkung der Schraubenversetzungen die Größenordnung der Verfestigung nicht ändert, ist es möglich, aus den gemessenen Daten auf die Laufwege der Versetzungen zu schließen.

Die Zahl der Versetzungsringe pro Volumeneinheit sei  $n$ . Als Form der Versetzungsringe nehmen wir Ellipsen mit den Halbachsen  $l_1$  und  $l_2$  an, welche wir als Laufwege für Stufenversetzungen bzw. Schraubenversetzungen bezeichnen (Abb. 7). Die Abgleitung ist dann gegeben durch

$$a = n b l_1 l_2 \pi, \quad (8)$$

die dabei neu entstandene Versetzungslänge pro Volumeneinheit ist

$$4n l_1 E(\epsilon) \quad (9)$$

<sup>77</sup> H. Scholl, unveröffentlichte Messungen (Bausch-Anordnung).

wobei  $0 \leq \varepsilon = (1 - (l_2/l_1)^2)^{1/2} \leq 1$  und  $E(k)$  das vollständige elliptische Integral zweiter Gattung ist. Macht man die Annahme, daß der relative Verfestigungszuwachs proportional zu und etwa gleich der relativen Zunahme der gesamten Versetzungslänge ist, so erhält man

$$\frac{\Delta \tau}{\tau_0} = \frac{\partial a}{\tau_0} \approx \frac{4 n l_1 E(\varepsilon)}{3 \varrho}, \quad (10)$$

und wegen Gl. (8)

$$\frac{\partial}{\tau_0} \approx \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\varrho} \frac{1}{b l_2} E(\varepsilon). \quad (11)$$

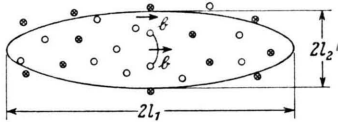


Abb. 7. Gleitebene in einem flächenzentriert-kubischen Kristall mit ellipsenförmigem Versetzungsring und Frank-Read-Quelle. O: Durchstoßpunkte von Versetzungen mit Burgers-Vektor in Gleitebene; X: Durchstoßpunkte von Versetzungen mit b-Komponente senkrecht zu Gleitebene.

Ist  $l_0$  der Abstand zwischen zwei benachbarten Durchstoßpunkten durch die Hauptgleitebene, so gilt bei Annahme eines quadratischen Musters für diese Punkte

$$\varrho = l_0^{-2} \quad (12)$$

(bei einem Muster regelmäßiger Sechsecke würde man  $\varrho = 2\sqrt{3}/3 l_0^2$  erhalten, was  $\varrho$  um einen Faktor 1,16 gegenüber Gl. (12) vergrößern würde).

Zwischen dem Laufweg der Schraubenversetzungen  $l_2$  und  $l_0$  wird man in einem kubisch-flächenzentrierten Metall den Zusammenhang

$$l_2 = 2l_0 \quad (13)$$

erwarten<sup>78</sup>. Mit Gl. (12) und (13) erhält man aus Gl. (11)

$$l_0 \approx \frac{3}{2} \frac{\partial}{\tau_0} \frac{\pi}{E(\varepsilon)} \cdot b. \quad (14)$$

$E(\varepsilon)$  liegt zwischen  $\pi/2$  (für  $l_1 = l_2$ ) und 1 (für  $l_1 \gg l_2$ ). Um Gl. (14) zu prüfen, verwenden wir den von Haasen und Leibfried<sup>56</sup> untersuchten Al-Einkristall, da für diesen die ausführlichsten Messungen vorliegen, die zudem noch eine Kontrollmöglichkeit an Hand von Tab. 1 gestatten werden.

<sup>78</sup> Der Wert 2 für den Zahlenfaktor in Gl. (13) entspricht der Annahme, daß die Versetzungslinien starr sind. Berücksichtigt man den Umstand, daß zwei sich kreuzende Schraubenversetzungen sich unter Vergrö-

Bei  $a = 0,004$  ist  $\vartheta = 23,5 \text{ kp/mm}^2$ ; mit  $\tau_0 = 89 \text{ p/mm}^2$  und  $E(\varepsilon) = 1$  ergibt sich aus (14)

$$l_0 = 3,6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}. \quad (15)$$

Dies ist ein etwas geringerer Zahlenwert als der in Abschnitt 5 abgeleitete  $l_0 = 9 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ . Eine Berücksichtigung der bei Gl. (12) und (13) angegebenen Korrekturen würde  $l_0$  um einen Faktor 1,5 bis 2 vergrößern, so daß man trotz der oben gemachten rohen Annahmen von einer qualitativen Übereinstimmung sprechen kann.

Die kritische Schubspannung des von Haasen und Leibfried untersuchten Kristalls entspricht  $\tau_0/G = 3 \cdot 10^{-5}$ . Durch Vergleich mit den bei Gl. (4) gemachten Angaben sieht man, daß das nach Gl. (4) berechnete  $\tau_1$  mit dem gemessenen  $\tau_0$  ziemlich gut übereinstimmt. Die gemessene kritische Schubspannung ist also mit der Auffassung verträglich, daß sie durch die Spannungsfelder der Versetzungen bedingt ist.

Die bis jetzt besprochenen Verfestigungsursachen sind bei mäßig hohen Temperaturen und Verformungsgeschwindigkeiten temperatur- und geschwindigkeitsunabhängig. Ihnen überlagert sich ein temperatur- und geschwindigkeitsabhängiger Prozeß, nämlich die in Abschnitt 3 besprochene Bildung von gleitfähigen Sprüngen in Versetzungen mit überwiegendem Stufencharakter. Er läßt sich am besten am sogenannten logarithmischen Kriechen reiner Einkristalle (siehe Abschnitt 5) sowie an Hand der Temperatur- und Geschwindigkeitsabhängigkeit der Verfestigung studieren.

Ein besonders wichtiger Aspekt der Sprungbildung ist, daß sie das plötzliche Rückwärtsgleiten bei Entlastung verhindert. Dies kommt folgendermaßen zustande: Wird eine Schubspannung an einen Kristall angelegt, so bauchen sich alle Versetzungslinien je nach Orientierung von Linie und Burgers-Vektor mehr oder weniger stark aus. Sprünge entstehen sowohl in den gleitenden wie in den statischen Versetzungen an den Schnittstellen im ausgebauchten Zustand. Wird plötzlich entlastet, so springen die Versetzungen des Netzwerks ungefähr in die Gleichgewichtslage ohne äußere Spannung zurück. Die zurückgleitenden Versetzungen können deshalb ihre Sprünge nicht

berung der Linienenergie vor der Erzeugung von Löchern etwas ausbauchen werden, so erhöht sich dieser Faktor etwas.

einfach zurückbilden. Es müssen sich vielmehr neue Sprünge entgegengesetzten Vorzeichens an den neuen Kreuzungsstellen bilden. Dies benötigt Aktivierungsenergie und ist deshalb ohne äußere Spannung ein unwahrscheinlicher Vorgang<sup>79</sup>. Ferner trägt natürlich die Haftreibung der Sprünge zur Verhinderung der Rückgleitung bei.

Mehrere Autoren<sup>31, 53, 80, 81</sup> stimmen darin überein, daß im Anfangsteil der Verfestigungskurve vollständige oder fast vollständige Erholung möglich ist im Gegensatz zum sogenannten „Wechselwirkungsbereich“. Dies ist folgendermaßen zu deuten: die Haupthindernisse, die einer weitgehenden Erholung entgegenwirken, sind schwer gleitfähige („sessile“ im Sinne von Lomer<sup>82</sup>) und nichtgleitfähige („sessile“ im Sinne von Frank<sup>83</sup>) Versetzungen. Diese können aber in merklicher Anzahl erst im Wechselwirkungsbereich entstehen, z. B. durch die von Lomer<sup>82</sup> und Cottrell<sup>84</sup> betrachteten Versetzungsreaktionen.

Im Bereich reiner Grundverfestigung dagegen treten nur leicht erholbare Hindernisse auf: Aufstauungen von Schraubenversetzungen können durch Quergleiten (cross-slip) aufgelöst werden, bei Anordnungen wie in Abb. 4b können sich Versetzungen entgegengesetzten Vorzeichens durch Klettern annihilieren<sup>85</sup>. Feinkorn Grenzen wie in Abb. 4a sind bei hohen Temperaturen außer-

ordentlich leicht beweglich<sup>86</sup>. Die Erholungsexperimente sind, soweit man dies ohne die Möglichkeit eines quantitativen Vergleichs sagen kann, in guter Übereinstimmung mit der im vorliegenden Abschnitt gegebenen Verfestigungstheorie.

## 5. Kriechversuche und Bestimmung der Versetzungsdichte im unverformten Kristall

Auf die allgemeine Einteilung und Theorie der Kriecherscheinungen gehen wir hier nicht ein; ein Überblick hierüber ist an anderer Stelle gegeben worden<sup>87</sup>. Wir befassen uns nur mit dem Übergangskriechen, und zwar fast ausschließlich mit dem sogenannten logarithmischen Kriechgesetz. Für dieses ist von einer ganzen Reihe von Autoren<sup>88-91</sup> eine Deutung auf Grund der Exhaustionstheorie von Mott und Nabarro<sup>92</sup> gegeben worden. Wir lehnen die Anwendung der Exhaustionstheorie auf reine Metalleinkristalle<sup>93</sup> aus verschiedenen Gründen ab: Erstens ist die ihr zugrunde liegende Annahme *unabhängiger* „plastischer Elemente“ an sich schon unwahrscheinlich, zweitens ist sie kaum in der Lage, die häufig auftretenden Abweichungen von logarithmischen Kriechgesetzen zu deuten und drittens steht die Annahme, daß die Verfestigung nur in einer allmählichen Erschöpfung leicht aktivierbarer plastischer Ele-

<sup>79</sup> Vielleicht besteht hier ein Zusammenhang mit der Ermüdung bei Wechselverformung. Selbst bei sehr vielen Wechseln heben sich die bei Hin- und Hergang erzeugten Sprünge nicht auf, da die Sprünge verschiedenen Vorzeichens an räumlich getrennten Stellen entstehen. Nun bedeutet jeder Sprung in gewissem Sinne eine halbe Gitterleerstelle. Man hat also hier einen Prozeß, der eine Anhäufung von an Versetzungen gebundenen (also nicht durch Diffusion sich zerstreuen den) Löchern bewirkt, welche vielleicht einen Ausgangspunkt für die Rißbildung abgeben können.

<sup>80</sup> H. Scholl<sup>67</sup>.

<sup>81</sup> N. Brown, J. Washburn u. E. R. Parker, Trans. Amer. Inst. Min. Metall. Engrs. **194**, 1229 [1953].

<sup>82</sup> W. M. Lomer, Phil. Mag. **42**, 1327 [1951].

<sup>83</sup> F. C. Frank, Proc. Phys. Soc., Lond. A **62**, 131 [1949].

<sup>84</sup> A. H. Cottrell, Phil. Mag **43**, 645 [1952]. Die Cottrellsche nicht gleitfähige Versetzung ist in kubisch-flächenzentrierten Kristallen geringer spezifischer Stapelfehlerenergie (etwa Cu) ein besonders schwer zu beseitigendes Hindernis, da sie weder gleiten noch klettern kann.

<sup>85</sup> Bis jetzt sind noch für keinen dieser beiden Prozesse Berechnungen der Aktivierungsenergie veröffentlicht worden. Bei beiden spielt in dichtest gepackten Gittern die Möglichkeit zur Dissoziation vollständiger Versetzungen in Halbversetzungen eine wesentliche Rolle. (Zusatz b. d. Korr.: Die Aktivierungsenergie

für Quergleiten in Cu und Al wurde inzwischen berechnet [G. Schöck u. A. Seeger, Activation energy problems associated with extended dislocation, Conference on Defects in Crystalline Solids, Bristol 1954]. Eine ausführliche Diskussion der Aktivierungsenergie beim Klettern von Versetzungen wurde von A. Seeger<sup>8</sup> gegeben.)

<sup>86</sup> C. H. Li, E. H. Edwards, J. Washburn u. E. R. Parker, Acta Met. **1**, 223 [1953].

<sup>87</sup> A. Seeger, Z. Metallkde. **45** [1954] (im Druck) sowie ausführlicher<sup>9</sup> (S. 137–168).

<sup>88</sup> C. L. Smith, Proc. Phys. Soc., Lond. B **61**, 201 [1948].

<sup>89</sup> O. H. Wyatt, Proc. Phys. Soc., Lond. B **66**, 459 [1953].

<sup>90</sup> A. H. Cottrell, J. Mech. Phys. Solids **1**, 53 [1952]. (Vgl. Progr. Met. Phys. Bd. IV 1953).

<sup>91</sup> F. R. N. Nabarro, Adv. Physics **1**, 271 [1952].

<sup>92</sup> N. F. Mott u. F. R. N. Nabarro, Report on a Conference on Strength of Solids, p. 1 (London 1948).

<sup>93</sup> Bei der Anwendung auf das Kriechen von ausgehärteten Legierungen (M. Davis u. N. Thompson, Proc. Phys. Soc., Lond. B **63**, 847 [1950]) führt die Theorie bezüglich der Schwingungsfrequenz des dabei maßgeblichen Vorgangs auf einen direkten Widerspruch mit der Erfahrung. (Siehe hierzu Mott<sup>94</sup> und Imperfections in Nearly Perfect Crystals, New York 1952, p. 173).

mente bestehe, im Widerspruch zur sonstigen Erfahrung in der Kristallplastizität und zu der in Abschnitt 4 gegebenen Theorie der Verfestigung.

Wir glauben vielmehr, daß sich auch beim Kriechen die in Abschnitt 4 diskutierten strukturellen Veränderungen während der Verformung abspielen und daß die Erschöpfung der mit kleiner Aktivierungsenergie an kreuzenden Versetzungen aufgehaltenen Versetzungslinien, von der vor allem Cottrell<sup>90</sup> Gebrauch macht, jenen Vorgängen überlagert ist. Die formale Theorie wird dementsprechend ganz ähnlich wie die von Mott<sup>94</sup> gegebene, obwohl natürlich die physikalischen Vorgänge teilweise andere sind.

Für die Kriechgeschwindigkeit setzen wir die Gleichung

$$da/dt = b \nu_0 F \sum_i N_i(t) \exp(-U_i(\tau)/kT) \quad (16)$$

an. Ihr liegt die Vorstellung zugrunde, daß das Kriechen vorwärtsschreitet durch das Gleiten von Versetzungsstücken, die mit Hilfe der thermischen Schwankungen (Frequenz  $\nu_0$ ) gewisse Hindernisse zu überwinden vermögen und dabei jedesmal eine Fläche ihrer Gleitebene mit der mittleren Größe  $F$  überstreichen. Die Hindernisse können von verschiedener Art sein (Index  $i$ ), die zugehörige Aktivierungsenergie  $U_i$  wird von der am Hindernis herrschenden Schubspannung  $\tau$  abhängen. Die Zahl  $N_i(t)$  der an Hindernissen einer bestimmten Art aufgehaltenen Versetzungslinien wird sich im allgemeinen im Laufe der Zeit ändern.

Wie Mott<sup>94</sup> nehmen wir an, daß der Aktivierungsvorgang das Bilden eines Sprunges beim Kreuzen zweier Versetzungslinien ist. Die Aktivierungsenergie dieses Vorgangs wird durch eine angelegte Schubspannung linear erniedrigt<sup>90,94</sup>, so daß

$$U_i(\tau) = B_i(1 - \tau/\sigma_i) \quad (17)$$

gilt.  $\sigma_i$  ist dabei die kritische Schubspannung der Hindernisse, d. h. diejenige Schubspannung, die ein Überwinden der Hindernisse ohne Mitwirkung thermischer Energie gestattet.

Wird an den Kristall eine Schubspannung angelegt, so hat man während des Aufbringens der Last einen dynamischen Verformungsvorgang, bei dem der Kristall den Anfang seiner Verfestigungskurve durchläuft. Wenn die Last aufgebracht ist, kann man annehmen, daß die lokale Schubspan-

nung  $\tau$  etwa gleich  $\sigma_i$  ist. Rechnet man die Ableitung von dieser Stelle ab, so hat man

$$\tau = \sigma_i - \partial a, \quad (18)$$

$$U_i = B_i \partial a / \sigma_i. \quad (19)$$

Für  $B_i$  und  $\sigma_i$  sind in kubisch-flächenzentrierten Metallen Spektra verschiedener Werte zu erwarten. Erstens kann je nach der gegenseitigen Orientierung der kreuzenden Versetzungslinien die Energie eines einzelnen Sprunges verschiedene Werte annehmen<sup>62</sup>, zweitens sind die Fälle, in denen nur in einer der kreuzenden Versetzungen ein Sprung gebildet wird, von denjenigen Fällen energetisch verschieden, in denen dies für beide zutrifft, und drittens ist bei kubisch-flächenzentrierten Kristallen noch mit der von der Orientierung abhängenden Aufspaltung der vollständigen Versetzungen in Halbversetzungen zu rechnen<sup>95</sup>. Die mit der letztgenannten Frage zusammenhängenden Probleme sind vom Verfasser theoretisch behandelt worden<sup>60</sup>; es hat sich ergeben, daß bei Al der Einfluß der Orientierungsabhängigkeit der Aufspaltung auf die Aktivierungsenergie wohl meist vernachlässigt werden kann, während er bei Cu sogar die eigentliche Sprungenergie überwiegt und auf keinen Fall außer acht gelassen werden darf.

Zum Glück vereinfachen sich die Dinge, zumindest für Al, dadurch erheblich, daß  $B_i/\sigma_i$  sich durch eine Größe  $l_0'$  ausdrücken läßt, die — wie die folgenden experimentellen Ergebnisse und ihre Auswertung zeigen — in guter Näherung eine Materialkonstante ist.  $l_0'$  bedeutet den Abstand der Durchstoßpunkte der für die Sprungbildung wirksamen Versetzungen anderer Gleitsysteme durch die Hauptgleitebene, so daß ein enger Zusammenhang mit der in Abschn. 4 eingeführten Größe  $l_0$  besteht. Für Al ist

$$l_0' = 1,06 \cdot l_0, \quad (20)$$

für Cu

$$l_0' = l_0. \quad (21)$$

Aus der Energiebilanz für die Überwindung der Hindernisse ergibt sich (Abb. 8)

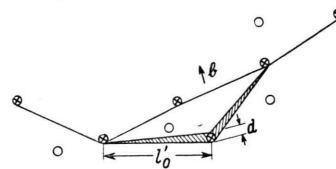


Abb. 8. Schema der Vorgänge beim logarithmischen Kriechen: Bedeutung der Zeichen wie in Abb. 7.

<sup>94</sup> N. F. Mott, Phil. Mag. 44, 742 [1953].

<sup>95</sup> A. Seeger u. G. Schöck, Acta Met. 1, 519 [1953].

$$\sigma_i b (d/2) 2 l_0 = B_i; \quad (22)$$

$d$  ist dabei der während des Durchdringens des Hindernisses zurückzulegende Weg der schneidenden Versetzungslinie. Bisher wurde stets

$$d = b \quad (23)$$

gesetzt<sup>90,94</sup>. Für ausgedehnte Versetzungen gilt jedoch Gl. (23) nicht; sie muß durch

$$d = 2\eta_0 + b \quad (24)$$

ersetzt werden, wo  $2\eta_0$  nach<sup>95</sup> der Abstand der beiden Halbversetzungen einer ausgedehnten Versetzung ist. Für Stufenversetzungen gilt<sup>95</sup> in Al  $2\eta_0 = 1,6b$ , also  $d = 2,6b$ .

Um Gl. (16) integrieren zu können, muß man noch eine weitere Gleichung für

$$N = \sum_i N_i(t) \quad (25)$$

haben. Die einfachste Annahme ist

$$N = \text{const.} \quad (26)$$

Dann ergibt sich das sog. logarithmische Kriechgesetz

$$a = \alpha \ln(v \cdot t + 1), \quad (27a)$$

$$\alpha = (1/\vartheta) (kT/b d l_0'), \quad (27b)$$

$$v = N b F v_0 / \alpha. \quad (27c)$$

Die Annahme (26) ist keineswegs selbstverständlich. Da beim Kriechen dauernd Versetzungen an den in Abschn. 4 besprochenen Hindernissen festgehalten werden und dafür neue aus dem Versetzungsnetzwerk hervorquellen, kann sich  $N$  während des Gleitens sehr wohl ändern. Schon so geringe relative Änderungen wie  $10^{-3}$  während einer Laststufe mit Abgleitungen  $\Delta a = 2 \cdot 10^{-3}$  führen zu deutlich beobachtbaren Änderungen im Kriechgesetz. Allgemein gesprochen führt die Zunahme von  $N$  mit wachsender Abgleitung zu parabolischem Kriechen, eine Abnahme von  $N$  zu hyperbolischem Kriechen ( $\dot{a} \sim t^{-m}$ ,  $m > 1$  hyperbolisches,  $m = 1$  logarithmisches und  $m < 1$  parabolisches Kriechen). Dieser allgemeinen Klassifikation ordnet sich auch die von Mott<sup>94,96</sup> gegebene Theorie des  $\beta$ -Kriechens ein: Auch hier ist ein Hauptmerkmal die Zunahme der Versetzungen während des Kriechvorganges.

Zur quantitativen Prüfung der oben gegebenen Theorie des Übergangskriechens eignet sich beson-

ders die sog. statische Versuchsführung, bei der die Verfestigungskurve in kleinen Lastschritten durchlaufen wird und somit in einer einzigen Versuchsreihe Verfestigungskurve und Kriechkurven gemessen werden<sup>52,53,97</sup>. Erhält man dabei ein logarithmisches Kriechgesetz, was meist nur in einem sehr kurzen Stück der Verfestigungskurve der Fall ist, so kann man Gl. (27) dadurch prüfen, daß sich für die betreffenden Kriechkurven  $C = \alpha\vartheta$  als Konstante ergeben muß. In Tab. 1 ist die Auswertung für Al-Kristalle von Bauser<sup>53</sup> (B), Haasen und Leibfried<sup>52</sup> (H) und Weik<sup>97</sup> (W 63, W 64) durchgeführt. Bedenkt man die äußerst starke Veränderung der einzelnen Faktoren, so muß die Konstanz von  $C$  als recht gut bezeichnet werden.

| Schubspannung<br>[p/mm <sup>2</sup> ] | $\alpha \cdot 10^6$            | $\vartheta = d\tau/da$<br>[10 <sup>4</sup> p/mm <sup>2</sup> ] | $\alpha\vartheta$<br>[p/mm <sup>2</sup> ] | $l_0$ [cm]<br>(gemittelt) | Bemerkungen   |
|---------------------------------------|--------------------------------|--|---|---------------------------|---|
| 141<br>147<br>151                     | 8,1<br>18<br>30                | 20<br>8,3<br>4,0   | 1,62<br>1,50<br>1,20                      | $1,3 \cdot 10^{-4}$       | B (Schmelzflußeinkr., 4 mm $\varnothing$ ; 99,999% Al), $\tau_0 \approx 156$ p/mm <sup>2</sup> , $\varrho \approx 6 \cdot 10^7$ cm <sup>-2</sup>          |
| 118<br>147<br>177<br>194<br>206       | 8,2<br>24,5<br>52<br>91<br>112 | 29<br>8,9<br>5,7<br>2,7<br>2,35                                | 2,4<br>2,2<br>3,0<br>2,5<br>2,6           | $0,91 \cdot 10^{-4}$      | H (Rekristallisationseinkr., 1,7 mm $\varnothing$ ; 99,99% Al), $\tau_0 \approx 89$ g/mm <sup>2</sup> , $\varrho \approx 1,1 \cdot 10^8$ cm <sup>-2</sup> |
| 104<br>115<br>137                     | 62,5<br>88<br>286              | 24<br>18,5<br>5,2  | 15,2<br>16,3<br>14,8                      | $1,2 \cdot 10^{-5}$       | W 64 (Rekristallisationseinkr., 1,8 mm $\varnothing$ ; 99,99 Al), $\tau_0 \approx 70$ p/mm <sup>2</sup> , $\varrho \approx 7 \cdot 10^9$ cm <sup>-2</sup> |
| 86<br>92<br>108                       | 38<br>143<br>350               | 23<br>1,1<br>0,44  | 0,87<br>1,15<br>1,15                      | $1,4 \cdot 10^{-4}$       | W 63 (wie W 64), $\tau \approx 77$ p/mm <sup>2</sup> , $\varrho \approx 5 \cdot 10^7$ cm <sup>-2</sup>  |

Tab. 1. Ermittlung von Versetzungsdichten aus Kriechversuchen mit logarithmischem Kriechgesetz.

Man kann somit aus den Gln. (27b) und (20) Werte für  $l_0$  und  $\varrho = l_0^{-2}$  ableiten, die in Tab. 1 ebenfalls angegeben sind. Sie liegen in den nach den Röntgenbefunden zu erwartenden Größenordnungen.

### Schlußbemerkungen

Die Ausführungen dieser Arbeit haben gezeigt, welch große Bedeutung die sog. Grundstruktur für das mechanische Verhalten der Einkristalle und Einzelkristallite hat. Unter Grundstruktur verstehen wir dabei die Gesamtheit der nicht im ther-

<sup>96</sup> N. F. Mott, Proc. Roy. Soc., Lond. A **220**, 1 [1953].

<sup>97</sup> H. Weik, Dissertation Göttingen 1953. Siehe: G. Maring u. H. Weik, Z. Metallkde. **45**, 417 [1954].

Ich danke Herrn Weik dafür, daß er mir seine Kurven vor der Veröffentlichung in einer Zeitschrift zur Verfügung gestellt hat.

mischen Gleichgewicht befindlichen Gitterfehler in einem unverformten Kristalliten, insbesondere also die früher als Verzweigungsstruktur und als Mosaikstruktur klassifizierten Fehlorderungen sowie die durch Abschrecken eingefrorene, nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindliche atomare Fehlordnung.

Wie der Überblick in Abschn. I gezeigt hat, verfügen wir noch über keine zuverlässige und instruktive Methode zum Studium der Grundstruktur der Metalle. Die vorliegende Arbeit hat einige Gesichtspunkte hierzu geliefert. Man kann z. B. schließen, daß die mittlere Maschenweite um Größenordnungen kleiner sein muß als die größten Maschenlängen. Dies bedeutet, daß sehr oft eine Versetzungslinie nicht von einem Knoten zum nächsten führt, sondern verhältnismäßig weit (Größenordnung  $10^{-3}$  cm) voneinander liegende Knoten miteinander verbindet.

Zahlenwerte über die Grundstruktur werden in dieser Arbeit auf drei voneinander unabhängige Weisen abgeleitet; in dem betrachteten Beispiel, das keineswegs unter diesem Gesichtspunkt aus- gesucht worden ist, bekommt man gute zahlen- mäßige Übereinstimmung. Dies braucht jedoch

nicht immer der Fall zu sein, da sich bezüglich kritischer Schubspannung und linearem Anfangs- teil der Verfestigungskurve Kristallteile mit ver- schiedener Grundstruktur verschieden verhalten können, was Unsicherheiten in die theoretische Interpretation von  $\tau_0$  und  $\vartheta$  hereinbringt. Um so wertvoller ist die Methode des logarithmischen Kriechens, da die Bedingung  $C = \alpha\vartheta = \text{const}$  eine Kontrollmöglichkeit gibt, und da das Verfahren auch zur Messung von Versetzungsdichten in schwach vorverformten Kristallen geeignet ist.

Gleichzeitige Untersuchungen mit der röntgeno- graphischen Methode von Gay, Hirsch und Kelly<sup>12</sup> und mit der Methode der logarithmischen Kriechkurven erscheinen heute als das geeignetste und lohnendste Vorgehen zur systematischen Er- forschung der Grundstruktur unter verschiedenen Bedingungen gewachsener reiner Metallkristalle.

Allen jenen Fachgenossen, die mir unveröffentlichte Ergebnisse zur Verfügung gestellt haben, danke ich an dieser Stelle nochmals; insbesondere gilt mein Dank den Herren Dr. H. Scholl und Dipl. Phys. J. Diehl, mit denen ich über die betreffenden Problemkreise wiederholt fruchtbare Diskussionen hatte.

## Das Trennrohr

### XIII. Reindarstellung des schweren Kohlenstoffisotops $^{13}\text{C}$ <sup>1</sup>

Von KLAUS CLUSIUS und HANS HEINRICH BÜHLER

Aus dem Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Zürich

(Z. Naturforsch. 9a, 775—783 [1954]; eingegangen am 15. Juli 1954)

Es wird eine Trennrohranlage beschrieben, in der schweres Methan von 55 bis 70%  $^{13}\text{C}$ -Anfangsgehalt in Fraktionen mit 3—6%  $^{13}\text{CH}_4$  einerseits und 99—99,8%  $^{13}\text{CH}_4$  anderer- seits aufgespalten wird. Eine wesentliche Verbesserung gegenüber der älteren Arbeits- weise besteht im Fortfall der die Trennrohrenheiten sonst verbindenden Konvektions- kreise, die durch eine Gasschaukel ersetzt werden. Die reinste erhaltene Probe zeigt ein für den idealen Zustand korrigiertes Molgewicht von 17,034, während für  $^{13}\text{CH}_4$  17,036 zu erwarten ist.  $^{13}\text{CH}_4$  und  $^{12}\text{CH}_4$  haben trotz des Massenunterschiedes von einer Einheit nur einen Unterschied des Tripelpunktdrucks von 0,04 mm Hg, während  $^{12}\text{CH}_3\text{D}$ , das mit  $^{13}\text{CH}_4$  praktisch massengleich ist, einen um 3,15 mm Hg kleineren Tripelpunktdruck be- sitzt. Die Trennung wird durch Aufnahmen der Ängström- und Swan-Banden für ver- schiedene  $^{13}\text{C}$ -Gehalte belegt.

Im Frühjahr 1952 fragte bei uns Herr Prof. Herzberg-Ottawa an, ob wir an der Klärung spektroskopischer Probleme durch Herstellung von möglichst reinem schweren Methan  $^{13}\text{CH}_4$

mitarbeiten wollten. Wir übernahmen diese Auf- gabe gern, zumal sie durch Lieferung von stark vorangereichertem  $^{13}\text{C}$  in Form von  $^{13}\text{CH}_3\text{J}$  wesent- lich erleichtert zu werden versprach. Die Gelegen-

<sup>1</sup> Vorl. Mitt. Chimia 8, 95 [1954]. Das Trennrohr XII. Reindarstellung des leichten Argonisotops  $^{36}\text{Ar}$  und

Anreicherung des Argonisotops  $^{38}\text{Ar}$  auf 90% durch Hilfs- gase. Helv. Chim. Acta 36, 969 [1953].