

Leo Boček

Plastische Verformung dichtest gepackter hexagonaler Einkristalle I.

Acta Universitatis Carolinae. Mathematica, Vol. 2 (1961), No. 2, 1--55

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/142134>

Terms of use:

© Univerzita Karlova v Praze, 1961

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

PLASTISCHE VERFORMUNG DICHTEST GEPACKTER HEXAGONALER EINKRISTALLE I.

M. BOČEK

Lehrstuhl für Festkörperphysik der mathematisch-physikalischen Fakultät
der Karlsuniversität, Prag.

Die Entwicklung der Vorstellungen über die plastische Verformung von Metallkristallen verzeichnete in den letzten Jahren bedeutsame Fortschritte. Umfangreiche Untersuchungen in der Kristallplastizität in den Jahren 1920 bis 1935⁽¹⁾ führten zur Erkenntnis, daß den haupttragenden Mechanismus der plastischen Verformung die Bewegung von Versetzungen darstellt.^{2), 3), 4)} Die im letzten Jahrzehnt sich rasch entwickelnde Versetzungstheorie^{5) — 10)} konnte eine große Reihe von Erscheinungen befriedigend erklären und vom heuristischen Standpunkt aus war sie äußerst fördernd^{11) — 13)}.

An der plastischen Verformung beteiligt sich eine Vielzahl von Versetzungen, die in gegenseitiger Wechselwirkung stehen. Die Bewegung von Versetzungen durch den Realkristall führt nicht allein zur plastischen Gleitung (Translation), vielmehr ändern sich dabei auch verschiedene physikalische Eigenschaften der Kristalle (elektrischer Widerstand, Dichte, Röntgenreflexionen u. ä.) die durch rein konservative Bewegung von Versetzungen nicht hervorgerufen werden können. Es ist die Aufgabe der Versetzungstheorie von heute, diesen Tatsachen im weitesten Umfange Rechnung zu tragen.

Bei der Anwendung der Versetzungstheorie auf Plastizitätsprobleme können zwei, nicht ganz voneinander unabhängige, Stadien unterschieden werden. Zuerst beschränkt man sich auf eine qualitative Deutung der experimentellen Ergebnisse, deren Eindeutigkeit erst durch eine quantitative Anwendung der Theorie geprüft werden muß. Dieser zweite Schritt ist in der Regel mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden. Man sucht daher zur Erklärung verschiedener Erscheinungen einfache, den Tatsachen angepaßte Modellvorstellungen, die quantitativen Untersuchungen zugänglich sind.

Wird ein Kristall plastisch verformt, so muß die Spannung, zur Aufrechterhaltung der Deformation mit fortschreitender Verformung, stetig erhöht werden. Dieser Sachverhalt wird als Verformungsverfestigung, kurz Verfestigung, bezeichnet. Im Hinblick auf die recht komplizierten Verhältnisse die dabei zu Tage treten, kann man, wie Seeger dies herausstellte⁽¹⁴⁾, eine deduktive Theorie der Verfestigung programmäßig in drei Stadien zergliedern:

1. Bestimmung der Versetzungsdichte—und -Geometrie an Hand der Wachstumsbedingungen der Kristalle.
2. Bestimmung der kritischen Schubspannung an Hand von 1).
3. Bestimmung der atomistischen Änderungen, die durch bewegte Versetzungen im Laufe der Verformung hervorgerufen werden und (mit Hilfe von 2) die Ableitung des Verfestigungsgesetzes.

In letzter Zeit wird erhöhtes Augenmerk gelenkt auf das im Punkt 1) enthaltene Problem der Entstehung von Versetzungen während des Kristallwachstums. Verschiedenen Vorstellungen gemeinsam, ist der Umstand, daß die Entstehung von Versetzungen als eine Folge von Abweichungen vom idealen Kristallwachstum aufzufassen ist. Von diesem Gesichtspunkt aus wird der Einfluß von Leerstelleneinfrierung¹⁵⁾—¹⁸⁾, der thermischen Eigenspannungen¹⁹⁾—²¹⁾ und der Mikrosegregation von Fremdstoffatomen²²⁾—²³⁾ erwogen. Eine eingehende Übersicht und Wertung dieser Vorstellungen hat neuerdings KRA-TOCHVÍL gegeben²⁴⁾.

Heutzutage verfügen wir über ein recht umfangreiches direktes Versuchsmaterial, das zweifellos die Existenz von Versetzungen in unverformten Kristallen beweist. In dieser Hinsicht sind Untersuchungen an Ionenkristallen besonders hoch zu werten,²⁵⁾—²⁸⁾ zu denen in letzter Zeit elektronenmikroskopische Untersuchungen an Metallkristallen sehr erfolgreich hinzutreten. Diese Befunde sind im Einklang mit den früher schon entworfenen theoretischen Vorstellungen über die Existenzfähigkeit von Versetzungen in Kristallgittern²⁹⁾. Einen umfassenden Bericht über die Anordnung von Versetzungen und ihren Zusammenhang mit der Grundstruktur des unverformten Kristalls sowie Methodenbeschreibungen, hat HIRSCH gegeben³⁰⁾.

Die unter Punkt 2 und 3 skizzierten Probleme sind Gegenstand komplexer Untersuchungen. Man bedient sich dabei in der Hauptsache der Analyse von Verfestigungs- resp. Kriechkurven und korreliert nach Möglichkeit diese Ergebnisse simultan z. B. mit dem Gleitlinienbild¹²⁾, mit röntgenographischen Untersuchungen³¹⁾ u. A.

Bisher wurde fast ausschließlich das Hauptaugenmerk gerichtet auf den Verfestigungsverlauf von dichtest gepackten Metallkristallen. Es steht zur Zeit für die kubisch flächenzentrierten Metallkristalle (k. f. z.) ein weitaus umfangreicheres Versuchsmaterial zur Verfügung als für hexagonale dichtestgepackte Metallkristalle (h. k. p.). Dementsprechend sind auch die theoretischen Vorstellungen über den Verfestigungsmechanismus an den k. f. z. Metallen mehr entwickelt als an h. k. p. Metallen.

In diesem Bericht soll eine womöglich umfassende Übersicht gegeben werden über experimentelle Ergebnisse die im dynamischen Zugversuch an h. k. p. Metallen gewonnen wurden. Dem heutigen Stand der Verhältnisse entsprechend, scheint es angebracht, auch diese verstreuten Ergebnisse systematisch einzureihen. Kriechversuche lassen wir hier absichtlich außer acht (obwohl die physikalischen Vorgänge beim Kriechprozeß in unmittelbarer Verbindung mit dem angeführten Problemkreis stehen) da bisher das disbezügliche experimentelle Material ungesichtet ist und folglich sich wenig zur Ergänzung des aus dynamischen Zugversuchen gewonnen Bildes eignet.

Wir beschränken uns hier auf hexagonale Metallkristalle für die das Achsenverhältnis $\frac{c}{a} \geq \sqrt{3}$. Damit kommen wir einem Vergleich zwischen Zn, Cd, Mg, Kristallen einerseits und Al, Cu, Ag, Ni, andererseits näher. Die Ähnlichkeit zwischen beiden Gruppen besteht bekanntlich in der Schichtung von dichtest gepackten Atomebenen. Folglich können vom kristallographischen Standpunkt aus auch Ähnlichkeiten in den Versetzungsmechanismen beider Strukturtypen gesucht werden. Dabei müßen wir jedoch stets den Grundunterschied in der Anzahl von äquivalenten Gleitsystemen beider Gruppen

vor Augen halten da dieser wohl die ausschlaggebende Ursache ist für die Unterschiedlichkeit im Verfestigungsverlauf beider Metallgruppen.

Dieser Bericht setzt die Kenntniß der Grundzüge der Versetzungstheorie voraus. Bei der Diskussion von Modellvorstellungen werden Ergebnisse dieser Theorie mit Literaturhinweis angewandt.

1. NOMENKLATUR

1.1 ABGLEITUNG, GLEITSYSTEME

Das Linienelement \vec{ds} der Versetzungslinie charakterisiert zusammen mit dem Burgersvektor \vec{b} die Gleitebene der Versetzungslinie. Experimentellen Untersuchungen an Kristallen zu Folge verläuft die plastische Gleitung in wenigen (aus einer Vielzahl geometrisch und kristallographisch möglichen) Gleitebenen. Diese Ebenen sind unter üblichen Verhältnissen relativ dichtest besetzte kristallographische Ebenen. Vom geometrischen Standpunkt aus ist das Ergebnis reiner plastischer Gleitung äquivalent der Gittertranslation um ganzzahlige Beträge der entsprechenden Gitterkonstante. Da dieser Vorgang ohne Volumänderungen verläuft, wird die mit diesem Prozess verknüpfte Bewegung von Versetzungslinien als konservativ (im Bezug auf das Kristallvolumen) bezeichnet.

Die Richtung des Burgersvektor ist mit der Gleitrichtung identisch, die stets dichtest besetzten kristallographischen Richtungen folgt. Während die Gleitebenenwahl im allgemeinen von den Versuchsbedingungen abhängt (Temperatur, Spannung) ist die Gleitrichtung im weiten Umfang davon unabhängig. (Siehe z. B. Tab. 2 in [12]). Beschränkt man sich auf eine Gleitebene und ist N die Anzahl von Versetzungen in einem Volumelement, F die von den Versetzungen überstrichene Fläche, b der Burgersvektor dann kann die Ableitung a durch

$$a = bNF \quad (1, 1, 1)$$

ausgedrückt werden.

Die Gleitebene bildet zusammen mit der Gleitrichtung das sog. Gleitsystem. Unter Einfachgleitung versteht man Gleitprozesse die in einem einzigen Gleitsystem ablaufen. Werden bei der Gleitung mehrere Systeme betätigt (Mehrfachgleitung) müssen die entsprechenden Beträge (1, 1, 1) vektoriell addiert werden. Mit der Gleitung im gerade betätigten (aktiven) Gleitsystem, ändert sich im Allgemeinen auch der Zustand der an der Gleitung unmittelbar nicht beteiligten - sog. latenten Gleitsysteme. Diese Systeme können unter entsprechenden Spannungsverhältnissen die Rolle der aktiven Systeme übernehmen. Damit kann eine abwechselnde Betätigung beider Systeme stattfinden. Dieser Sachverhalt ist von besonderer Wichtigkeit bei der Verformung von Kristallen mit mehreren äquivalenten Gleitsystemen.

Eine unmittelbare Vorstellung über geometrische Verhältnisse bei Einfachgleitung im Zugversuch liefert das sog. Holzscheibenmodell (Abb. 1). Der in drahtform dargestellte hexagonale Kristall ist durch Basisgleitung (Scheibenebene) verformt worden. Die dabei freigelegten Kristallteile entsprechen den an plastisch verformten Kristallen beobachtbaren Gleitlinien. Die wirklichen Verhältnisse sind komplizierter als hier, unter der Annahme stark lokali-

sierter Gleitung, wiedergegeben ist. Es wird in der Regel eine mit der Temperatur und Verformung sich ändernde Gleitlinienverteilung beobachtet und man versteht unter der makroskopischen Abgleitung den Mittelwert des Verhältnisses

$$\frac{\Delta}{H} = a \quad (1. 1, 2)$$

wo Δ die Verschiebung zweier im Normalenabstand H liegenden Gleitebenen bedeutet.

Eine Übersicht über kristallographische Aspekte der plastischen Verformung von Kristallen haben MADDIN und CHEN gegeben³³).

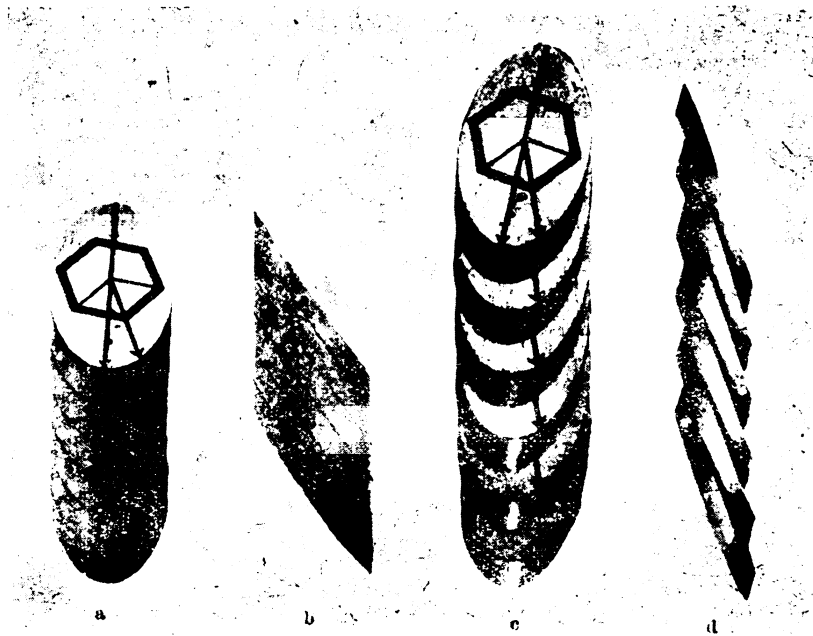


Abb. 1. Modellvorstellung über die Basisgleitung eines hexagonalen Kristalls. a) Ausgangszustand; hexagonale Basisebene eingezeichnet, kurzer Pfeil gibt die Gleitrichtung an. b) Seitenansicht von la, c) und d) Endzustand. Nach [1].

1,2 SCHMIDSCHE SCHUBSPANNUNGSGESETZ

In Abb. 2 ist eine typische Spannungs-Dehnungskurve wie sie im üblichen Zugversuch gewonnen wird schematisch wiedergegeben*). Solange eine gewisse Spannung σ_0 nicht überschritten wird, ist, dem Hookschen Gesetz zu Folge, der Betrag der Dehnung bei gegebener Spannung allein durch die elastischen Konstanten bestimmt. Bei überschreiten dieser Spannung weicht der Verlauf immer mehr von der elastischen Geraden ab und die Spannungswerte σ erweisen

*) Auf Abweichungen von diesem Verlauf werden wir an anderer Stelle zurückkommen.

sich in diesem Fall stark orientierungsabhängig (d. h. von der Lage der Zugrichtung im Kristallgitter).

Es ist leicht ersichtlich, daß für die Größe der Ableitung a in Richtung von \vec{b} in einer Gleitebene deren Normale \vec{n} mit der Zugrichtung einen Winkel α einschließt, die Spannungskomponente in der Gleitebene und Gleitrichtung (Schubkomponente) maßgebend ist. Die Schubspannung ist also (Abb. 3) durch

$$\tau = \sigma (\vec{k} \cdot \vec{n}) (\vec{k} \cdot \vec{b}) \quad (1, 2, 1)$$

gegeben. \vec{k} ist ein Einheitsvektor in Zugrichtung

$$|\vec{k}| = |\vec{b}| = 1$$

Bezeichnen wir χ \vec{k} , $\vec{b} = \lambda$ und den Winkel $\chi = 90^\circ - \alpha$, so kann (1, 2, 1) umgeformt werden

$$\tau = \sigma \sin \chi \cos \lambda \quad (1, 2, 2)$$

Das Schmid'sche Schubspannungsgesetz behauptet³⁴⁾, daß ein beliebig orientierter Kristall sich dann und nur dann plastisch verformt, wenn die Schubspannung (1, 2, 2) im erwogenen Gleitsystem einen kritischen Wert τ_0 erreicht. Mit anderen Worten: die kritische Schubspannung ist, unter sonst gleichen Bedingungen, orientierungsunabhängig. Die Gültigkeit dieses Gesetzes wurde für Kristalle bewiesen, deren Orientierung die simultane Betätigung mehrerer Gleitsysteme ausschließt.^{35), 1)}

Der Versetzungstheorie zu Folge ist die pro Einheitslänge der Versetzungslinie wirkende Kraft durch

$$F = b\tau \quad (1, 2, 3)$$

gegeben. Das in diesem Sinne umgeformte Schubspan-

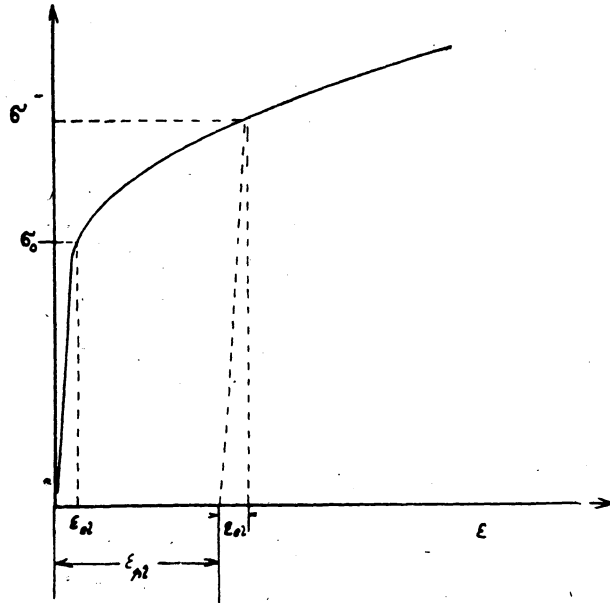


Abb. 2. Schematische Darstellung der Spannungs-Dehnungskurve. So lange die Spannung $\sigma < \sigma_0$ ist, geht die relative Verlängerung nach Entlastung auf den Nullwert zurück. Zur Bestimmung der plastischen Verlängerung ϵ_{pl} muß der elastische Anteil ϵ_{el} von der Gesamtverlängerung abgezogen werden.

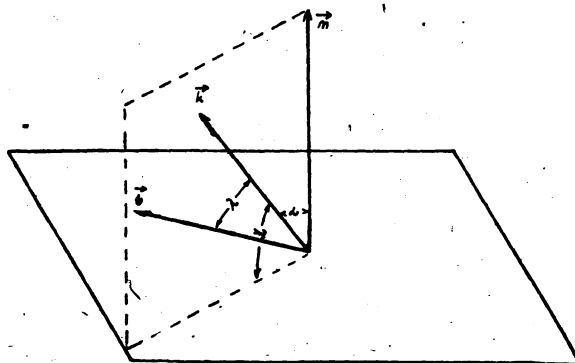


Abb. 3. Geometrische Beziehungen zwischen der Gleitbenennormale \vec{n} , der Zugrichtung \vec{k} und der Gleitrichtung \vec{b} .

nungsgesetz besagt, daß die zur Bewegung von Versetzungslinien notwendige Kraftkomponente durch einen kritischen Wert bestimmt ist. Im Falle mehrerer äquivalenter Gleitsysteme ist das aktive System durch den größten Wert (1, 2, 3) ausgezeichnet.

1.3 VERFESTIGUNGSKURVEN

Wird ein drahtförmiger Einkristall im Zugversuch verformt, so ändert sich (bei starren Fassungen) die Orientierung auf die Weise, daß die Winkel χ_0 (zwischen Gleitebene und Zugrichtung) und λ_0 (zwischen Gleitrichtung und Zugrichtung) mit laufender Abgleitung abnehmen.*) χ_0 , λ_0 sind Ausgangslagen der Translationselemente.

Bringen wir, an Hand einfacher geometrischer Erwägungen¹⁾, die Änderungen von $\cos \lambda_0$ resp. $\sin \chi_0$ als Funktion einer infinitesimalen Änderung der relativen Verlängerung $\frac{dl}{l_0}$ zum Ausdruck und beachten ferner, die einfache

Beziehung zwischen da und $\frac{dl}{l_0}$

$$\frac{dl}{l_0} = \cos \lambda \sin \chi \, da \quad (1, 3, 1)$$

so können die Ableitungen und Schubspannungen bei beliebiger relativer Verlängerung $\frac{dl}{l_0} = \varepsilon$ an Hand der Ausdrücke

$$\tau = \frac{1}{d} \sigma \sin \chi_0 \sqrt{d^2 - \sin^2 \lambda_0} \quad (1, 3, 2)$$

$$a = \frac{1}{\sin \chi_0} (\sqrt{d^2 - \sin^2 \lambda_0} - \cos \lambda_0) \quad (1, 3, 3)$$

bestimmt werden. ($d = 1 + \varepsilon$).

Im Zugversuch verfolgen wir meistens den Zusammenhang von Spannung und relativer Verlängerung bei konstanter Temperatur und Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\varepsilon}$. Wird σ und ε durch die dem Sachverhalt entsprechenden kristallographischen Verformungsmaße (Schubspannung und Abgleitung) ersetzt, erhält man sog. Verfestigungskurven. Im Grunde genommen bedeuten sie eine Erweiterung des Schmid'schen Schubspannungsgesetzes auf den weiteren Verformungsverlauf und daher sind Verfestigungskurven auch bedeutend schwächer orientierungsabhängig als Spannungs-Dehnungskurven. Ihr Verlauf ist in der Regel dadurch gekennzeichnet, daß die Schubspannungen mit der Abgleitung wachsen (Abb. 4), was dem Vorgang entspricht, den wir eingangs als Verfestigung bezeichnet haben. Als Verfestigungsmaß definieren wir die Differenz zwischen der Schubspannung τ , die zur Aufrecht-

*) Diese Kristallgitterverdrehung und die damit verbundene inhomogene Verformung der Kristallteile in der Nähe der Fassungen, entfällt beim reinen Schubversuch. Sie kann auch im Zugversuch, durch Verwendung frei drehbarer Fassungen verhindert werden**).

erhaltung der Verformung bei der Abgleitung a notwendig ist, und der kritischen Schubspannung τ_0 des unverformten Kristalls*), also die Verfestigung

$$\tau_v = \tau - \tau_0. \quad (1, 3, 4)$$

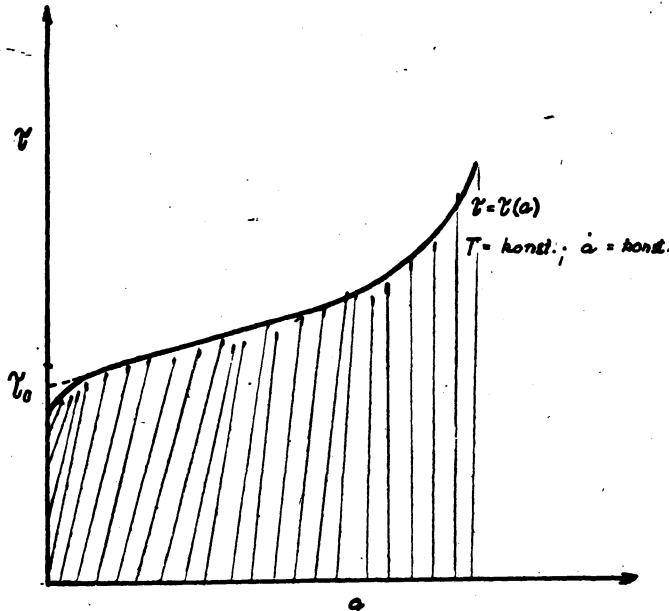


Abb. 4. Schematische Darstellung der Verfestigungskurve. Die schraffierte Fläche ist ein Maß für die bei der Verformung pro Volumeinheit aufzuwendende Arbeit. Nach [12].

Der Verfestigungskoeffizient

$$\vartheta = \frac{d\tau}{da} (a, \dot{a}) \quad (1, 3, 5)$$

ist im Allgemeinen eine Funktion der Abgleitung und Abgleitgeschwindigkeit \dot{a} . Durch Integration von (1, 3, 5) bei $\dot{a} = \text{Konst.}$ erhält man die Gleichung der Verfestigungskurve. Die Gleichung

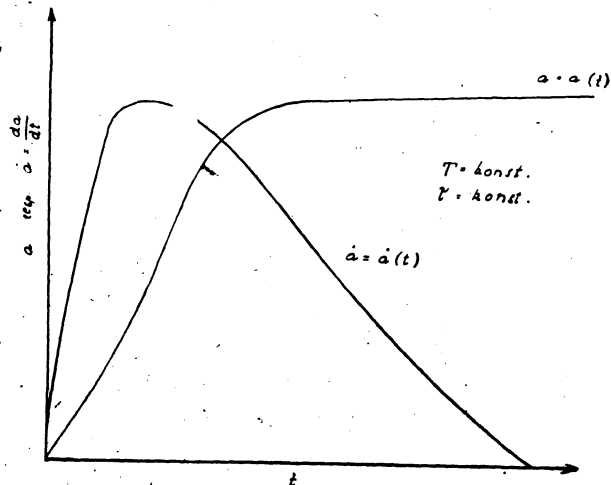


Abb. 5. Schematische Darstellung von Kriechkurven. Nach [12].

*) Falls die Verfestigung von vorverformten Kristallen bestimmt werden soll, ist die Fließspannung (τ_0 h. die kritische Schubspannung des vorverformten Kristalls) zu verwenden.

(1, 3, 5) stellt somit die Grundgleichung der Verfestigungstheorie dar. Das Ergebnis der Integration von Gleichung (1, 3, 5) bei $\tau = \text{konst.}$ ist die Gleichung der Kriechkurve,

$$a = a(t, \tau) \quad (1, 3, 6)$$

Die Ableitung (oder die Abbleitgeschwindigkeit) ist bei konstanter Schubspannung als Funktion der Zeit gegeben. Es ist also im Grunde genommen möglich aus Kriechversuchen Verfestigungskurven zu konstruieren, die, im Gegensatz zu denen im Zugversuch aufgenommenen dynamischen Verfestigungskurven, als statische Verfestigungskurven bezeichnet werden. In Abb. 4, 5 sind Kriechkurven schematisch wiedergegeben.

Die dynamische Verfestigungskurve bietet die Möglichkeit einer annehmbaren experimentellen Definition der kritischen Schubspannung τ_0 . Da Spannungs-Dehnungskurven allmählich vom elastischen in den plastischen Bereich umbiegen, ist es meistens nicht möglich ohne Willkür die erste bemerkenswerte plastische Verformung zu bestimmen (siehe Näheres dazu in 2,72). Im üblichen Zugversuch charakterisiert die kritische Schubspannung einen Zustand, in dem eine Vielzahl von Versetzungen sich unter einer vom Experiment vorgeschriebenen Geschwindigkeit über Flächen bewegen, die mit dem Kristallquerschnitt vergleichbar sind. Nun zeigt es sich, daß Verfestigungskurven (VK) von h. k. p. und k. f. z. Metallen, unter gewissen Umständen (Temperatur, Orientierung, Fremdstoffgehalt) lineare Anfangsbereiche aufweisen in denen der eben angeführte Sachverhalt im Wesentlichen zutrifft. Die kritische Schubspannung kann folglich als eine Extrapolation dieses Zustands für die Ableitung $a = 0$ betrachtet werden (Abb. 4). Diese Definition hat den Nachteil, daß die so bestimmten τ_0 -Werte von der Neigung dieses Bereichs der Verfestigungskurve abhängen und somit Vorgänge eingeschlossen werden, die beim eigentlichen Fließbeginn nicht bedeutend zur Geltung gelangen. Dennoch wird dieser Definition nach Möglichkeit heute der Vorrang zu geben sein, da sie den, wie es scheint, stark strukturempfindlichen Übergang elastisch—plastisch¹¹, umgeht.

1,4 ERHOLUNG

Während der plastischen Verformung von Ein- und Vielkristallen ändert sich in verschiedenen Maße eine ganze Reihe von Eigenschaften, wie z. B. der elektrische Widerstand, Röntgenreflexionen, Dichte, Härte u. A. Durch geeignete Wärmebehandlung der verformten Kristalle können einige dieser Änderungen ganz oder teilweise rückgängig gemacht werden. Dies kann zum Teil durch Prozesse geschehen, die unter dem Begriff Rekristallisation bekannt sind, und zum Teil durch Vorgänge, die nicht mit Strukturänderungen des Kristallgefüges verbunden sind. Die zuletzt erwähnten Prozesse werden als Erholung bezeichnet. Sie verlaufen im Gegensatz zur Rekristallisation schon bei relativ niedrigen Temperaturen. So erholt sich z. B. der durch Verformung hervorgerufene elektrische Zusatzwiderstand der meisten Metalle bei Temperaturen, die bedeutend unterhalb der Rekristallisationstemperatur liegen. Die Erholung kann in diesem Fall dem Ausheilen von Leerstellen (zum Teil auch Zwischengitteratomen) die im Verformungsprozess entstanden sind, zugeschrieben werden. Die Erholung der mechanischen Eigenschaften, besonders der Verfestigung im engeren Sinne, kann bei verschiedenen Metallen in ver-

schiedenen Temperaturbereichen zu Stande kommen. So wird eine Erholung der Verfestigung bei Cu erst im Bereich der Rekristallisationstemperatur beobachtet, wogegen bei Zn schon weit unterhalb dieser (-30°C), bedeutende Erholung stattfindet. Auch ist die Erholbarkeit der Verfestigung nach verschiedenen Verformungsstufen verschieden.

Werden Kristalle bei Temperaturen verformt, bei denen Erholungsprozesse zur Geltung gelangen, so verlaufen diese Vorgänge auch während der Verformung. Ihr Einfluß wird sich natürlich auch auf den Verlauf der VK bemerkbar machen. Um einstweilen die Erholung im entlasteten Zustand von der während der Verformung sich abspielenden formal zu trennen, kann der Begriff der statistischen bzw. dynamischen Erholung eingeführt werden.

Ganz allgemein definieren wir die Erholung (der Verfestigung) η durch

$$\eta = \frac{\tau_1 - \tau_2}{\tau_1 - \tau_0} \quad (1, 4, 1)$$

Die Bedeutung der Schubspannungen τ_0 , τ_1 , τ_2 ist aus Abb. 6 ersichtlich. Abb. 6 ist gleichzeitig das Schema eines einfachen Erholungsversuchs. Ein Kristall mit der kritischen Schubspannung τ_0 wurde bei der Temperatur T_1 (unterhalb der Erholungstemperatur T_E) bis zur Ableitung a_1 verformt. Die entsprechende Verfestigung ist (nach 1, 3, 4) $\tau_1 - \tau_0$. Der Kristall wurde entlastet und einige Zeit bei der Temperatur $T = T_E$ gelagert (getempert). Nachher wurde die Verformung bei der Temperatur T_1 fortgesetzt. Der verformte und getemperte (erholte) Kristall begann sich bei der Schubspannung τ_2 plastisch zu verformen.

Aus ähnlichen Versuchen kann geschlossen werden, daß die Erholung bei gegebener Temperatur umso größer ist je länger die Zeit ist während der erholt wurde und daß bei gegebener Zeit die Erholung mit wachsender Temperatur zunimmt. Es ist also für das Ergebnis der Erholung die simultane Wirkung von Temperatur und Zeit maßgebend. Dieses Ergebnis ist von besonderer Bedeutung bei Verformung im Erholungsbereich, da man in diesem Fall die Verformungsgeschwindigkeit mit in Rechnung ziehen muß. Man kann also unserer Definition gemäß feststellen, daß bei Temperaturen bei der statische Erholung stattfindet auch die dynamische Erholung wirksam sein muß³⁷). Zwischen beiden Erholungsarten besteht in diesem Fall kein prinzipieller Unterschied. Von der Verformung von k. f. z. Metallen her bekannt ist jedoch ein Erholungsvorgang, der nur während der Verformung abläuft und dieser ist also im wahren Sinne ein dynamischer Vorgang. Atomistisch gesehen ist er mit der Quergleitung von Schraubenversetzungen verbunden³⁸).

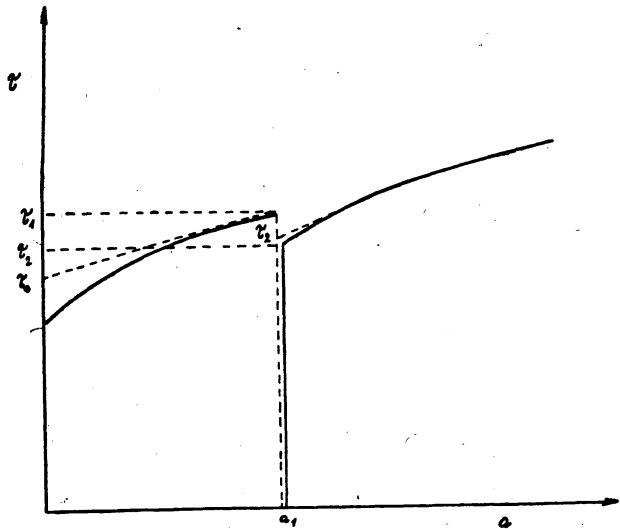


Abb. 6. Zur Definition der Erholung.

Der Ursprung der treibenden Kräfte bei der Erholung ist in den mit der Verformung wachsenden inneren Spannungen zu suchen. Die Erholungsgeschwindigkeit wird folglich mit wachsender Verformung zunehmen. Im Fall, daß die Verfestigung und Erholung in stets gleichem Maße nebeneinander ablaufen, wäre ein monotoner Verformungsverlauf zu erwarten. In Wirklichkeit sind die Verhältnisse komplizierter, was sich im Verlauf der VK widerspiegelt (siehe Teil II). Vom mikrophysikalischen Standpunkt aus wird die Erholung (der Verfestigung) durch die Rekombination von Versetzungen entgegengesetzten Vorzeichens gesteuert. Dieser Vorgang wird in der Hauptsache durch das thermisch aktivierte Klettern von Versetzungen unterstützt^{38), 103) 153)}.

Der Tatsache zu Folge, daß der Zustand der im Erholungsbereich verformten Kristalle im Grunde genommen durch die Resultante zweier Konkurrenzmechanismen — Verfestigung und Erholung — bestimmt wird, ist eine Deutung der Vorgänge die während der Verformung bei mittleren und höheren Temperaturen ablaufen mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden. Es bezieht sich der überwiegende Teil des Versuchsmaterials an h. k. p. Metallen auf den Erholungsbereich und wir werden im Weiteren diesen Umstand dadurch berücksichtigen, daß wir vielmehr Vergleiche anstellen werden zwischen Ergebnissen, die unter ähnlichen Bedingungen gewonnen wurden, als sich auf die z. Z. weitgehend ungeklärte Fragen über das Wesen der reinen Verfestigung einzulassen. Wir werden jedoch den Begriff der Verfestigung im Sinne der Definition (1, 2, 3) beibehalten mit der bewußten Einschränkung, daß zum Ergebnis der Verfestigung auch erholungsartige Prozesse beitragen können (Teil II).

Von der Beschreibung von Erholungsprozessen wird in dieser Arbeit Abstand genommen und wir verweisen diesbezüglich auf zusammenfassende Berichte^{39) 40)}.

2. DIE KRITISCHE SCHUBSPANNUNG

Das Kernproblem der Kristallplastizität war auf lange Zeit mit der Aufgabe verknüpft gewesen die Diskrepanz zwischen dem theoretischen und experimentell beobachteten Wert der kritischen Schubspannung zu erklären. Es war der erste Erfolg der Versetzungstheorie, daß sie diesen Sachverhalt zwanglos deuten konnte. Bisher fehlt jedoch eine einheitliche Vorstellung über Versetzungsmechanismen, die für den quantitativen Wert der kritischen Schubspannung bestimmend sind. Wichtige Informationen darüber sind in Experimenten zu suchen, die den Einfluß verschiedener Versuchsparameter auf die kritische Schubspannung verfolgen.

2.1 DIE ORIENTIERUNGSABHÄNGIGKEIT

Zur Untersuchung der Orientierungsabhängigkeit der kritischen Schubspannung ist es bei den hier in Frage kommenden Kristallen angebracht jene Kristalle auszuscheiden, deren Orientierung zur sogn. geometrischen Entfestigung⁴⁾ oder Zwillingsbildung⁴¹⁾ Anlaß geben.

Ist der Kristall so orientiert, daß die Zugrichtung senkrecht zur Gleitebene ist, wirkt in dieser Ebene keine Schubkomponente und bei genügend hoher Spannung tritt Sprödbruch ein. Im Fall, daß χ_0 um wenig kleiner ist als 90° ,

ist der Orientierungsfaktor $\sin \chi_0 \cos \lambda_0$ (1, 2, 2) sehr klein, so daß die kritische Schubspannung τ_0 erst bei sehr großen Spannungswerten σ erreicht wird. In diesem Fall ändert sich (in Folge der Gitterdrehung) zu Beginn der Verformung der Orientierungsfaktor sehr schnell. Da τ_0 konstant bleibt, erfolgt die Verformung unter abnehmender Spannung σ . Die einsetzende Verfestigung reicht im Allgemeinen nicht aus den Spannungsabfall zu kompensieren, die Verformung wird makroskopisch inhomogen (Bildung von Einschnürungen) und die Auswertung von Deformationskurven ist in diesem Fall sehr unsicher.

Bei sehr schräg (kleine χ_0) orientierten Kristallen liegen ähnliche Verhältnisse vor. In diesem Fall ist, auf Grund der Sperrwirkung der Kristallfassungen auf die aktiven Gleitebenen, eine Verlängerung nur durch mechanische Zwillingsbildung entlang $\{1012\}$ Ebenen (für Zn, Cd ist $\frac{c}{a} > \sqrt{3}$) möglich. Die Verformung ist ungleichförmig die Spannungs-Dehnungskurven solcher Kristalle sind mit hohen und scharfen Zacken durchsetzt.

Die Orientierungsabhängigkeit, der kritischen Schubspannung von h. k. p. Metallen ist relativ viel schwächer als die der k. f. z. Metalle) was schließlich auf Grund der Singularität von $\{0001\}$ Ebenen zu erwarten ist. LÜCKE et al.⁴²⁾ haben eingehende Untersuchungen an Zn Kristallen angestellt und fanden etwas höhere τ_0 -Werte von Kristallen deren Orientierung die Betätigung zweier Gleitrichtungen ($\lambda_{01} = \lambda_{02}$) ermöglichte (Abb. 7).

Vom theoretischen Standpunkt aus sind diese Abweichungen vom Schmid'schen Schubspannungsgesetz (1, 2, 2) verständlich, da bei gleichwertiger Orientierung die Kraft maßgebend ist, die auf Versetzungen in beiden Systemen wirkt. Man hat also bei Randorientierungen (Lage der Zugrichtung im Orientierungsdreieck der stereographischen Projektion) kompliziertere Verhältnisse zu erwarten als für Kristalle deren Orientierung innerhalb des Dreiecks liegt. Bei h. k. p. Metallen, sobald Orientierungen ausgeschlossen werden, die geometrische Entfestigung, Zwillingsbildung und die Betätigung zweier Gleitrichtungen ermöglichen, existiert ein (im Gegensatz zu k. f. z. Kristallen) relativ sehr breiter Orientierungsbereich, in dem anderseitige Einflüsse auf die τ_0 Werte orientierungsunabhängig untersucht werden können.

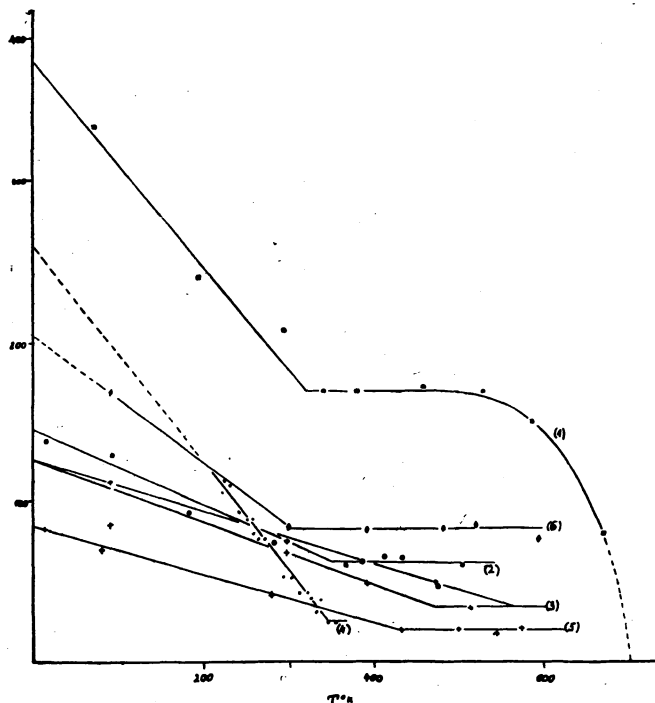


Abb. 8. Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Zn, Cd und Mg Kristallen. 1. . [45], 2. . [47], 3. . [44], 4. . [46], 5. . BOAS W., SCHMID E., Z. Phys. 57 (1929), 575. 6. . [107].

Eine sehr ausgeprägte Orientierungsabhängigkeit weisen k. f. z. Kristalle auf¹²⁾. Das verfügbare Versuchsmaterial ermöglicht jedoch bisher keine quantitative Erklärung dieser Erscheinung.

2,2 DIE TEMPERATUR- UND GESCHWINDIGKEITSABHÄNGIGKEIT

Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung ist überraschend gering. Die zum absoluten Nullpunkt extrapolierten τ_0 -Werte sind etwa nur 5—10 x höher als bei Raumtemperatur. Die Temperaturabhängigkeit ist im Allgemeinen dadurch charakterisiert, daß τ_0 mit abnehmender Temperatur zunimmt. Bei hohen Temperaturen (relativ zum Schmelzpunkt) ist τ_0 praktisch temperaturunabhängig. Der Einfluß der Abgleitgeschwindigkeit kommt bei gegebener Temperatur nur im temperaturabhängigen Bereich

von $\tau_0 = \tau_0(T)$ zur Geltung. Eine Erhöhung der Abgleitgeschwindigkeit ist (im Einfluß auf τ_0) einer Temperaturerniedrigung equivalent. ROSCOE⁴²⁾ fand an Cd Kristallen die im Zugversuch verformt wurden, eine Erhöhung der kritischen Schubspannung um 100% bei einer Änderung der Abgleitgeschwindigkeit um 3,5 Größenordnungen. SCHMID und BOAS⁴⁴⁾ konnten ebenfalls an Cd Kristallen bei Raumtemperatur eine Erhöhung von τ_0 um 20% durch eine Änderung der Abgleitgeschwindigkeit um 2 Größenordnungen hervorrufen. Im Vergleich mit der Temperaturabhängigkeit (siehe Abb. 8) ist der Einfluß der Abgleitgeschwindigkeit auf τ_0 weitaus schwächer.

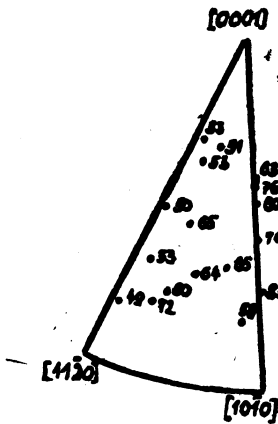


Abb. 7. Die Orientierungsabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Zink Kristallen. Die Zahlen bezeichnen den τ_0 Wert.

In Abb. 8 sind Messergebnisse der Temperaturabhängigkeit von Zn, Cd und Mg Einkristallen wiedergegeben (siehe hierzu auch Tab. IV). Jede der Kurven kann in zwei Bereiche getrennt werden: im Temperaturbereich $T < T_0$ wächst die kritische Schubspannung linear mit abnehmender Temperatur, für Temperaturen $T > T_0$ ist τ_0 temperaturunabhängig. Wie aus Messungen von SCHMID und BOAS⁴⁴⁾ an Cd Kristallen entnommen werden kann, ist die Temperatur T_0 geschwindigkeitsabhängig: mit wachsender Abgleitgeschwindigkeit verschiebt sich T_0 zu höheren Temperaturen. Weiterhin folgt aus diesen Messungen,

daß der Einfluß der Abgleitgeschwindigkeit auf τ_0 mit abnehmender Temperatur abnimmt.

Vergleicht man die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung aus neueren Messungen an Zn Kristallen verschiedenen Fremdstoffgehalts^{45), 46)} so findet man*), daß die Neigungen der temperaturabhängigen Kurventeile ungefähr gleich sind. Ferner liegen die T_0 -Werte zusammen mit dem von FAHRENHORST und SCHMID ermittelten⁴⁷⁾ in einem engen Temperaturbereich. Die Absolutwerte der kritischen Schubspannungen sind hingegen vom Fremdstoffgehalt stark abhängig (2, 3).

*) Abgesehen vom, bei hohen Temperaturen, temperaturabhängigen Bereich des τ -T Diagramms der mit 0,1 At. % Cd legierten Zn Kristalle.

Analoge Verhältnisse ergeben sich für die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung von Al Einkristallen⁴⁸⁾, die ja ebenfalls wie die hier angeführten h. k. p. Metalle eine hohe Stapelfehlerenergie besitzen (Abb. 34).

Abschließend möchten wir betonen, daß der temperaturabhängige Bereich der kritischen Schubspannung von h. k. p. Metallen nicht durch erholungsartige Vorgänge bestimmt wird. Bei k. f. z. Metallen mit kleiner Stapelfehlerenergie, die kompliziertere Verhältnisse aufweisen, kann dies nicht mit Sicherheit behauptet werden.

2,3 DER EINFLUSS VON FREMDSTOFFGEHALT

Bisher gibt es wenige systematische Untersuchungen über den Einfluß von Zulegerungen auf die kritische Schubspannung von h. k. p. Metallen. Aus älteren Arbeiten tritt der Einfluß von Cd — und Sn — Zulegerungen auf die τ_0 -Werte von Zn Kristallen sehr illustrativ zu Tage⁴⁹⁾. Wie daraus entnommen werden kann (Abb. 9, 10), wird die kritische Schubspannung besonders bei kleinen Legierungszusätzen stark beeinflußt und dieser Einfluß nimmt mit wachsender Konzentration ab. Wir wollen jedoch bemerken, daß das

Lösungsvermögen beider Komponenten in Zink verschieden ist. Kadmium ist in Zn relativ besser löslich als Zinn. Analogen Fremdstoffeinfluß auf die kritische Schubspannung haben GREENLAND an Hg Kristallen mit kleinen Ag Zusätzen⁵⁰⁾ und ROSI⁵¹⁾ an mit Au

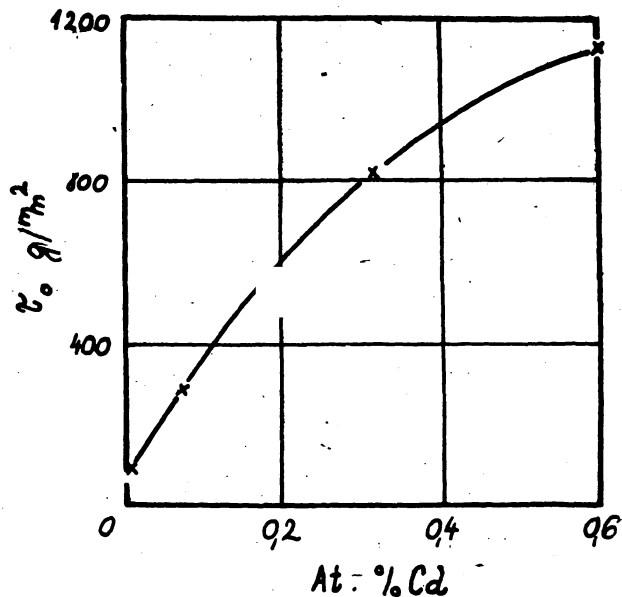


Abb. 9. Die Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von Zn Kristallen vom Cd-Gehalt. Nach [1].

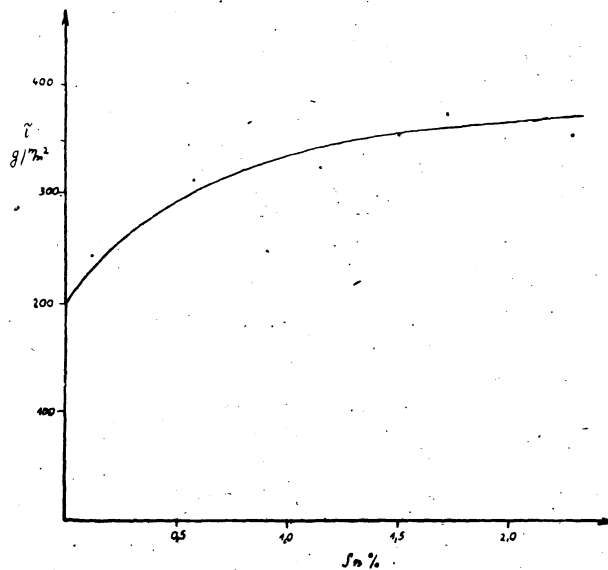


Abb. 10. Die Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von Zn Kristallen vom Sn-Gehalt. Nach [49].

dotierten Ag Kristallen festgestellt. In letzter Zeit hat BOČEK⁵²⁾ in einem ziemlich weitem Bereich von Fremdstoffkonzentration den Einfluß von Gesamtfremdstoffgehalt auf die kritische Schubspannung von Zn Kristallen verfolgt.

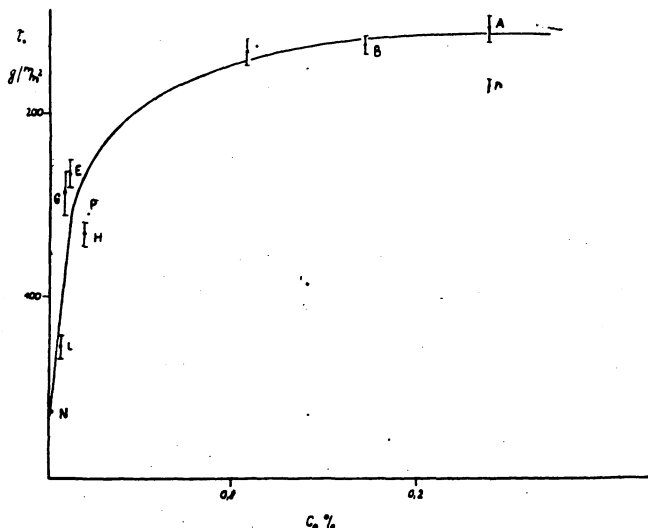


Abb. 11. Die Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von Zn Kristallen vom Gesamtfremdstoffgehalt. Nach [52].

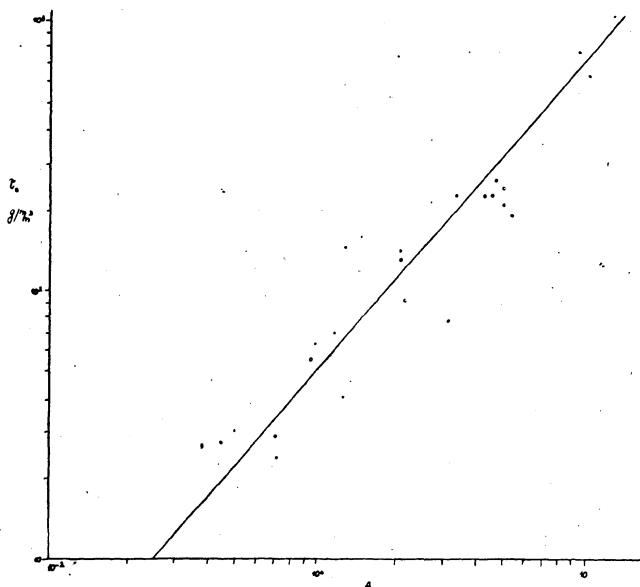


Abb. 12. Die Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von Zn Kristallen vom Ausdruck $\sqrt{\sum C_{0i} |A r_i|}$ (Siehe Tab. I).

Die Hauptlegierungskomponente im höheren Konzentrationsbereich bildete Cu. Die Konzentrationsabhängigkeit von τ_0 stimmte mit der an Zn + Sn Kristallen ermittelten⁴⁹⁾ qualitativ überein (Abb. 11).

Aus ähnlichen Messungen an Au—Ag⁵³⁾, Cu—Ni⁵⁴⁾, und Ni—Co⁵⁵⁾ Mischkristallen kann man urteilen, daß ähnliche Legierungseffekte an einer Reihe von Mischkristallen vorliegen.

Durch Verbindung der Vorstellungen über den Einfluß der Versetzungsdichte auf τ_0 (siehe 2,73) und der Entstehung von Versetzungen auf Grund der Mikrosegregation von Fremdstoffatomen²³⁾,

konnten BOČEK et al.⁵⁶⁾ nachweisen, daß der Fremdstoffeinfluß auf die kritische Schubspannung von h. k. p. Metallen vorwiegend indirekter Natur ist. An Hand einer Analyse der relativen Wirksamkeit von verschiedenen Fremdstoffatomen bei der Entstehung von Versetzungen und mittels der Auswertung der Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von der Dichte der angeätzten Versetzungen, wurden τ_0 -Werte aus Messungen verschiedener Autoren an Zn Kristallen ausgewertet (Tab. I) Dabei ergab sich zwischen der kriti-

Tab. I. Kritische Schubspannung von Zink Einkristallen verschiedenen Fremdstoffgehalts. Nach [56]. Hier auch Literaturhinweis.

	Material	Fremdstoffgehalt in $C_{i0}\Delta r_i \cdot 10^{11}$					$A = \sqrt{\sum C_{i0}\Delta r_i}$	τ_0 g/mm ²
		Cu	Pb	Cd	Sn	Fe		
Boček	A Zn	24,0	1,1	0,4			5,1	252
	B	17,0	1,3	0,5			4,3	240
	C	10,0	1,0	0,4			3,4	238
	D	24,0	1,4	0,4			5,2	220
	E	0,3	1,4	0,5			1,5	167
	G	0,2	1,3	0,3			1,3	157
	H	0,4	3,3	0,6			2,1	134
	L	0,3	1,0	0,2			1,2	72
	N	0,03	0,2	0,03			0,5	31
	P	0,6	3,3	0,6			2,1	145
	Jilson	Zn	0,01	0,03	0,0		0,13	0,42
Deruyttéte . . .	Zn	0,1	0,5	0,2		0,3	1,05	65
Greenough Fahrenheit	Zn	0,2	7,2	2,1		1,0	3,2	80
Schmid Lücke et al. . . .	Zn		0,6	0,3			0,95	57
Rosbaud, Schmid	Zn			5,0			2,2	94
				22,8			4,8	274
				92,0			9,6	825
				182,0			13,2	1150
					21,6		4,6	244
Wain, Cottrell . .	Zn	0,05	0,30	0,05		0,11	0,71	25
Gilman	Zn			30,0			5,5	200
Vreeland et al. . .	Zn		0,2			0,1	0,55	28
		0,1	0,2	0,5	0,2	0,6	1,3	42
Dumbleton	Zn	0,05	0,3	0,05		0,11	0,71	30

schen Schubspannung und der Größe $k \sqrt{\sum C_{i0}\Delta r_i}$ (die als ein Maß der Relativen Wirksamkeit der Fremdstoffatome bei der Entstehung von Versetzungen aufzufassen ist) ein linearer Zusammenhang (Abb. 12).

Abgesehen vom indirekten Einfluß von Fremdstoffatomen auf den Wert der kritischen Schubspannung ist das Problem ihres direkten Einflusses^{53) 117) 121) 125)} bei weitem offenliegend. Vor Allem ist es sehr wahrscheinlich, daß Fremdstoffatome neben ihrer Assistenz bei der Entstehung von Versetzungsnetzen, dieses Netz gleichzeitig stark verankern. Ferner betätigen sich Beimengungen während der Verformung anscheinend als „Katalysatoren“ der Versetzungsentstehung während der Verformung, wie etlichen Beobachtungen der Elektrodurchstrahlung von Metallfolien¹¹⁴ und Untersuchungen an LiF Kristallen¹²³) zu entnehmen ist.

2.4 DER EINFLUSS DER OBERFLÄCHE UND FORM DES KRISTALLS, DER EINFLUSS VON WÄRMEBEHANDLUNG AUF DIE KRITISCHE SCHUBSPANNUNG

Etliche mechanische Eigenschaften von Kristallen sind von der Oberflächenbeschaffenheit verschieden stark abhängig^{143, 144}). Vom praktischen Standpunkt des Experiments aus, gebührt besondere Aufmerksamkeit den Oxydschichten. Roscoe⁵⁸) findet z. B. daß eine 1000 Atomebenen starke

Oxydhaut die kritische Schubspannung von Cd Kristallen auf den 2,5 fachen Wert erhöht, dieser Einfluß nimmt mit abnehmender Schichtendicke ab. HARPER und COTTRELL⁵⁹⁾ finden ähnliche Verhältnisse an Zn Kristallen. Gleichzeitig beobachten sie einen raschen Anstieg der Fließgeschwindigkeit im Augenblick des Abätzens dieser Schichten durch starke Säuren. Die zeitliche Retardation dieser Einwirkung ist von der Viskosität des Ätzmittels abhängig. Ähnlich wirken Elektrolyte, wie ANDRADE und RANDALL⁶⁰⁾ an Cd Kristallen festgestellt haben.

LIPSETT und KING⁶¹⁾ haben den Verfestigungsverlauf von mit Gold bedampften Cd Kristallen verfolgt. Schichten von 10^{-5} — 10^{-4} cm Dicke erhöhten die kritische Schubspannung gegenüber der der nichtbedampften Kristalle um 25 %. Wie PICKUS und PARKER⁶²⁾ nachgewiesen haben wird durch Bedampfung, ähnlich wie im Fall von Oxydschichten, die Fließgeschwindigkeit herabgesetzt. GILMAN und READ⁶³⁾ finden, daß die kritische Schubspannung von Zink Kristallen orientierungsabhängig ist, falls diese Kristalle schwach mit Cu oder Au bedampft werden. Die kritische Schubspannung wächst in diesem Fall mit wachsendem χ_0 . Gleichzeitig ist der Verfestigungskoeffizient ϑ solcher Kristalle bei kleinen Abgleitungen größer als der der nicht bedampften Proben und geht im Laufe der Verformung auf diesen Wert zurück.

In der Regel ist es sehr schwierig den Einfluß von Oxydschichten auf plastische Eigenschaften von dem der Kristallgröße und Form zu trennen. Der Formeinfluß wurde besonders an quaderförmigen Zink Kristallen verfolgt^{63, 64)}. Für gleichorientierte Kristalle mit unterschiedlicher Gleitlänge (durch die entsprechenden Kristallabmessungen bestimmt) ist die kritische Schubspannung der Gleitlänge umgekehrt proportional.

Das in diesem Zusammenhang eingebrachte Material ermöglicht z. Z. keine eindeutigen Schlußfolgerungen. Ganz Allgemein kann der Einfluß von Oberflächenschichten als Bremswirkung gegen den Austritt von Versetzungen gedeutet werden. Wir können also allgemein in verformten Kristallen mit Oberflächenschichten größere Eigenspannungen erwarten. *) Ähnlich kann auch die Größe und Form der Kristalle das Verhältnis von während der Verformung entstehenden und aus dem Kristall austretenden Versetzungen beeinflussen. Sehr instruktiv sind in dieser Hinsicht die Ergebnisse systematischer Versuche über den Einfluß des Kristallquerschnitts auf die Form der VK verschieden orientierter Kupfer Einkristalle⁶⁵⁾.

Des öfteren wurde das Problem der sog. thermischen Verfestigung zum Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Ursprünglich, wie der Begriff andeutet, war damit die Tatsache gemeint, daß die kritische Schubspannung von Kristallen allein durch Wärmeeinwirkung, erhöht werden konnte. So fand ORWAN^{66, 67)} daß Zn Einkristalle, die 24 Stunden lang nach ihrer Herstellung bei Raumtemperatur gelagert wurden, eine, gegenüber frischen Kristallen um 30 % erhöhte kritische Schubspannung aufweisen. Nach Überschreiten dieses Wertes verformten sich diese Kristalle unter plötzlicher Lastabnahme, bis zur Einstellung des für frische Kristalle entsprechenden Spannungswertes.

*) Auf eine andere Möglichkeit der Beeinflussung der plastischen Vorgänge durch Oxydschichten hat AMELINCKX [104] aufmerksam gemacht. Bekanntlich können Grenzschichten Metall-Metalloxyd als Quellen von Leerstellen angesehen werden. Die Einwanderung von Leerstellen in den Kristall kann, besonders bei sehr dünnen Kristallen oder Folien, zu Vorgängen führen, die den τ_0 -Wert stark beeinträchtigen können.

SMITH⁶⁸⁾ befaßte sich mit diesem Sachverhalt an Cd Kristallen. Er fand, daß zur Hervorrufung einer bestimmten Verfestigung notwendige Temperaturdauer mit wachsender Temperatur abnahm und es konnte ein Sättigungszustand erreicht werden, wo weitere Temperaturerhöhung oder Verlängerung der Temperaturdauer ohne weiteren Einfluß blieben. Diesen Ergebnissen zu Folge, konnte festgestellt werden, daß diese Verfestigung unter sonst gleichen Verhältnissen sowohl orientierungsabhängig ist und durch Vorverformung beeinflussbar ist.

Eine ganze Reihe von eingehenden Untersuchungen an Zink und Kadmium Kristallen^{69—73)} hat zum Ergebnis geführt, daß diese thermische Verfestigung mit der Gegenwart von Fremdstoffatomen, in den angeführten Fällen speziell durch Stickstoffatome, im Zusammenhang ist. Heute betrachten wir diese Erscheinung als einen typischen Streckgrenzeeffekt, der erstmals in der Hauptsache an α -Fe untersucht worden war. In Abb. 13 sind Anfangsteile von Deformationskurven von Zn Kristallen wiedergegeben an denen die ange deuteten Verhältnisse erkennbar sind.

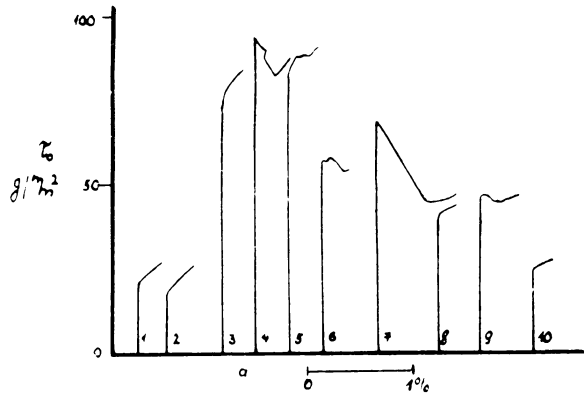


Abb. 13. Anfangsteile von Verfestigungskurven von Zn Kristallen.

1. Erster Versuch, reines Zink, Kristall in N--Atmosphäre gezüchtet.
2. Wie Kurve 1., nach 4 Verformungszyklen aufgenommen.
3. Erster Versuch, verunreinigtes Zink, Kristall in Argonatmosphäre gezüchtet.
4. Wie Kurve 3, nach 2 Verformungszyklen aufgenommen.
5. Sofort nach 4. aufgenommen.
6. Verunreinigtes Zink, teilweise entgast, Kristall in Argonatmosphäre gezüchtet, nach 2 Verformungszyklen aufgenommen.
7. Reines Zink, unter Luftzutritt geschmolzen.
8. Sofort nach 7. aufgenommen.
9. Reines Zink, N₂-Atmosphäre ausgesetzt, Kristall in N₂-Atmosphäre gezüchtet, nach 1 Verformungszyklen aufgenommen.
10. Reines Zink, in Argonatmosphäre geschmolzen, Kristall in Argonatmosphäre gezüchtet, nach 4 Verformungszyklen.

COTTRELLS Vorstellungen zu Folge⁵⁾ beruht die mikrophysikalische Deutung dieser Erscheinung in der Anhäufung gewisser Fremdstoffatome an Versetzungslinien. Die die Versetzungslinie umgebende Fremdstoffatmosphäre behindert stark ihre Beweglichkeit*). Diese Versetzungen können erst nach Überschreiten einer Spannungsschwelle von der Atmosphäre losgelöst werden. Ihr Wert kann formell durch die Summe von kritischer Schubspannung, des reinen Kristalls, der Spannungen von ungeordneten Fremdstoffatomen¹³²⁾ und der Brems-

*) Neueren Untersuchungen an Zn zu Folge¹⁰⁵⁾ ist sehr wahrscheinlich, daß Stickstoff mit Zn resp. Cd oder Mg unter Bildung von Nitriden (R₃ N₂) reagiert. Es wird angenommen, daß diese Nitride Verankerungsmöglichkeiten für Versetzungen bieten.

spannung der Atmosphäre angegeben werden. Nach Losreißen der Versetzungslinie übertrifft die äußere Spannung den für die Bewegung der Versetzung notwendigen Betrag, so daß die Weiterverformung unter Spannungsabfall verläuft.

Ein prinzipiell verschiedener thermischer Verfestigungsvorgang, der ab und zu beobachtet wird, beruht ebenfalls auf einer Erhöhung der kritischen Schubspannung von getemperten Kristallen⁸⁹⁾. In diesem Fall verläuft jedoch die Verformung stetig mit wachsender Spannung. Die gesamte Deformationskurve ist, gegenüber der der frischen Kristalle, zu höheren Spannungswerten verschoben. Eine wesentliche Rolle spielt bei diesem Vorgang wahrscheinlich

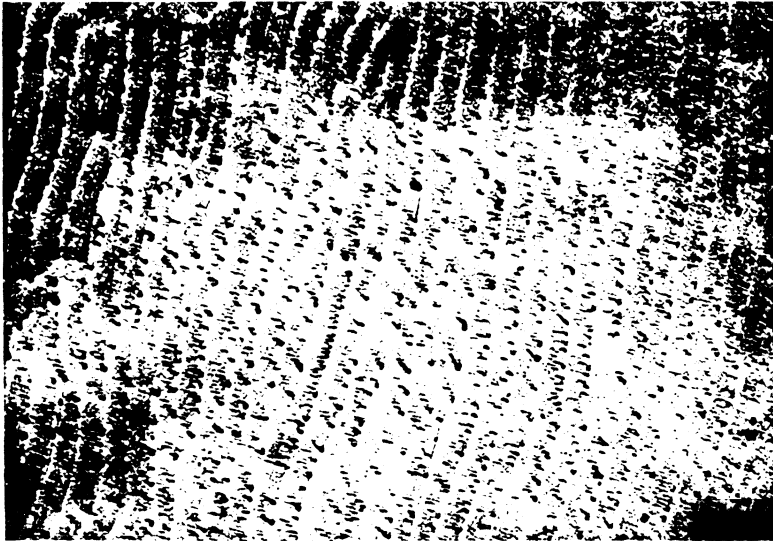


Abb. 14. Unverformter Zink Kristall getempert: a) 5 Stdn 175 °C

das thermisch aktivierte Klettern von Versetzungen. Ein Teil der während des Wachstums entstandenen Versetzungen wird sich auf Grund von Diffusionsprozessen in gegenüber Abgleitung stabile Kleinwinkelkorngrenzen-Konfigurationen umordnen. Wie neuerdings KRATOCHVÍL¹⁴⁵⁾ an Zn Kristallen zeigen konnte, wächst die Blockbildung mit steigender Temperatur (Abb. 14).

Dem gegenüber beobachteten BOAS und SCHMID⁸⁹⁾ auch eine starke Entfestigung von frisch gewachsenen und daraufhin getemperten Cd Kristallen. So wird die kritische Schubspannung von Kristallen die bei einer Geschwindigkeit von 5—10 cm/St aus der Schmelze gezogen wurden, durch Tempern (24St bei 275 °C) um wenig erhöht, hingegen Kristallen die bei einer Ziehgeschwindigkeit von 20 cm/St hergestellt wurden, erwiesen sich bei gleicher Wärmebehandlung ein 50 % entfestigt. Es ist wahrscheinlich, daß dieses Verhalten in Zusammenhang ist mit der unterschiedlichen Fremdstoffverteilungen, die auf Grund der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Distributionskoeffizienten zu erwarten ist⁹⁰⁾.

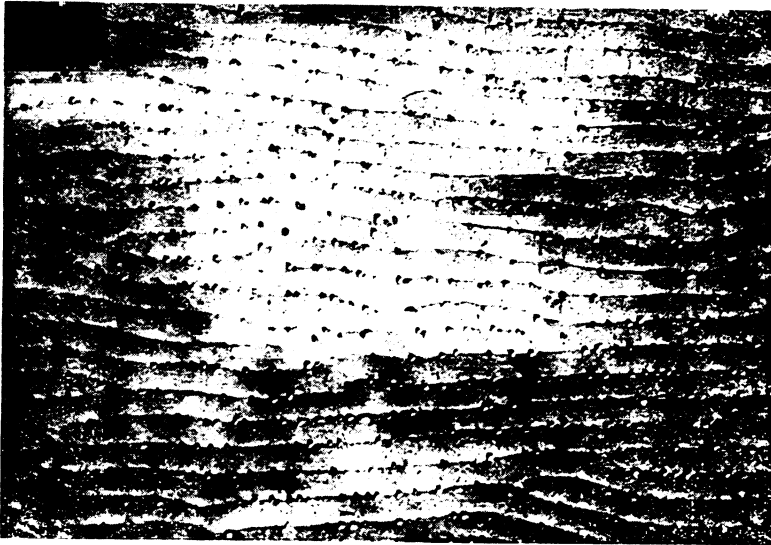


Abb. 14. b) 5 Stdn 260°C



Abb. 14. c) 5 Stdn 370°C

2,5 DER EINFLUSS VON SUBSTRUKTUREN

Untersuchungen über den Einfluß von Substrukturen auf die plastischen Eigenschaften von Kristallen sind zur Aufklärung etlicher Probleme über plastische Gleitung von großem Nutzen. Die Mehrheit der Substrukturen verschie-



Abb. 14. d) 5 Stdn 415 °C

densten Ursprungs kann im Grunde genommen durch eine räumliche Anordnung von Versetzungen verschiedenen Charakters geometrisch aufgebaut werden¹³³). Im Kristall können nebeneinander Substrukturen verschiedenen Ursprungs, Dichte, Geometrie und mit verschiedenen Einfluß auf physikalische Eigenschaften der Kristalle, existieren³⁰). Bei Untersuchungen des Einflusses von Substrukturen auf verschiedene physikalische Eigenschaften ist es angebracht, soweit wie möglich, den untersuchten Substrukturentyp herauszupräparieren um einer Interferenz mit Einflüssen anderer Typen auszuweichen.

Sehr erfolgreich waren in dieser Hinsicht Versuche an Metallkristallen in denen eine Substruktur definierbar künstlich hervorgerufen wurde^{74)–79)}. In der Regel bestand die Substruktur in diesen Fällen aus einer einfachen flächenhaften Anordnung paralleler Stufen versetzungen eines Vorzeichens in einer Ebene senkrecht zur Gleitrichtung. Diese Ebene bildet somit die Grenzfläche zweier Kristallkörner die um sehr kleine Winkel gegeneinander verdreht sind. Solche Kleinwinkelkorngrenzen können unter Wirkung einer Äußeren Schubspannung bewegt werden.

Aus Messungen der Beweglichkeit solcher Kleinwinkelkorngrenzen⁷⁵⁾ geht hervor, daß die kritische Schubspannung die zur Bewegungseinsetzung notwendig ist (also mit der kritischen Schubspannung identifiziert werden kann) mit wachsendem Disorientierungswinkel, (Abb. 15) also mit wachsender Versetzungsdichte in der Grenzflächenan steigt. Nach SEEGER⁸⁰⁾ ist dieser Sachverhalt im Einklang mit theoretischen Vorstellungen. Danach kann dieser Befund mit

$$\tau(\theta) = A + B\theta \quad (2, 5, 1)$$

wiedergegeben werden. Dabei ist A eine temperaturabhängige Konstante deren Größe die sog. Peierlsspannung angibt (siehe 2,7), B ist eine Konstante.

LI et al.⁷⁶⁾ haben die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit von solchen Korngrenzen an Zink Kristallen verfolgt und haben festgestellt, daß die Bewegung thermisch aktivierbar ist. Es ergab sich dafür eine Aktivierungsenergie von 0,93 eV.

WASHBURN⁷⁴⁾ untersuchte die Wirksamkeit solcher

Versetzungsanordnungen als Gleithindernisse. Danach sind Kleinwinkelkorngrenzen die in Zink Kristallen bei Raumtemperatur (oder unterhalb) hervorgerufen wurden keine effektiven Hindernisse. Hingegen sind solche Versetzungsanordnungen die knapp unterhalb des Schmelzpunktes entstanden sind, oder durch Tempern bei 400 °C hervorgerufen wurden, sehr wirksam. Eine Vorstellung darüber gewinnt man an Hand von Abb. 16 in der einige VK von Zink Kristallen, die vor und nach der Entstehung von Kleinwinkelkorngrenzen aufgenommen wurden, wiedergegeben sind. Es ist ersichtlich, daß Tempern bei 300 °C von Kri-

Abb. 16. Der Einfluß von Wärmebehandlung auf die kritische Schubspannung von Zink Kristallen mit einfacher Versetzung-Substruktur.

Δ ... Kristall mit einem Paar von Feinkorngrenzen. Korngrenzwinkel 1°, bei 300 °C getempert.

o ... Gleicher Substrukturentyp, gleiche Zeit bei 400 °C getempert. Die Streuung der τ_c -Werte von Kristallen ohne Substruktur die ebenfalls bei 400 °C getempert wurden liegt innerhalb der Schraffierung. Nach PARKER R., WASHBURN J., Impurities and Imperfections, Amer. Soc. Metals 1955, 145.

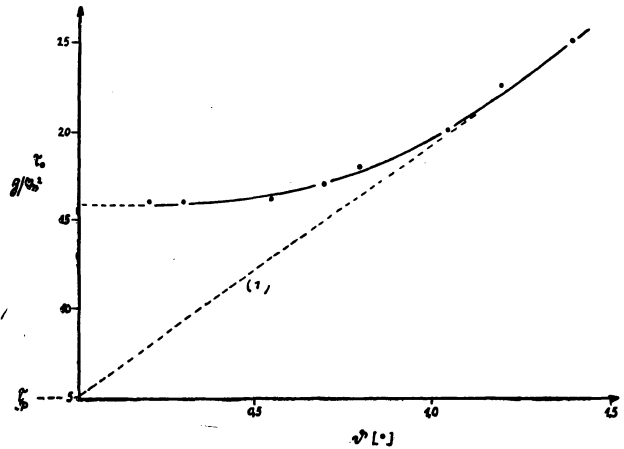
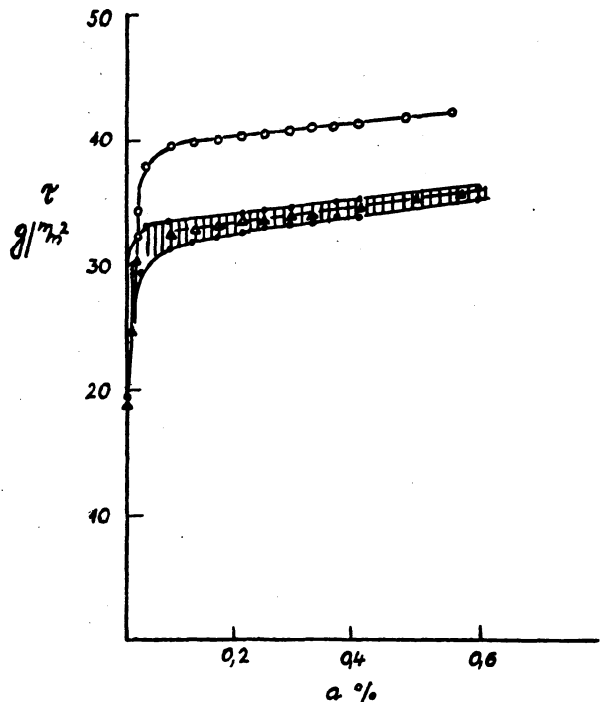


Abb. 15. Kritische Schubspannung für die Bewegung von Kleinwinkelkorngrenzen als Funktion des Korngrenzwinkels. Der Achsenabschnitt von (1) gibt die Peierls Kraft an. Nach [109].



stallen die bei Raumtemperatur inhomogen verformt wurden ohne Einfluß blieb, hingegen besitzt derselbe Kristall nach Tempern bei 400 °C einen bedeutend höheren τ_0 -Wert. Der Anstieg der kritischen Schubspannung ist vom

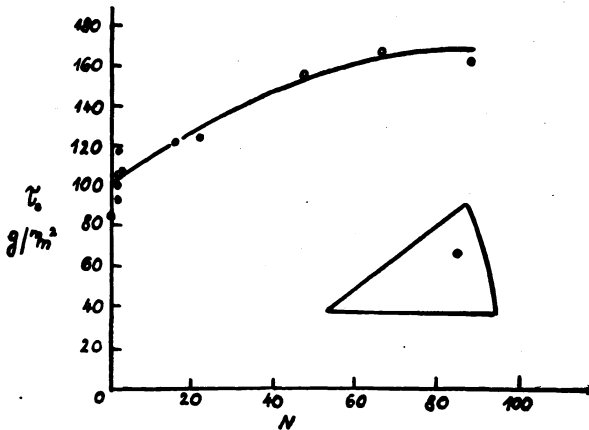


Abb. 17. Die Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von Al Kristallen von der Dichte der Striation-Substruktur. Nach [147].

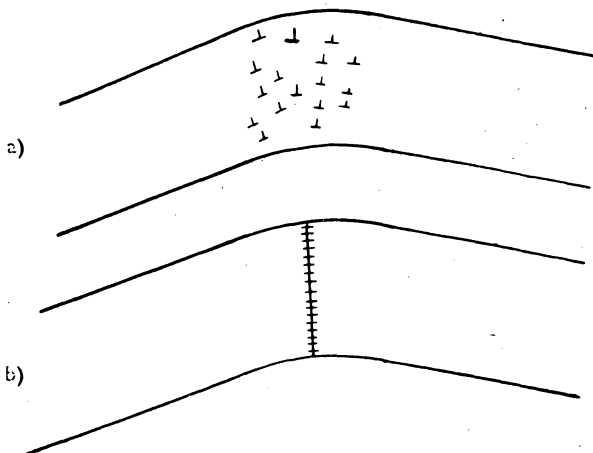


Abb. 18. Schematische Darstellung von Versetzungsanordnung in Kleinwinkelkorn grenzen.

a) Versetzungsverteilung unmittelbar nach inhomogener Verformung. (Gleitebene senkrecht zur Zeichenebene).

b) Versetzungsanordnung nach dem Tempern.

wirkung individueller Versetzungen und nicht von Versetzungsgruppen in Rechnung zu ziehen (1. Fall). Bei größeren Verformungsgraden wird man jedoch die Wechselwirkung bewegter Versetzungen mit Versetzungsgruppen zu erwarten haben (2. Fall), da die Tendenz zur Versetzungsgruppierung mit wachsender Verformung im Allgemeinen zunimmt. (Zellbildung.) Die Wechselwirkungskräfte können in beiden Fällen

Disorientierungswinkel θ abhängig. Bei $\theta \approx 1^\circ$ wird ein Maximalwert der Schubspannungserhöhung um 50 % erreicht, der weiterhin orientierungsunabhängig ist.

Kompliziertere Versetzungsanordnungen (ein System von Schraubenversetzungen in $\{0001\}$ Ebenen) verhalten sich ähnlich.

Die mikrophysikalische Deutung dieser Erscheinungen geht von der Vorstellung aus, daß Versetzungen die durch inhomogene Verformung hervorgerufen wurden bei niedrigeren Temperaturen im Kristall ungeordnet verteilt sind (Abb. 18). Der Einfluß von Spannungsfeldern solcher inhomogener Versetzungsanordnungen auf naheliegende, frei bewegliche Versetzungen ist bedeutend kleiner als im Fall homogener Versetzungsanordnungen, die z. B. durch Kleinwinkelkornsgrenzen realisierbar sind.*)

*) Bei inhomogener Versetzungsverteilung ist die mit dem weitreichendem Spannungsfeld verbundene elastische Energie bedeutend größer als bei homogener Versetzungsverteilung, wo praktisch nur die Wirkung der kurzreichenden Spannungsfelder zur Geltung gelangt. Beide Komponenten können in verschiedenen Situationen verschieden zur Wirkung kommen. Bei der Grundverfestigung (Teil II) ist die elastische Wechsel-

Die energetisch vorteilhafte Umordnung der Versetzungen in Kleinwinkelkorngrenzen erfolgt durch Klettern von Stufenversetzungsanteilen^{38),146)} erst bei relativ höheren Temperaturen. Dieser Umstand tritt sehr deutlich zu Tage aus Untersuchungen über die bei Tempern stattfindende Blockbildung. So konnte KRATOCHVÍL¹⁴⁵⁾ an Zink Kristallen eine ausgesprochene „Zellbildung“ erst bei Temperaturen rund 400 °C wahrnehmen (Abb. 14).

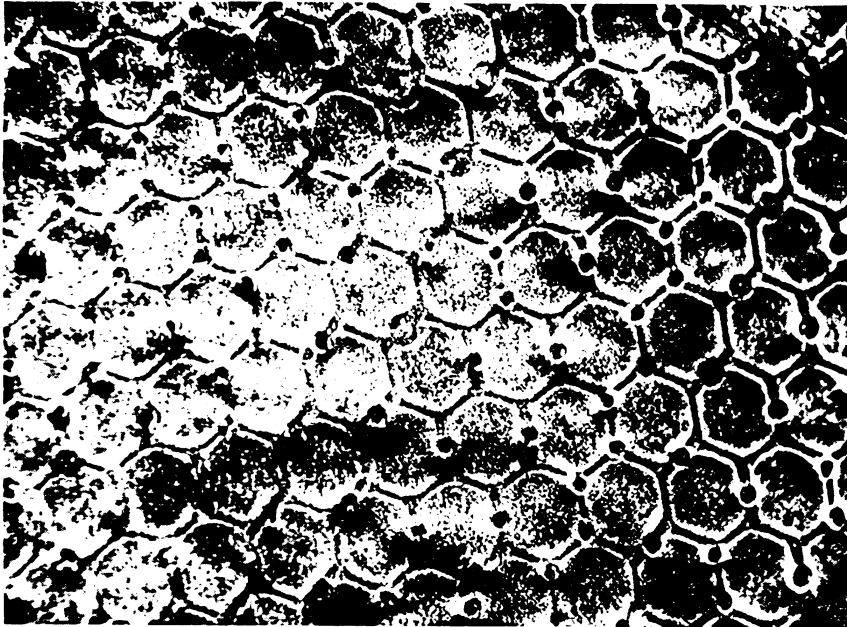


Abb. 19. Mikrosegregations-Substrukturen.

a) Bleistift-Substruktur. Kristallachse senkrecht zur Zeichenebene. Die Fasern verlaufen annähernd parallel zur Kristallachse.

Die Anordnung von Versetzungen in Kleinwinkelkorngrenzen senkrecht zur Gleitrichtung, ist im Grunde genommen das Ergebnis der sog. Polygonisation^{81) 82)}. Der von JAOUË⁸³⁾ an Al Kristallen untersuchte Einfluß von Polygonisations-Substrukturen auf den Verlauf der VK ist ähnlicher Natur wie im vorhergehenden Fall. Bei den Polygonisations-Substrukturen hat man jedoch auch mit dem Einfluß der Korngröße zu rechnen, die in erster Näherung die Versetzungsdichte der polygonisierten Kristalle bestimmt. Wie den entsprechenden Messungen entnommen werden kann, wächst die kritische Schubspannung mit abnehmender Korngröße. Ähnliche Untersuchungen, an zum Teil gleichorientierten Al Kristallen¹⁴⁷⁾, die sog. Striation-Substruktur¹⁴⁸⁾ aufwiesen, haben zum Ergebnis geführt, daß mit wachsender Dichte dieser Substruktur die kri-

an Hand des Energiegehalts abgeschätzt werden. Die mit inhomogener Versetzungsverteilung verbundene elastische Energie des Fernfeldes ist näherungsweise proportional dem Quadrat der geometrischen Summe aller Burgersvektoren einer Versetzungsanhäufung, die des Nahfeldes (homogene Versetzungsverteilung) ist proportional der Summe der Quadrate der einzelnen Burgersvektoren.

tische Schubspannung erhöht wird und strebt dann einem Sättigungswert zu. (Abb. 17.)

Unabhängig vom Substrukturentyp haben LAURIENTE und POND⁸⁸⁾ den Einfluß der an Al Einkristallen angeätzten Versetzungen auf die kritische Schubspannung verfolgt. Danach nimmt τ_0 linear mit der Quadratwurzel aus der Versetzungsdichte zu. (Abb. 22.) Zu gleichen Ergebnissen gelangten BOČEK

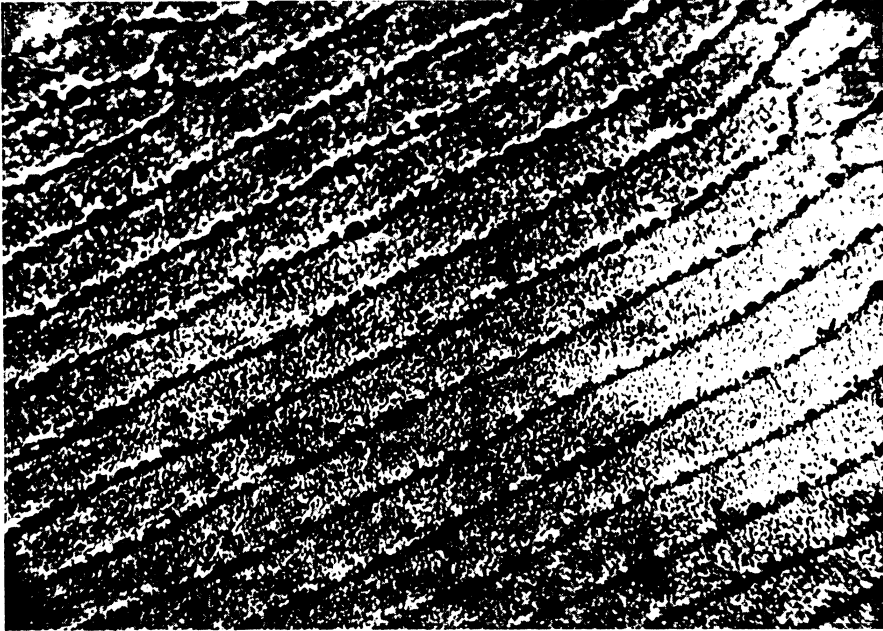


Abb. 19. b) Schichten-Substruktur. Gilt Gleiches, wie bei a).

et al.⁵⁶⁾ an Zink Kristallen an den Versetzungen an Mikrosegregationsgrenzen (siehe weiter) angeätzt wurden. BAILEY und HIRSCH¹⁴⁹⁾ haben diesen Sachverhalt an polykristallinen Silber bestätigt gefunden. Dabei konnte die Versetzungsdichte direkt, mittels Elektronendurchstrahlung bestimmt werden.

Für Kristalle, die bei konstitutioneller Unterkühlung aus der Schmelze gewachsen sind, ist die Entstehung von sogn. Bleistift resp. Schichten-Substruktur charakteristisch^{85), 86)}. Solche Kristalle bestehen aus einem System von Fasern oder Schichten (Abb. 19) die sich gewöhnlich parallel der Wachstumsrichtung erstrecken. Die einzelnen Elemente der Substrukturen sind gegenseitig durch Grenzschichten abgeteilt, die erhöhten (Distributionskoeffizient $k < 1$) oder erniedrigten ($k > 1$) Fremdstoffgehalt aufweisen. Diese anisotrope Mikrosegregation von Fremdstoffatomen ist nach TILLERS Vorstellung²³⁾ eine der Ursachen für die Entstehung von Versetzungen während des Kristallwachstums. Danach sind die Grenzflächen der Substrukturelemente Stellen mit hoher Versetzungsdichte¹⁴⁾ (Abb. 20). Das Auftreten von Mikrosegregations-Substrukturen ist eine sehr allgemeine Erscheinung.

BOČEK und RATHAUSKÝ⁸⁴⁾ haben den Einfluß von Charakter und Größe von

Tab. II. Einfluß von Charakter und Größe von Mikrosegregations-Substrukturen auf die kritische Schubspannung von Zink Kristallen. Nach [84].

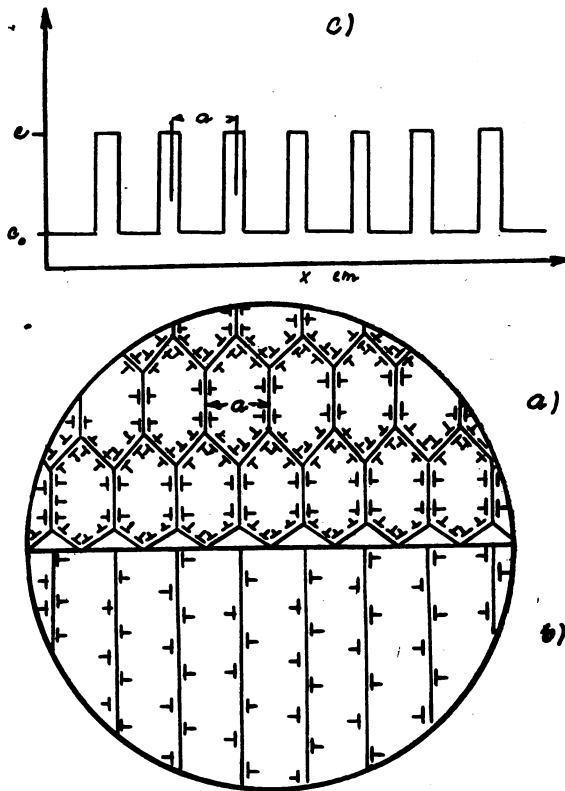
Substruktur		Kritische Schubspannung τ_0				
		Bereich von τ_0 in g/mm ²	Mitte des Bereichs in g/mm ²	Halbe Breite des Bereichs	Aritmetischer Mittelwert in g/mm ²	Mittlere Streuung in g/mm ²
Schichten	breite Schichten	(212,5— —227,5)	220,0	3,4 %	220,8	± 2,6
	enge Schichten	(233,0— —242,5)	237,8	2,0 %	238,3	± 2,4
	Schichten gesamt	(212,5— —242,5)	227,5	6,5 %	229,6	± 3,3
Gemischte Substruktur		(239,5— —245,0)	242,3	1,1 %	242,8	± 0,7
Bleistift Substruktur		(221,5— —269,5)	245,3	10,0 %	240,8	± 5,3

Mikrosegregations-Substrukturen auf das plastische Verhalten von Zink Kristallen untersucht. Danach (Tab. II) ist die kritische Schubspannung im Mittel etwas kleiner für Kristalle mit Schichten-Substruktur als mit Bleistift-Substruktur. Die Abhängigkeit der τ_0 -Werte von der (in die Gleitebene umgerechnete) Größe der Elemente der Bleistift-Substruktur ist in Abb. 21 widergegeben. Der angeführte Verlauf ist im Einklang mit allgemeinen Vorstellungen über den Einfluß von Substrukturen auf den Wert der kritischen Schubspannung. Er entspricht sowohl ähnlichen Ergebnissen an Al Kristallen^{83), 146)} als auch Untersuchungen über den Einfluß der Korngröße polykristalliner Materiale auf den Wert der Fließspannung¹⁴³⁾.

Die Existenz von Mikrosegregations-Substrukturen ist höchstwahrscheinlich eine der Ursachen für die Streuung von Meßwerten verschiedener plastischer Kenngrößen. Durch geeignete Wahl der Herstellungsweise ist es möglich die Fluktuation der Makro-Bedingungen, die die Entstehung der Mikrosegregations-Substrukturen stark beeinflussen (Wachstumsgeschwindigkeit, Temperatur der Schmelze, Wärmeabfuhr) zu unterdrücken. Diesen Einflüssen werden sich jedoch experimentell schwer kontrollierbare mikrophysikalische Ungleichmäßigkeiten im Wachstumsprozeß überlagern (Anisotropie der Fremdstoffdiffusion, zufällige Konzentrationsschwankungen im Fremdstoffgehalt, thermische Eigenspannungen). Diese Faktoren werden in der Hauptsache verantwortlich sein für die Streuung einiger Kenngrößen von VK die an verschiedenen Teilen eines Kristalls, der als Ganzes verformt wurde, festgestellt wurden^{87), 55)}.

2,6 VERFORMUNG DURCH REINEN SCHUB

Die Mehrheit der bisher beschriebenen Experimente wurde im Zugversuch durchgeführt. Bei solchen Versuchen verläuft, die Verformung, wie schon angeführt, unter Gitterdrehung. Diese führt, verwendet man starre Fassungen, zu



inhomogener Verformung des Kristalls in der Nähe der Fassungen (Biegegleitung). Im Falle, daß der untersuchte Kristall bedeutend länger ist als die von der Biegegleitung erfaßten Bereiche, oder bei kleinen Verformungen, ist dieser Umstand für die meisten Versuchszwecke unwesentlich. Anderfalls können frei drehbare Kristallfassungen verwendet werden⁹⁶).

Abb. 20. Schematische Darstellung der Versetzungsverteilung in Mikrosegregations-Substrukturen.
 a) Bleistift-Substruktur (senkrecht zur Kristallachse).
 b) Schichten-Substruktur (oder Beistift-Substruktur parallel zur Kristallachse).
 c) Fremdstoffverteilung in Kristallen mit Mikrosegregations-Substrukturen.

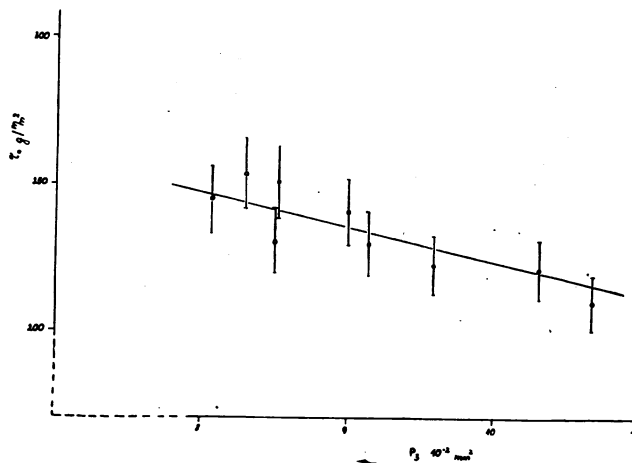


Abb. 21. Der Einfluß von Größe der Elemente der Bleistift-Substruktur auf die kritische Schubspannung von Zink Kristallen. P_s ist die in die Gleitebene umgerechnete Fläche dieser Elemente. Nach [84].

Die der Geometrie des Gleitprozesses entsprechende Verformungsweise, ist der Schub von Kristallteilen in Gleitebenen entlang der Gleitrichtung. Experimente dieser Art die häufige Verbreitung gefunden haben, sind in mancher Hinsicht sehr vorteilhaft. Naturgemäß ermöglichten sie, in relativ einfacher Weise, die Klärung der Frage über den Einfluß der Gitterdrehung und der damit verbundenen Biegegleitung auf die Kristallverformung. Ferner, und das ist am wesentlichsten, können in solchen Versuchen, speziell an h. k. p. Metallen, während der Verformung verschiedene vorgegebene Gleitsysteme betätigt werden, wodurch z. B. die Verfestigung latenter Gleitsysteme direkt festgestellt werden kann.^{91), 92), 93).}

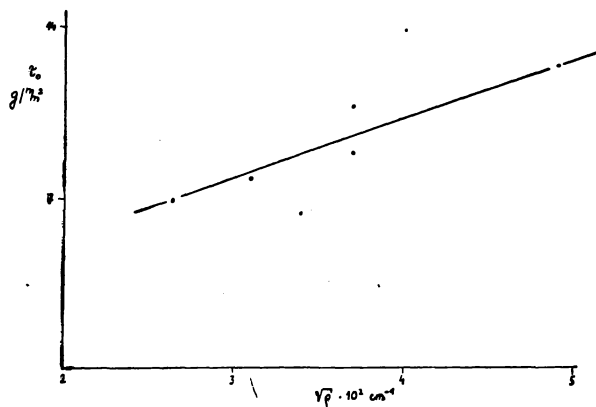


Abb. 22. Der Einfluß der Versetzungsdichte auf die kritische Schubspannung von Al Kristallen. Nach [88].

Die prinzipielle Anordnung von Schubversuchen ist schematisch in Abb. 23 wiedergegeben. Die Gleitebenennormale \vec{n} ist senkrecht zur Fassungsebene, \vec{a} ist die Gleitrichtung. Es zeigte sich, daß die Ergebnisse von Schubversuchen vom Verhältnis des Fassungsabstands l zur Probendicke d , als auch vom Ausgangswinkel α_0 abhängig sind. In Anordnungen, wo $l/d < 1$ ist, wurden an Al Kristallen störende Fassungseinflüsse beobachtet⁹⁴⁾. Röhms und Kochendörfer wählten hingegen $l/d \gg 1$ ($\alpha_0 \approx 90^\circ$), sog. „langer Schub“, und fanden an Al Kristallen sehr flache, bis 50 % linear verlaufende VK. Im Schubversuch verformte Kristalle sind schon bei relativ niedrigen Temperaturen sehr gut erholbar. Man sah darin einen Beweis für den Einfluß der Biegegleitung auf den Verfestigungsverlauf von zugverformten Kristallen. Eingehende Untersuchungen bei Al Kristallen die vergleichsweise im Zugversuch mit frei drehbaren Fassungen und starren Fassungen angestellt wurden⁹⁶⁾ widersprechen dieser Ansicht.

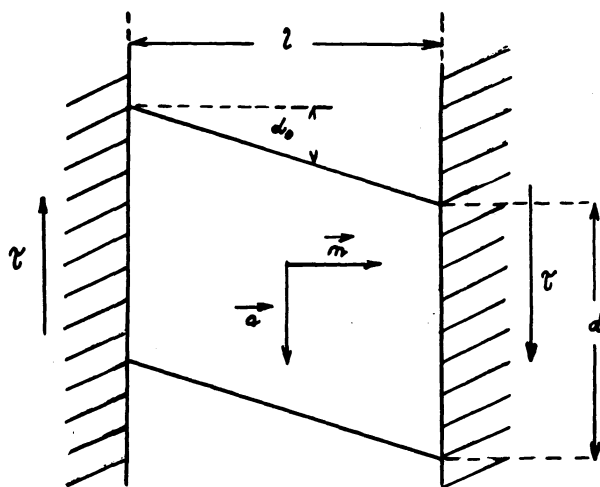


Abb. 23. Schematische Darstellung des Schubversuchs.

Falls im Schubversuch sehr große Abgleitungen erreicht werden sollen, ist es, wie SCHOLL¹⁰⁰⁾ gezeigt hat, notwendig die Hauptgleitebene als Fassungsebene

zu benutzen. In diesem Fall ist der Spannungszustand des Kristalls gleich dem im Zugversuch. In dieser Hinsicht also führen Schubversuche mit „langen“ Kristallen zu keinen neuen Ergebnissen, abgesehen davon ist die Versuchsmethodik sehr kompliziert. Anderst liegen die Verhältnisse bei Schubversuchen mit „kurzen“, Kristallen ($l < d$).

Diese Methode wurde besonders erfolgreich an h. k. p. Metallen angewandt⁹⁷). Zur Untersuchung der Beweglichkeit von Kleinwinkelkorngrenzen verformten

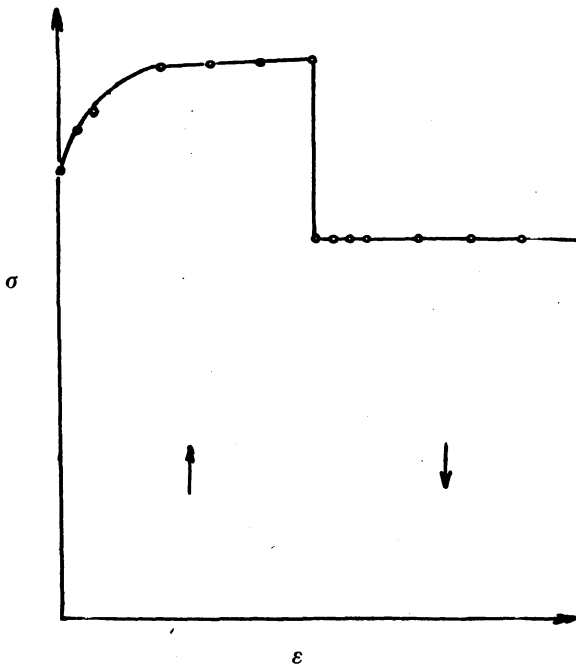


Abb. 24. Anfangsteile von Verfestigungskurven von Zink Kristallen mit einfacher Versetzungs-Substruktur. Der zweite Kurventeil wurde nach einer Gleitrichtungsänderung um 180° aufgenommen.
Nach: siehe Abb. 16.

BAINBRIDGE et al.⁷⁷) scheinbrennformige Zink Kristalle. Es wurde dabei die Schubspannung bestimmt unter der sich diese Korngrenze in Bewegung setzte. Der Versuch wurde nach 8 % Abgleitung unterbrochen, der Kristall wurde entlastet, die Gleitrichtung umgekehrt und weiterverformt. Die Kleinwinkelkorngrenze konnte nun unter kleineren Schubspannungen bewegt werden als vor Änderung der Gleitrichtung (Abb. 24). Ferner wurde im Laufe der Verformung eine Abnahme des Disorientierungswinkels θ beobachtet. Dies ist so zu deuten, daß einige Versetzungen aus der Kleinwinkelkorngrenze während des Gleitens an Hindernissen hängen bleiben. Dabei werden diese Versetzungen, auf Grund der elastischen Kopplung mit den weiterbewegten Versetzungen, die Beweglichkeit der Korngrenze als Ganzes herabsetzen, was sich makroskopisch als Verfestigung bemerkbar macht.

Bei Umkehr der Verformungsrichtung sind diese „Bremskräfte“ mit der äußeren Spannung gleichgerichtet, so daß die zur Bewegungseinsetzung notwendige Schubspannung kleiner ist als die zur Fortsetzung der Verformung in ursprünglicher Richtung (BAUSCHINGER-Effekt⁹⁸) und diese bei kleinen Abgleitungen sogar unter den Wert der kritischen Schubspannung des unverformten Kristalls absinken kann. Sehr konsistente Ergebnisse wurden an Zink Kristallen erhalten, die bei 186°C verformt wurden^{75, 99}).

Diese Experimente sind für das Studium des verformten Zustands von besonderer Bedeutung. Wir werden an anderer Stelle (Teil II) im Zusammenhang mit der Diskussion des Verfestigungsverlaufs auf diese Fragen zurückkommen.

2,7 DIE THEORIE DER KRITISCHEN SCHUBSPANNUNG

Die Anforderungen die heutzutage an eine Theorie der kritischen Schubspannung gestellt werden kennzeichnen in vieler Hinsicht den gegenwärtigen Stand der Kristallplastizität. Die früher grundsätzliche Frage nach der Ursache der Diskrepanz zwischen der kritischen Schubspannung idealer und realer Kristalle hat ihre ursprüngliche Bedeutung verloren. Es geht nun darum, an Hand von versetzungstheoretischen Vorstellungen die Vorgänge an der Fließgrenze zu deuten und ferner, die Einflüsse von Temperatur, Orientierung, Vorverformung, Fremdstoffgehalt u. Ä. auf den Wert der kritischen Schubspannung quantitativ zu erklären. Diese Aufgabe bildet, zusammen mit den eingangs unter 2) 3) angeführten Problemen, den Schlüsselpunkt zur physikalischen Interpretation der Vorgänge bei der plastischen Verformung.

Ein großer Anteil an der Entwicklung der modernen Vorstellungen über die Dynamik des Gleitprozesses ist einer Reihe Arbeiten von BECKER^{101, 102}, OROWAN³), POLANYI⁴) und TAYLOR²) zuzuschreiben. Besonders Analysen des Inhalts der Beckerschen Versuche zur Deutung der bereits erwähnten Diskrepanz der kritischen Schubspannungen führten zur Notwendigkeit abzulassen von der Grundvorstellung des atomistisch homogenen Gleitprozesses. Damit wurde erstmals der an sich schon länger bekannte Begriff der Versetzung mit einem konkreten experimentellen Sachverhalt in Verbindung gebracht.

2,71 DIE THEORIE VON BECKER UND OROWAN

Beckers Deutung der Diskrepanz zwischen der theoretischen und den experimentell beobachtbaren kritischen Schubspannungen geht von der Existenz der thermischen Gitterschwingungen im Festkörper aus. Eine zufällige Überlagerung von Schwingungen in einem breiten Frequenzbereich kann die Entstehung von thermischen Eigenspannungen in kleinen Volumen verursachen. Beckers Vorstellungen zu Folge, kann lokale Gleitung auch bei kleinen äußeren Spannungen τ einsetzen, sobald diese Spannung in hinreichend großem Volumen durch thermische Eigenspannungen auf den theoretischen Wert τ_t ergänzt wird. Dieser Gleitkeim kann sich daraufhin unter gegebener Spannung τ über die ganze Gleitebene ausbreiten. So kann eine erfolgreiche Aktivierung einen Gleitschritt der Größe \bar{b} hervorrufen.

Die Anzahl n der erfolgreichen Aktivierungen pro Sekunde ist

$$n = Ae^{-U/kT} \quad (2, 71,1)$$

wo U die Aktivierungsenergie bedeutet, A ist eine Konstante. Die Ableitungsgeschwindigkeit ist dann

$$\dot{a} = nb = Be^{-U/kT} \quad (2, 71,2)$$

Becker hat ferner angenommen, daß die Aktivierungsenergie U gleich ist der Arbeit zur Ergänzung der äußeren Spannung τ auf den theoretischen Wert τ_t in einem hinreichend großem Volumen V und ist durch den Ausdruck

$$U = \frac{(\tau_t - \tau)^2 V}{2 G} \quad (2, 71,3)$$

gegeben ($G \dots$ Schubmodul). Geht man mit (2, 71,3) in Gleichung (2, 71,2) ein, wird

$$\dot{\epsilon} = B e^{-(\tau_t - \tau)^2 \nu / 2 G k T} \quad (2, 71, 4)$$

Orowan konnte an Hand dieser Beziehung die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung ableiten. Danach ist

$$\tau_o = \tau_{oo} - C/\sqrt{T} \quad (2, 71,5)$$

wo τ_o die angelegte äußere Schubspannung bei der Temperatur T bedeutet, τ_{oo} ist die Schubspannung beim absoluten Nullpunkt, C ist eine von der Verformungsgeschwindigkeit abhängige Konstante.

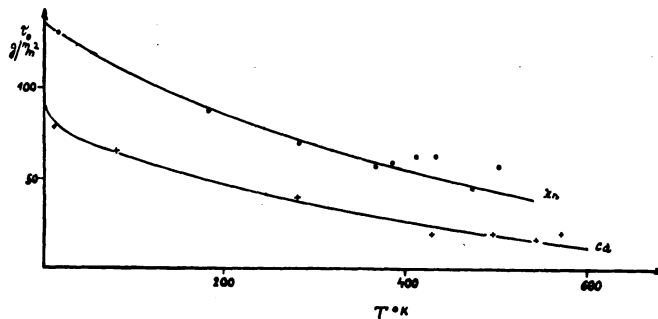


Abb. 25. Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Zn und Cd Kristallen im Vergleich mit dem theoretischen Verlauf nach BECKER und OROWAN. Die ausgezogenen Kurven geben den theoretischen Verlauf wieder. (Zn ... $\tau_{oo} = 160 \text{ g/mm}^2$, $C = 4,5$. Die experimentellen Werte sind der Arbeit [47] entnommen. Cd ... $\tau_{oo} = 90 \text{ g/mm}^2$, $C = 3,0$. Die experimentellen Werte, siehe Abb. 8, Kurve (5).

Die Gleichung (2, 71, 5) entspricht ganz befriedigend älteren Messungen an Zink und bei niedrigen Temperaturen auch der an Kadmium. (Abb. 25). Demgegenüber bestehen wesentliche Abweichungen an Kadmium bei höheren Temperaturen, wo τ_o in den Fehlergrenzen, temperaturunabhängig ist. Daß es sich dabei um keine zufälligen Meßwerteschwankungen handelt, ist aus Abb. 8 ersichtlich, in der Ergebnisse über die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von h. k. p. Kristallen zusammengestellt sind.

Der förderndste Beitrag der Becker-Orowanschen Theorie beruht in der Vorstellung des thermisch aktivierbaren Gleitprozesses, dessen Entwicklungsmöglichkeit mit der Existenz von „Kerbstellen“ (Abweichungen vom idealen Gitterbau) im Kristallgitter unmittelbar in Verbindung steht. Durch Temperaturschwankungen im Bereich von Raumtemperaturen können bloß Aktivierungsenergien erreicht werden die bei weitem nicht ausreichen um die Geschwindigkeit der von Becker erwogenen Prozesse wesentlich zu beeinflussen. Es entsteht die Frage, ob unter diesen Umständen lokale Gleitung überhaupt einsetzen kann. Abgesehen von der speziellen Natur des betrachteten Aktivierungsvorgangs wird unter diesen Verhältnissen für die Realisierung des Gleitprozesses die Größe des Volumens V , in dem Aktivierung stattfindet, maßgebend sein. Zur Zeit des Entstehens der Becker-Orowanschen Theorie war

die Möglichkeit einer theoretischen Ermittlung von V noch recht entlegen. Erst die Entwicklung der Versetzungstheorie hat dafür die Voraussetzungen geliefert. Trotzdem ist es nicht uninteressant den Maximalwert für V abzuschätzen, der für den Gleitprozeß bei Raumtemperatur repräsentativ sein sollte.

Durch Einsetzen von plausiblen Werten in (2, 71, 3) ($U = 3,2 \cdot 10^{-12}$ erg; τ kann neben τ_t vernachlässigt werden, $G = 2 \cdot 10^{11}$ dyn/cm²) erhält man für $V \sim 10^{-20}$ cm³, was größenordnungsmäßig z. B. dem „Aktivierungsvolumen“ bei Schneidprozessen in Kristallen mit hoher Stapelfehlerenergie entspricht.

Wir werden an einer anderen Stelle (2, 73) auf den dann konkret formulierten Grundgedanken der Beckerschen Theorie bei der Besprechung der thermisch aktivierten Sprungbildung in Versetzungslinien zurückkommen.

2,72 QUELLEN-THEORIEN

Erfahrungsgemäß ist bekannt, daß besonders Metallkristalle bei mittleren und höheren Temperaturen um hunderte Prozent plastisch verformbar sind. Dieser Umstand kann nur dadurch erklärt werden, daß im Laufe der Verformung weitere, und sehr viele, Versetzungen entstehen. Heute wird allgemein angenommen, daß diese Versetzungen durch die Betätigung sog. Frank-Read Quellen erzeugt werden^{108), 150).}*)

Eine Versetzungsquelle ist beschrieben durch ihre Länge l und die kritische Spannung τ_Q , bei deren Überschreiten die Quelle anspricht. Da in der Literatur oftmals die Ansicht vertreten wurde, daß τ_Q (dessen Größe durch verschiedene Einflüsse bestimmt werden kann) mit der kritischen Schubspannung von Kristallen zu identifizieren sei, wollen wir eine kurze Übersicht dieser Vorstellungen geben. In dieser Hinsicht werden wir die Rolle der Quellenlänge (i), der Reibungsspannung im Vorfeld der Quelle (ii) und die Fremdstoffanlagerung an Quellen (iii) kurz behandeln.

i) Die Quellenspannung τ_Q ist durch die Quellenlänge bestimmt:

$$\tau_Q = \frac{Gb}{l}$$

($G \dots$ Schubmodul, $b \dots$ Burgersvektor).

Da die Versetzungserzeugung durch Frank-Read Quellen ein rein mechanischer Vorgang ist, wird τ_Q in diesem Fall (abgesehen von der Temperaturabhängigkeit der elastischen Konstanten) temperaturunabhängig sein. Falls, wie oftmals betrachtet, die kritische Schubspannung τ_0 durch die Länge l der Frank-Read Quellen bestimmt sein sollte, müssen Quellen mit der größten Länge l_0 erwogen werden. Somit ist dann

$$\tau_0 = \tau_Q = \frac{Gb}{l_0} \quad (2,72,1)$$

Diese Erwägungen beinhalten die Voraussetzung, daß im Kristall nur oder vorwiegend Quellen existieren, deren Länge $l \leq l_0$ ist. SEEGER¹⁰⁹⁾ hat diese

*) Auf Grund der in letzter Zeit sich häufenden Versuchsergebnisse, kommen ernsthafte Zweifel auf über die praktische Bedeutung von klassischen Frank-Read Quellen im Verformungsprozeß. Doch scheint eine Stellungnahme dazu heute recht schwierig, auch würde ein solches Unternehmen über das Ziel dieses Berichts hinausgehen.

Ansicht der Kritik unterzogen und zwar von zwei ganz allgemeinen Gesichtspunkten aus. Erstens besteht keine Ursache zur Annahme, daß die Anzahl der Quellen z ein Maximum gerade bei der Länge l_0 aufweisen sollte. Zweitens sind bisher keine Anhaltspunkte vorhanden die darauf hinweisen würden, daß beim Kristallwachstum Vorgänge ablaufen, die die oben angeführte Voraussetzung berechtigten würden.

Diese Einwände können heute durch eine ganze Anzahl von Experimenten unterstützt werden. Hauptsächlich ist sichergestellt, daß Kristalle sich schon merklich unterhalb der kritischen Schubspannung plastisch verformen^{110, 161}). Ferner sprechen gegen diese Deutung Untersuchungen über die Beweglichkeit von Kleinwinkelkorngrenzen die unter einer äußeren Spannung stehen⁷⁵). Danach benötigt man zur Bewegung solcher Versetzungsanordnungen, die Quellen sehr großer Länge equivalent sind, wiederum Schubspannungen die dem τ_0 -Wert entsprechen. Besonders überzeugend sind in dieser Hinsicht die in letzter Zeit angestellten Versuche an LiF Kristallen^{111, 113}). So fanden JOHNSTON und GILMAN¹¹¹) an LiF Kristallen (ähnlich wie bei Metallen) eine merkliche plastische Verformung unterhalb der kritische Schubspannung, die in diesem Fall durch die Peierlskraft¹¹²) bestimmt ist. *) Bei größeren Abgleitungen macht sich der Einfluß anderer im Kristall vorhandenen Versetzungen bemerkbar, so daß Wechselwirkungen von Versetzungen zu den Schubspannungswerten beitragen. Besonders konnte in diesem Fall bewiesen werden, daß Versetzungsquellen mit dem Versetzungsnetz nicht unmittelbar in Verbindung stehen¹¹³). Vielmehr scheint wahrscheinlich, daß die Versetzungserzeugung während der Verformung durch Fremdstoffeinschlüsse, Präzipitate und andere Inhomogenitäten beeinflusst wird. Diesen Beobachtungen zu Folge, können bewegte Versetzungen durch Doppel-Querleitung als Quellen wirksam werden. Ähnliche Verhältnisse wurden bei der Elektronendurchstrahlung von Metallfolien beobachtet¹¹⁴).

Der erwogenen Interpretation widerspricht auch die Existenz der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung. Da τ_0 notwendig temperaturunabhängig ist, müßte unbegründet angenommen werden, daß das Längenspektrum dieser Quellen von der Verformungstemperatur abhängig ist. Nach all dem scheint es daher recht unwahrscheinlich, daß die kritische Schubspannung durch die Länge von Frank-Read Quellen bestimmt wäre.

ii) Reibungsspannung im Vorfeld der Quelle.

Wir wollen einen etwas realistischen Fall erwägen¹⁴⁶) nämlich, daß sich in der Umgebung von Frank-Read Quellen andere Versetzungslinien befinden. Das elastische Spannungsfeld dieser Versetzungen, deren Amplitude in Abständen $\sim l_0$ das Vorzeichen wechselt, wirkt auf die Versetzungsquelle mit einer Reibungskraft (pro Einheitslänge) $\tau_R b$. Eine ursprünglich in Ruhe sich befindende Versetzungslinie wird erst bei einer Spannung τ_R bewegt werden können und eine Frank-Read Quelle wird erst bei einer Spannung

$$\tau_0 \geq \tau_R + \frac{Gb}{l_0}$$

ansprechen. Andere Hindernisse die zur Behinderung der Tätigkeit von Frank-Read Quellen beitragen sind Versetzungslinien, die die Gleitebene der Quelle mit gleitebenenfremden Burgersvektor durchsetzen. Wären die sich kreuzenden

*) Die Schubspannung bei der sich eine Versetzung bei gegebener Temperatur mit der vorgegebenen Geschwindigkeit durch den sonst fehlerfreien Kristall bewegt.

Versetzungen „undurchdringlich“ müßten z. B. neuerzeuete Versetzungen an diesem „Versetzungswald“ hängen bleiben. Unter der Wirkung einer äußeren Spannung können sich die so festgehaltenen Versetzungslinien ausbeulen und im Resultat ist diese Anordnung equivalent mit Versetzungsquellen von einer Länge, die gleich ist dem Abstand der Kreuzungsstellen. Dann sollte τ_0 durch diesen Abstand bestimmt sein. Diese Vorgänge sind wiederum temperaturunabhängig. Im Allgemeinen hat man jedoch mit der Sprungbildung zu rechnen¹¹⁵⁾, die temperatur- und materialabhängig ist¹¹⁶⁾. Ähnliche Situationen können durch Ausscheidungen hervorgerufen werden¹²⁾. Bei geeigneter Größe und Dispersionsgrad des Präzipitates, kann dieses die Rolle der Verankerungsstellen übernehmen (Abb. 26). Im Gegensatz zu Legierungen, kommt diesen Erwägungen bei der Deutung der kritischen Schubspannung (vom Standpunkt der klassischen Quellentheorie) von reinen Metallen keine besondere Bedeutung zu.

iii) Fremdstoffanlagerung an Quellen.

Die damit zusammenhängenden Vorgänge sind mit dem Auftreten von Streckgrenzeeffekten in Verbindung (siehe 2,4)⁵⁾,¹⁵²⁾. Man hat in diesem Fall zu erwarten, daß Quellen erst bei einer Spannung τ_F ansprechen, falls diese

$$\tau_0 \geq \tau_F$$

ist. Nach dem Losreißen von Versetzungen wird im Allgemeinen die Versetzungsbeweglichkeit nicht mehr direkt von der „Fremdstoffwolke“ beeinflusst sein, vielmehr kommen Reibungseffekte in Frage, die zum Teil in ii) erwogen wurden. Diese Streckgrenzeeffekte sind notwendigerweise nicht an einen Quellenmechanismus gebunden, da τ_F von l_0 unabhängig ist. Im Gegensatz zum sogn. Suzuki-Effekt an Legierungen¹¹⁷⁾ ist in diesem Fall τ_F stark temperaturabhängig. Wie bereits angeführt (2,4), sind diese Streckgrenzeeffekte von der Vorbehandlung und der Gegenwart bestimmter Fremdstoffatome abhängig. Es scheint somit recht unwahrscheinlich, daß im Allgemeinen die kritische Schubspannung durch die Fremdstoffanlagerung an Versetzungslinien bestimmt wäre.

Wir wollen kurz in diesem Zusammenhang auf eine Erscheinung aufmerksam machen, wonach VK von Metall.^{55, 140)} und Ionenkristallen¹¹¹⁾ zum Fließbeginn Spannungsmaxima aufweisen. Im Gegensatz zu Streckgrenzeeffekten verläuft die VK in diesen Fällen stetig. Die relative Höhe der Maxima $\frac{\tau_{\text{Max}} - \tau_0}{\tau_0}$ sind unter sonst gleichen Bedingungen vom weiteren Verfestigungsverlauf abhängig. JOHNSTON und GILMAN¹¹¹⁾ erklären diese Erscheinung im Zusammenhang mit der Dichte der im unverformten Kristall frei beweglichen Versetzungen. Danach nimmt das Maximum mit zunehmender Dichte dieser Versetzungen ab. Wir werden im Teil II auf diese Erscheinung zurückkommen.

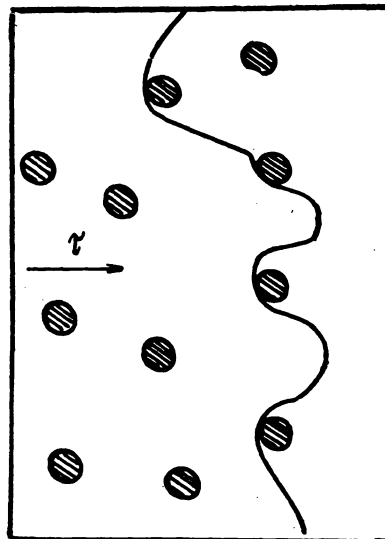


Abb. 26. Bewegung einer Versetzungslinie durch einen Kristall mit Ausscheidungen. Nach [12].

Die hier bisher erwogenen Deutungen der kritischen Schubspannung gehen davon aus, daß der physikalische Inhalt dieses Begriffs in unmittelbarem Zusammenhang ist mit der Tätigkeit von Frank-Read Quellen. Wie wir weiter sehen werden, gibt es eine grundsätzlich andere Deutungsmöglichkeit die formell in der selben Ausdrucksweise wie Gleichung (2, 72,1) dargestellt werden kann. Damit ist die Schwierigkeit verbunden, experimentell an Hand des gemessenen τ -Absolutwertes allein, über die Angemessenheit beider Ansichten zu entscheiden.

Dieser Sachverhalt ist unmittelbar mit dem bisher ungeklärten Problem der quantitativen Definition der kritischen Schubspannung verknüpft. Die übliche qualitative Definition, der zu Folge die kritische Schubspannung durch die „erste“, ausgiebige plastische Verformung bestimmt ist, ist im starken Maße von der Versuchsführung abhängig. Der Übergang vom rein elastischen zum rein plastischen Verhalten ist keinesfalls scharf abgrenzbar. Man bedient sich daher im Experiment (sobald es nur auf Vergleichswerte ankommt) praktischer Definitionen.*) z. B. $\tau_{(a)}$ -Werte bei fest vorgegebenen Ableitungen).

Im Übergangsbereich kommen Vorgänge zur Geltung, die vom mikrophysikalischen Standpunkt beiden Bereichen zugeordnet werden können. Verfolgt man die plastische Verformung in immer kleinerem Volumen, so kann man die Möglichkeit nicht ausschließen z. B. sehr kleine, makroskopisch gemessene, τ_0 -Werte zu erhalten, die makroskopisch, als Anomalien des Schubmoduls zu deuten wären. Daher darf man sich bei der Definition der kritischen Schubspannung nicht allein auf die Bestimmung der „ersten“ plastischen Verformung festlegen ohne zugleich auch die, ebenfalls „mikroskopisch“ gemessene zugeordnete Schubspannung anzugeben. Abgesehen von der allgemein bekannten Schwierigkeit genauer Spannungsmessungen, ist es fraglich in welchem Maße (in Anbetracht der starken Strukturempfindlichkeit dieser Eigenschaften) die „mikroskopisch“ bestimmten Lokalwerte für den untersuchten Kristall repräsentativ sind.

In letzter Zeit wurde diesem Problem an im Schubversuch verformten Zink Kristallen (mit überaus großer Empfinglichkeit der Verformungsmessung) Aufmerksamkeit gewidmet¹⁵¹). Es konnten dabei zwei plastische (mikro- und makro-) Bereiche festgestellt werden. Der Übergang zwischen ihnen setzt danach ziemlich scharf ein (Abb. 35), bei einer Spannung die dem makroskopischen τ_0 -Wert nahekommt. Daraus könnte auf einen einmaligen Prozeß an der Fließgrenze geschlossen werden.

Stellt man sich heute auf den allgemein vertretenen und dem Sachverhalt entsprechenden Standpunkt, daß der makroskopischen Schubspannung (im dynamischen Zugversuch) ein Zustand entspricht, in dem eine Großzahl von Versetzungen sich mit der vom Experiment vorgegebenen Geschwindigkeit über Flächen bewegt deren Größe vergleichbar ist mit dem Kristallquerschnitt (resp. daß die Laufstrecken der Versetzungen viel größer sind als der mittlere Abstand der Hindernisse), so erkennt man, daß zwar die Tätigkeit von Versetzungsquellen eine notwendige, doch nicht ausreichende Bedingung darstellt.

Sieht man ab vom Einfluß der Peierlskraft, die, im Gegensatz zu Ionen- und Homeopolaren Kristallen, bei Metallkristallen erheblich unterhalb der makro-

*) Die in (1,3) angeführte Definition versagt genau genommen z. B. bei h. k. p. Kristallen die bei tiefen Temperaturen verformt werden. Bei k. f. z. Metallen ist die Anwendungsmöglichkeit dieser Definition ferner aus Orientierungsgründen stark beeinträchtigt.

skopisch beobachteten τ_0 -Werte liegt, so wird die Beweglichkeit von Versetzungen durch Gleithindernisse verschiedensten Charakters beeinträchtigt. Diese Hindernisse in Wechselwirkung mit beweglichen Versetzungen werden unter gegebenen Verhältnissen die dem stationären Zustand entsprechende Spannung bestimmen. Im Allgemeinen wird es sich um einen dynamischen Gleichgewichtszustand handeln, der sich einstellen wird zwischen äußeren Kräften und Wechselwirkungskräften sowohl zwischen Versetzungen untereinander als auch zwischen Versetzungen und anderen Gitterfehlstellen. Will man eine Theorie der kritischen Schubspannung entwickeln, müssen, wie eingangs erwähnt, diese Betrachtungen in Form von quantitativen Modellvorstellungen dargestellt werden. In dieser Hinsicht sind die in 2,73 beschriebenen Vorstellungen den Tatsachen am nächsten und können bei der Deutung der Verfestigungserscheinungen (Teil II) zwangslos angeknüpft werden.

2,73 THEORIE VON SEEGER

Diese Theorie geht aus von der Existenz von Versetzungsnetzen in Kristallen^{141), 29)}. In letzter Zeit wurde diese Vorstellung an Kristallen verschiedensten Typs experimentell bestätigt. Ein solches Netzwerk läßt sich üblich durch zwei Größen kennzeichnen: a) den mittleren Abstand l_0 benachbarter Versetzungslinien (sogn. Maschenweite) der, im Fall statistischer Verteilung von Versetzungslinien, ein Maß für die mittlere Dichte ρ der Versetzungen darstellt, b) die sogn. Maschenlänge ist ein Maß für die Länge der in ihren Gleitebenen frei beweglichen Versetzungsstücke, die an ihren Enden, in den Knotenpunkten des Netzwerks, verankert sind.

Die geometrischen Verhältnisse in solchen Netzen werden für verschiedene Kristallstrukturen verschieden sein. So können z. B. bei h. k. p. Metallen aus c - und a -Versetzungen keine stabile Knoten gebildet werden. Man wird in diesem Fall zwei einander durchdringende aber nicht zusammenhängende Netzwerke zu erwarten haben. Bei Kristallen mit übernormalen Achsenverhältnis c/a (Zn, Cd) werden a -Versetzungen vorwiegend in den Basisebenen verlaufen und dieses flächenhafte Netz wird in dieser Ebene als Ganzes relativ leicht beweglich sein¹¹⁶⁾. An Hand eingehender roentgenographischer Untersuchungen an Zink Kristallen¹²⁷⁾ können nähere Überlegungen über die Struktur des a -Versetzungsnetzes angestellt werden. Danach besteht dieses Netzwerk aus Sechsecken deren Abmessungen im Größenbereich einiger μ angenommen werden dürfen. Anderst liegen die Verhältnisse bei k. f. z. Metallen. Hier sind räumliche in sich geschlossene Versetzungsnetze zu erwarten, die alle Versetzungen mit den Burgersvektoren $\vec{b} = 1/2 \langle 110 \rangle$ einschließen.

Es ist bisher nicht gelungen auf Grund experimenteller Ergebnisse über das Verhältnis beider Größen nähere Angaben zu gewinnen. Die Bedeutung dieses Problems beruht darin, daß bei relativ großer Maschenlänge diese Versetzungsanordnung ein System von Frank-Read Quellen darstellt, die bei (falls τ_0 durch die Quellenlänge bestimmt wird) relativ kleinen Spannungen ansprechen sollten. Man darf jedoch auf Grund von Informationen über die Entstehung solcher Netzwerke während des Kristallwachstums^{22), 23)} und an Hand direkter Beobachtungen^{25), 118)} und Erwägungen über die Stabilität von Versetzungsnetzwerken¹¹⁾ urteilen, daß diese Netzwerke durch Fremdstoffatome stark ver-

ankert sind.*) Folglich ist die Tätigkeit von Quellen der Versetzungsgrundstruktur bei nicht allzuhohen Temperaturen recht unwahrscheinlich.

In dieser Theorie wird ferner vorausgesetzt, daß im Kristall sehr „lange“ Quellen in ausreichendem Maße vorhanden sind, damit sie Versetzungserzeugung beliebig leicht erfolgen kann¹⁹⁾. Mit der Versetzungsgrundstruktur sind weitreichende elastische Spannungsfelder verbunden, deren Amplitude τ_1 periodisch schwankt. Größenordnungsmäßig wird die Periode der Maschenweite l_0 gleichzusetzen sein. Sollen frei bewegliche Versetzungen durch dieses Spannungsfeld über größere Entfernungen hindurchbewegt werden, müssen Schubspannungen angelegt werden, für die $\tau \geq \tau_1$ ist. Dieser, üblich mit τ_G bezeichneter Spannungsanteil der zu Hindernissen mit kurzreichenden Spannungsfeldern (siehe weiter) additiv hinzutritt, ist im weiten Maße temperaturunabhängig.

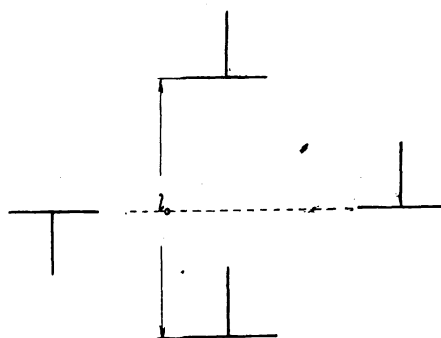


Abb. 27. Zur Ableitung von (2, 73, 1).

Es muß in diesem Fall nur die indirekte Temperaturabhängigkeit — über die elastischen Konstanten — in Rechnung gezogen werden, was formell der Index G (Schubmodul) andeuten soll. Bei Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit verschiedener Kenngrößen von VK reduziert man daher meistens diese Parameter durch die Moduli der betreffenden elastischen Konstanten.

Die genaue Berechnung von τ_G ist sehr schwierig. In der Regel kann weder die Versetzungsdichte, noch die Geometrie des Versetzungsnetzes als bekannt vorausgesetzt werden. Im Gegenteil, für lange Zeit waren experimentelle Ergebnisse, die vom Standpunkt der vorgeschlagenen Theorie gewertet wurden, in dieser Hinsicht die einzige Informationsquelle. Man kann jedoch an Hand einfacher und dem Sachverhalt angepaßter²⁰⁾ Modellvorstellungen eine größenordnungsmäßige Abschätzung von τ_G anstellen.

Zwei gleichorientierte parallele Stufenversetzungen wirken im Abstand l_0 (Abb. 27) mit einer Schubspannung

$$\tau = \tau_G = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)l_0} \quad (2, 73, 1)$$

(G ... Schubmodul, b ... Burgersvektor, ν ... Poissonsche Konstante). Soll zwischen diesen gleichnamigen Versetzungen im Abstand $l_0/2$ eine andere

*) Die Reinheit der bisher verfügbaren Kristalle ist bei Weitem nicht ausreichend, um den Einfluß von Fremdstoffatomen, ob direkter oder indirekter Natur, in diesem Fall unberücksichtigt zu lassen.

Stufenversetzung hindurchbewegt werden, ist dazu (unter der Voraussetzung, daß dadurch l_0 unverändert bleibt) eine Schubspannung $\tau_G = \tau$ (2, 73,1) notwendig. Analog ist die Spannung die benötigt wird um an einer Schraubenversetzung eine zweite im Abstand $l_0/2$ vorbeizubewegen

$$\tau = \tau_G = \frac{Gb}{2\pi l_0} \quad (2, 73, 2)$$

In allen praktisch wichtigen Fällen ist es möglich l_0 als den mittleren Abstand benachbarter Versetzungslinien zu betrachten und somit besteht, nach dem bereits Angeführten, zwischen der mittleren Versetzungsdichte ρ und l_0 die Beziehung

$$l_0 = \frac{k}{\sqrt{\rho}} \quad (2, 73, 3)$$

wo k eine von der Geometrie der Versetzungsanordnung abhängige Konstante darstellt. Die Beziehungen (2, 73, 1), resp. (2, 73,2) können mittels (2, 73, 3) in der Form

$$\tau_G = \alpha Gb \sqrt{\rho} \quad (2, 73, 4)$$

wiedergegeben werden. α ist eine der Geometrie und dem Versetzungscharakter rechnungstragende Konstante. Die Beziehung (2, 73, 4) ist die mathematische Formulierung der Seegerschen Vorstellungen über den physikalischen Inhalt der kritischen Schubspannung. Sie gilt auch für Fließspannungen vorverformter Kristalle. Unter ρ muß dann die Summe aus der Dichte der Grundstruktur und den während der Verformung entstandenen und im Kristall hängengebliebenen Versetzungen verstanden werden. In diesem Sinne also ist diese Theorie eine Diskussion der Schubspannungen im Allgemeinen. Die experimentelle Verifikation der Gleichung (2, 73, 4) stößt auf zweierlei Schwierigkeiten. Erstens ist die genaue Bestimmung von Versetzungsdichten immer noch unsicher und zweitens ist die Konstante α direkten Untersuchungen praktisch unzugänglich. Man kommt jedoch durch einsetzen plausibler Werte in (2, 73,4) $\rho = 10^8 \text{ cm}^{-2}$, $\alpha = 0,1-0,3$ und $k = 1$, zu guter Übereinstimmung mit den an reinen Metallkristallen beobachteten τ_0 -Werten.

In dieser Hinsicht nützlicher sind qualitative Vergleiche des $\tau_0 \sim \sqrt{\rho}$ Verlaufs. In Abb. 22 sind Ergebnisse wiedergegeben von Untersuchungen über den Einfluß der Dichte von an Al Kristallen angeätzten Versetzungen auf den Wert der kritischen Schubspannung⁸⁸). Die beobachteten Versetzungsdichten sind bedeutend kleiner als auf Grund des gemessenen τ_0 -wertes und Gleichung (2, 73, 4) zu erwarten wäre; es besteht jedoch zwischen τ und $\sqrt{\rho}$ die von der Theorie geforderte lineare Beziehung.

Zu gleichen Ergebnissen gelangten BOČEK et al. an Zink Kristallen verschiedenen Fremdstoffgehalts⁸⁹). Es wurde dabei die Abhängigkeit der kritischen Schubspannung von der Veretzungsdichte der an Mikrosegregations-Substrukturen angeätzten Versetzungen verfolgt, die zur Beziehung

$$\tau_0 = k (\sqrt{\rho})^{1,02} \quad (2, 73,5)$$

führte. Auch in diesem Fall ergibt sich k groß. Wie man aus ähnlichen, in letzter Zeit angestellten Untersuchungen urteilen kann, ist die Ursache dieser

quantitativen Diskrepanz vor allem in der Technik der Sichtbarmachung von Versetzungen zu suchen. So fanden BAILEY und HIRSCH^[140] durch Aufzählung von Versetzungslinien an elektronendurchstrahlten polykristallinen Silberfolien bekannter Fließspannung auch quantitative Übereinstimmung. Unter der Annahme, daß $\tau_G = 1/2$ Fließspannung, besteht gute Übereinstimmung zwischen dem Wert der Tangente aus dem $\tau \sim \sqrt{\rho^*}$ Verlauf und der Konstante $k = \alpha Gb$ aus (2, 73, 5).

Wir wollen kurz auf eine Möglichkeit aufmerksam machen, die hier angelegten Erwägungen über die kritische Schubspannung programmäßig mit den Vorgängen beim Kristallwachstum in Verbindung zu bringen. Bisher ist über die Entstehung von Versetzungen beim Wachstumsprozeß wenig bekannt. Eine der Vorstellungen geht aus von der Mikrosegregation von Fremdstoffatomen²³⁾, die in Bereichen großer Konzentrationsunterschiede zu Änderungen der Gitterkonstante führt. (Abb. 20) Elastische Verzerrungen in diesen Bereichen können durch Einführung von Versetzungen bedeutend vermindert werden.

Wächst ein Kristall bei Gegenwart eines Typ von Fremdstoffatomen der Konzentration C_{oi} und gilt für die Differenz der Atomradien der Fremdstoffs und Lösungsmittels $|\Delta r_i| \neq 0$ kann, unter der Voraussetzung der Gültigkeit des Vegardschen Gesetzes, ein Ausdruck für die Versetzungsdichte in den Mikrosegregationsbereichen abgeleitet werden. Tillers Vorstellungen²³⁾ zu Folge ist

$$\rho \approx \frac{\Delta C_i |\Delta r_i|}{a r_s^2} \quad (2, 73 6)$$

ΔC_i ist der Konzentrationsunterschied in den Mikrosegregationsbereichen, r_s ist der Atomradius des Lösungsmittels, a ist die Lineardimension der Substruktur. Setzt man voraus, daß ΔC_i der Gesamtkonzentration C_{oi} proportional ist, kann der Ausdruck (2, 73, 6) zusammen mit (2, 73, 4) zur Analyse des Einflusses von Fremdstoffgehalt auf die kritische Schubspannung angewandt werden. In diesem Sinn hat BOČEK⁵²⁾ die relativen Änderungen der τ_o -Werte von Zink Kristallen verschiedenen Reinheitsgrades mit den entsprechenden Änderungen der Quadratwurzel aus dem Gesamtfremdstoffgehalt verglichen. Danach ist

$$\rho \sim \Delta C \sim C_o$$

und

$$\tau \sim \sqrt{\rho} \sim \sqrt{C_o}$$

also

$$\frac{\tau_o - \tau_{\min}}{\tau_o} = \frac{\Delta \tau_o}{\tau_o} = \frac{\Delta \sqrt{C_o}}{\sqrt{C_o}} = \frac{(\sqrt{C_o} - \sqrt{C_{o \min}})}{\sqrt{C_o}}$$

wo unter den Minimalwerten die entsprechenden Werte der reinsten Kristalle zu verstehen sind. Der qualitative Verlauf beider Kurven in Abb. 28 ist identisch. Eingehender haben diesen Sachverhalt BOČEK et al.⁵⁶⁾ untersucht. Dabei wurde die Superposition der Beiträge verschiedener Fremdstoffatome bei der Entstehung von Versetzungen vorausgesetzt. Ein Vergleich der τ_o -Werte ver-

*) Dabei wird in diesem Fall ρ als die Versetzungsdichte des Versetzungswaldes betrachtet.

schiedener Autoren an Zink Kristallen mit dem Gesamtfremdstoffgehalt führte zum Ergebnis, daß die Beziehung

$$\tau_0 = k \left(\sqrt{\sum C_{oi} \Delta r_i} \right)^n$$

qualitativ im Bereich von zwei Größenordnungen (beider Variablen) erfüllt ist, wobei sich $n = 1,03$ ergab. (Abb. 12.)

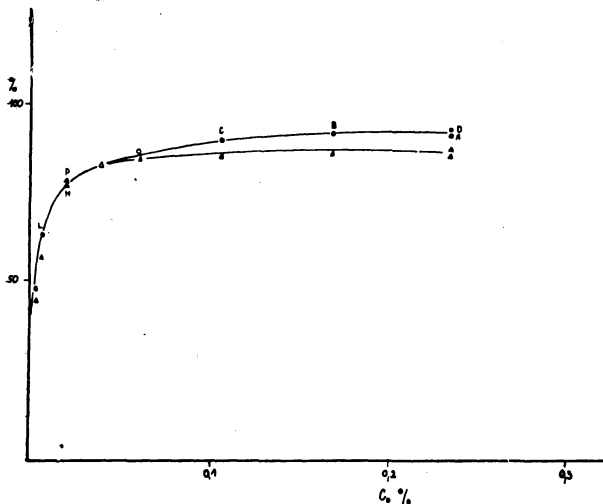


Abb. 28. Die relativen Änderungen von $\frac{\Delta \tau_0}{\tau_0}$ und $\frac{\sqrt{VC_0}}{\sqrt{C_0}}$ in Abhängigkeit vom Fremdstoffgehalt C_0 . Nach [52].

BOČEK und RATHAUSKÝ⁸⁴) haben dieses Verhalten im Allgemeinen aus Beobachtungen über den Einfluß des Charakters und Größe von Mikrosegregations-Substrukturen auf die τ_0 -Werte von Zink Kristallen bestätigt gefunden. Danach wird stets mit abnehmender Größe der Substrukturelemente die kritische Schubspannung erhöht. In Abb. 21 ist die Abhängigkeit der τ_0 -Werte von der Fläche der Bleistift-Substrukturelemente (die in die Gleitebene umgerechnet wurden), wiedergegeben. Daraus ist ersichtlich, daß entsprechend Seegers Theorie, die

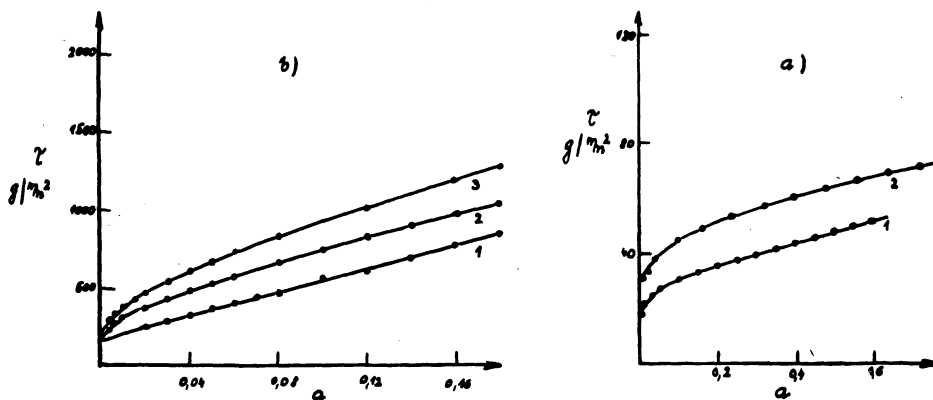


Abb. 29. Verfestigungskurven von Zn und Cu Kristallen mit verschiedener Substruktur.

- a) Zn 1. schwache Substruktur.
2. ausgeprägte Substruktur.
- b) Cu 1. schwache Substruktur
2. ausgeprägte Substruktur
3. stark polygonisierter Kristall.

kritische Schubspannung mit wachsender Versetzungsdichte erhöht wird.

Diese hier besprochenen Vorstellungen werden recht eindrucksvoll durch die in (2,5) beschriebenen Untersuchungen von Washburn und Mitarbeitern bekräftigt. Der Charakter der in diesen Arbeiten untersuchten Substrukturen ist wesentlich einfacher als die beim Wachstum entstandenen und sind daher in verschiedener Hinsicht einer quantitativen Beschreibung zugänglicher. Sehr ausgeprägt ist in diesem Fall der Einfluß der Versetzungsdichten von Kleinkornkorngrenzen auf den Wert der kritischen Schubspannung (Abb. 15, 29). In den direkten Beobachtungen von BAILEY und HIRSCH¹⁴⁰) an polykristallinen Ag liegen zwar kompliziertere Verhältnisse vor, da in der Hauptsache mit hohen Versetzungsdichten in den Korngrenzen zu rechnen ist und somit die Wirkungen kurzreichender Spannungsfelder mit erwogen werden müssen. Doch stellen sie den Zusammenhang von Versetzungsdichte und Fließspannung einwandfrei fest und dürfen als ein einleuchtender Beweis gegen die Deutung der kritischen Schubspannung durch Frank-Read Quellen aufgefaßt werden.

Die Theorie von SEEGER, wie hervorgeht, läßt die Frage der Entstehung von Versetzungen während der Verformung unberücksichtigt. Ursprünglich¹⁰⁹) verknüpfte sie die Existenz der Versetzungsquellen unmittelbar mit dem Versetzungsnetzwerk (die Quellenspannung wird durch die Maschenlänge bestimmt). Auf Grund Beobachtungen mittels Elektronendurchstrahlung und Beobachtungen an Ionenkristallen¹³⁵), besonders an LiF^{141, 142}), scheint, daß die Versetzungsquellen außerhalb der Versetzungsgrundstruktur zu suchen sind, und daß ihre Tätigkeit schon unter relativ sehr kleinen äußeren Spannungen erfolgt. Über den Ursprung dieser Quellen und ihre Beziehung zur Grundstruktur ist bisher wenig bekannt.

Einen speziellen Versetzungsmechanismus zur Entstehung von Frank-Read Quellen haben WILSDORF-KUHLMANN¹³⁶) und WILSDORF-KUHLMAN et al.¹³⁷) erwogen. Durch Leerstellenkondensation z. B. in dem Ebenentyp {111} entsteht ein Stapelfehler, der von Halbversetzungen mit dem Burgersvektor $1/3 \langle 111 \rangle$ berandet ist. Entsteht in diesem Stapelfehler eine Shockleysche Halbversetzung, so kann sich diese Versetzung im Stapelfehler erweitern und ihn dadurch auslösen. Dieser Vorgang kann durch die Versetzungsreaktion vom Typ

$$\frac{1}{6} [\bar{2}11] + \frac{1}{3} [111] = \frac{1}{2} [011]$$

wiedergegeben werden. Danach entsteht auf diese Weise eine normale Gleitversetzung mit dem Burgersvektor $\vec{b} = 1/2 [011]$. Diese so entstehenden Gleitversetzungen, die sich bevorzugt aus mehreren geradlinigen Segmenten parallel zu den dichtest belegten Kristallrichtungen zusammensetzen, werden R-Versetzungen (resultant dislocations) genannt. R-Versetzungen können als Frank-Read Quellen wirken, da Teile von ihnen entweder nicht auf möglichen Gleitebenen liegen, oder aber auf Ebenen die unter geringen Spannungen stehen, während andere Segmente auf stark gespannten Gleitebenen liegen. Aus Beobachtungen von Versetzungsringen mittels Elektronendurchstrahlung abgeschreckter Al Folien¹³⁷) ist es, wie es scheint, möglich, die Existenz von R-Versetzungen nachzuweisen. Plausible Quellenlängenwerte (0,1—1,0 μ) entsprechen z. B. den kritischen Schubspannungen von LiF Kristallen¹³⁸). Diese praktisch gleiche Länge wäre im Fall von Metallkristallen 10—100 \times kürzer als die auf Grund von Gleichung (2, 72, 1) zu erwarteten Quellenlängen l_0 .

Bisher haben wir bei der Diskussion der kritischen Schubspannung Wechselwirkungen von weitreichenden Spannungsfeldern von Versetzungen erwogen, die von der Temperatur praktisch unabhängig sind. Versetzungsreaktionen die im allgemeinen ebenfalls zum τ_0 -Wert mit beitragen sind in der Hauptsache Schneidprozesse, die in der Regel zur Sprungbildung in Versetzungslinien führen¹⁰). Da es sich dabei um die Behinderung von Versetzungen durch kurzreichende Spannungsfelder handelt, wird eine Temperaturabhängigkeit dieser Vorgänge zu erwarten sein. In diesem Zusammenhang muß ferner die Erzeugung von Gitterfehlstellen durch bewegte Versetzungen erwogen werden. Eine genaue

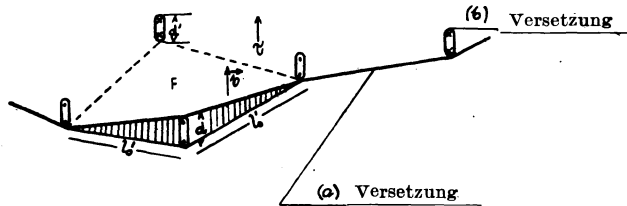


Abb. 30. Zur Ableitung der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung. Die Versetzungen des Versetzungswaldes sind als unvollständige Versetzungen eingezeichnet. ⊕ ... Burgersvektor hinter die Zeichenebene orientiert, ... ⊙ ... Burgersvektor vor die Zeichenebene orientiert. Die schraffierte Fläche ist ein Maß der Arbeit L. In der Abbildung ist die Durchbiegung der Versetzungslinie vernachlässigt. Nach [12].

Beschreibung dieser Verhältnisse ist meist sehr kompliziert und für eingehende Untersuchungen verweisen wir auf Originalarbeiten (siehe zusammenfassend¹⁰). Hier werden wir uns auf Fragen beschränken, die für den Grundriß der Theorie von unmittelbarer Bedeutung sind.

Zur Diskussion der Sprungbildung bei Schneidprozessen bedienen wir uns der in Abb. 30 skizzierten Modellvorstellung. Die Zeichenebene ist die Gleitebene der (a)-Versetzungen. Diese Gleitebene durchdringt ein System von (b)-Versetzungen (sogn. Versetzungswald) mit gleitebenenfremden Burgersvektor. Sollen (a)-Versetzungen durch diesen Versetzungswald hindurchbewegt werden, ist dazu (abgesehen vom τ_0 Anteil des Spannungsfeldes, in der Hauptsache durch die (a)-Versetzungen hervorgerufen) eine Aktivierungsenergie U_0 erforderlich. Wirkt in der Gleitebene die Schubspannung τ , so ist die auf die (a)-Versetzungen der Länge l_0 (der mittlere Abstand der (b)-Versetzungen) ausgeübte Kraft

$$F = \tau \cdot b \cdot l_0 \quad (2, 731, 1)$$

und die beim Schneidprozeß geleistete Arbeit

$$L = Fd' = \tau \cdot b \cdot l_0 \cdot d' \quad (1, 731, 2)$$

Die Strecke d' entlang der die Kraft F Arbeit leistet, ist die sogn. Aktivierungslänge. Für nichtaufgespaltene Versetzungen kann $d' = b$ gesetzt werden, im Fall aufgespaltener Versetzungen muß d' durch den Ausdruck für die „Breite“ von Halbversetzungen

$$d = b + 2 \eta_0 \quad (2, 731, 3)$$

ersetzt werden. η_0 ist ein Maß der Versetzungsaufspaltung.

Die zur Sprungbildung erforderliche Aktivierungsenergie U_0 wird durch die äußere Spannung um einen Betrag erniedrigt, der gleich ist der von der Kraft geleisteten Arbeit. Folglich ist die durch thermische Schwankungen aufzubringende Energie Q durch die Differenz

$$U_0 - L = Q = U_0 - \tau b d' l_0 \quad (2, 731, 4)$$

gegeben^{122), 38)}.

Wie bereits angeführt, ist die Anzahl der erfolgreichen Aktivierungsvorgänge pro Zeiteinheit (die in diesem Fall zur Sprungbildung führen) durch

$$n = A e^{-Q/kT} \quad (2, 71, 1)$$

gegeben. Dieser Ausdruck ist der Abgleitgeschwindigkeit proportional. Ist N die Anzahl der in der Volumeinheit an (b)-Versetzungen festgehaltenen Abschnitte von (a)-Versetzungen, F die pro Aktivierungsprozeß überstrichene Fläche und ν_0 ein Frequenzfaktor von der Größenordnung der Debeyfrequenz, kann an Hand von Gleichung (1, 1, 1)

$$\dot{a} = N b F \nu_0 e^{-Q/kT} \quad (2, 731, 5)$$

gesetzt werden. Der bei der Aktivierung wirksamen Schubspannung τ , die den thermisch aktivierten Schneidprozeß unterstützt, wirkt das innere Spannungsfeld des Versetzungsnetzwerks, also der τ_G -Anteil, entgegen. Bei dem betrachteten Vorgang wird folglich die Differenz beider Spannungen

$$\tau_{\text{eff}} = \tau - \tau_G \quad (2, 731, 6)$$

zur Geltung gelangen. Bezeichnen wir ferner

$$b \cdot d' \cdot l_0 = v \quad (2, 731, 7)$$

als das sogn. Aktivierungsvolumen und setzt aus Gleichung (2, 731, 4), (2, 731, 6) und (2, 731, 7) in (2, 731, 5) ein, erhält man

$$\dot{a} = N F b \nu_0 e^{-[U_0 - v(\tau - \tau_G)]/kT} \quad (2, 731, 8)$$

Im dynamischen Zugversuch ist \dot{a} vorgegeben *), hingegen τ ist der sich einstellende Wert. Durch Auflösung der Gleichung (2, 731, 8) nach τ folgt

$$\tau = \tau_G + \frac{U_0 - kT \ln(N F b \nu_0 / \dot{a})}{v} \quad (2, 731, 9)$$

Diese von SEEGER¹²³⁾ abgeleitete Beziehung zwischen der kritischen Schubspannung und Temperatur ist physikalisch sinnvoll solange $\tau \geq \tau_G$ ist. Folglich muß Gleichung (2, 731, 9) für Temperaturen

$$T > T_0 = \frac{U_0}{k \ln(N F b \nu_0 / \dot{a})} \quad (2, 731, 10)$$

durch die Gleichung

$$\tau = \tau_G \quad (2, 731, 11)$$

ersetzt werden.

*) Die Abgleitgeschwindigkeit ist im Allgemeinen in Folge der Gitterdrehung eine Funktion der Ableitung. Dieser Umstand ist besonders bei der Orientierungsabhängigkeit der VK zu berücksichtigen (siehe Teil II).

Im Gegensatz zu dem auf Grund der BECKERSCHEN Vorstellungen abgeleiteten Ausdruck (2, 71, 5) hat man nach Gleichung (2, 731, 9) eine lineare Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung zu erwarten. Dieser Umstand beruht auf der unterschiedlichen physikalischen Deutung der Aktivierungsprozesse. In der Beckerschen Theorie wurde dem Aktivierungsvolumen V eine reale Bedeutung zugeschrieben und führte dadurch zur quadratischen Temperaturabhängigkeit. Die Seegersche Theorie bedient sich bei der Diskussion spezifischer Versetzungsmechanismen konkreter Modellvorstellungen, in denen dem Begriff „Aktivierungsvolumen“ kein adäquater Inhalt zugeschrieben werden kann. Der auf Grund von Gleichungen (2, 731, 9) und (2, 731, 11) zu erwartende Temperaturverlauf der kritischen Schubspannung ist schematisch in Abb. 31 wiedergegeben. Für Temperaturen $T > T_o(\dot{a})$ ist die kritische Schubspannung temperaturunabhängig. Die Schubspannungswertesind in diesem Fall durch das weitreichende Spannungsfeld τ_G bestimmt.

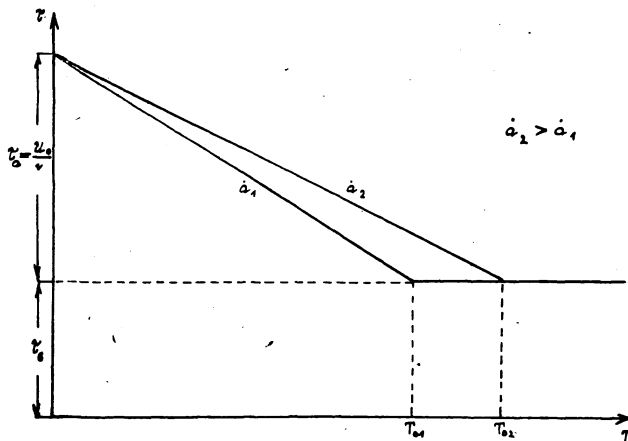


Abb. 31. Schematische Darstellung der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Metallen mit großer Stapelfehlerenergie.

Also $\tau_o = \tau_G$ für $T > T_o(\dot{a})$ (2, 731, 12)

im Temperaturbereich $T < T_o(\dot{a})$ nimmt τ_o mit abnehmender Temperatur zu, entsprechend

$$\tau_s = \frac{U_o - kT \ln(NFb\nu_o/\dot{a})}{v} \quad (2, 731, 13)$$

wo

$$B = \frac{k \ln(NFb\nu_o/\dot{a})}{v} = \frac{k \ln \delta}{v} \quad (2, 731, 14)$$

die Neigung des temperaturabhängigen Kurventeils des τ - T Diagramms bedeutet. Wie aus Gleichung (2, 731, 10) ersichtlich ist, verschiebt sich T_o mit wachsender Abgleitgeschwindigkeit \dot{a} zu höheren Temperaturen. Die kritische Schubspannung beim absoluten Nullpunkt ist, unabhängig von der Abgleitgeschwindigkeit, durch

$$\tau_{oo} = \tau_G + \frac{U_o}{v} = \tau_G + \tau_a \quad (2, 731, 15)$$

gegeben, wo

$$\tau_a = \frac{U_o}{v} \quad (2, 731, 16)$$

die sog. Aktivierungsspannung darstellt. Darunter ist die Schubspannung zu verstehen die aufgebracht werden muß, damit Schneidprozesse ohne Mithilfe thermischer Schwankungen ablaufen können. Es ist üblich, die den Schneidprozessen abstammenden Schubspannungsanteile mit τ_s zu bezeichnen (2, 731, 13). Gleichung (2, 731,9) kann dann formell durch

$$\tau = \tau_G + \tau_s \quad (2, 731, 17)$$

wiedergegeben werden. Der τ_s -Anteil kann prinzipiell vom temperaturunabhängigen Anteil τ_G auf Grund der Geschwindigkeitsabhängigkeit (2, 731,13) getrennt werden.

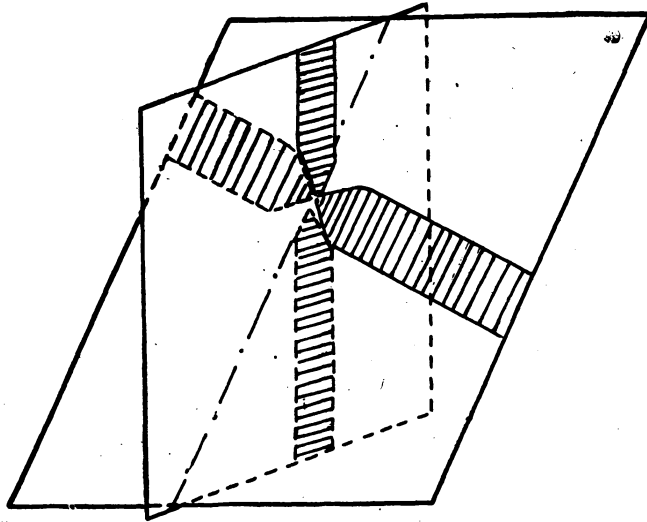


Abb. 32. Einschnürung von Halbversetzungen beim Schneidprozeß.

Die eben besprochene Modellvorstellung und die daraus sich ergebende $\tau_s(T)$ Abhängigkeit berücksichtigt die Existenz eines einzigen Aktivierungsvorgangs — die mit Schneidprozessen zusammenhängende Sprunghildung in Versetzungslinien. Wir haben dabei z. B. vorausgesetzt, daß der mittlere Abstand l_0 der Versetzungen im Versetzungswald während dieses Vorgangs unverändert bleibt und daß die (b)-Versetzungen beim Schneidprozeß keine Arbeit leisten. Für Metalle mit großer Stapelfehlerenergie kann dieser Umstand wie FRIEDEL⁹⁾ darauf aufmerksam gemacht hat, zur Abweichung der Theorie vom experimentell beobachteten τ_s -T Verlauf führen. Eine genaue Durchführung dieser Theorie müßte die Spannungsabhängigkeit von l_0 und d' berücksichtigen.

Ein weitaus komplizierterer Temperaturverlauf der kritischen Schubspannung wird an Metallen mit kleiner Stapelfehlerenergie beobachtet (Cu, Ag, Au, Ni). Hier ist mit bedeutender Versetzungsaufspaltung zu rechnen, die dem Versetzungscharakter entsprechend 5—10 Atomabstände betragen kann¹⁰⁾. Bei Schneidprozessen von Halbversetzungen muß an der Kreuzungsstelle die Aufspaltung ganz oder teilweise aufgehoben werden (Abb. 32). Die zur Einschnürung notwendige Energie überwiegt in der Regel den zur eigentlichen Sprunghildung aufzubringenden Energiebedarf. Dieser Umstand macht es notwendig

[siehe eingehend¹²²⁾] ein ganzes Spektrum von Aktivierungsenergien in Rechnung zu ziehen. Bei der Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung dieser Metalle ist es angebracht, für jeden dieser Vorgänge ein besonderes τ -T Diagramm (Abb. 33) zu konstruieren. Es mögen dabei die τ_0 -Anteile der einzelnen Prozesse gleich sein, dann ist jeder dieser Prozesse durch zwei weitere Größen charakterisiert: die Aktivierungsspannung τ_a^i und die kritische Temperatur T_0^i (der Index i unterscheidet die verschiedenen Aktivierungsprozesse). Die Aktivierungsenergie des i-ten Prozesses ist auf Grund von (2, 731, 16) durch

$$U_0^i = \tau_a^i v^i$$

gegeben und ihre Größe hängt neben τ_a^i noch vom Aktivierungsvolumen v^i ab. Bei der Sprungbildung in Stufen- oder Schraubenversetzungen, darf v annähernd gleich angenommen werden. Besteht jedoch der Aktivierungsvorgang z. B. in der Erzeugung von Leerstellen durch die Bewegung von sprüngeenthaltenden

Schraubenversetzungen, so ist die Aktivierungslänge d'stets etwas kürzer

als b (im Unterschied zu Halbversetzungen). Im diesem Fall muß l_0 in Gleichung (2, 731, 7) ersetzt werden durch die Entfernung l_s der benachbarten Sprünge in der Schraubenversetzung. In Folge der Beweglichkeit der Sprünge entlang der Versetzungslinie wird sich l_s im Laufe der Verformung ändern. Sprünge können als kurze Versetzungsstücke aufgefaßt werden die ebenfalls den Kraftwirkungen der Versetzungsgrundstruktur unterliegen. Da sich Sprünge im Allgemeinen annihilieren können, und beachtet man die Wirkung von Schubspannungen, so kann angenommen werden, daß l_s mit wachsender Verformung abnimmt¹²⁾. Diese Erwägung soll den in der Praxis recht verwickelten Sachverhalt etwas illustrieren. In der Hauptsache werden diese Vorgänge bei der Interpretation der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Metallen mit kleiner Stapelfehlerenergie von Fall zu Fall besonderen Erwägungen unterzogen werden müssen. Ähnliche Verhältnisse spielen eine große Rolle bei der Darstellung der Verfestigungs- und Erholungsvorgänge, überhaupt.

Vergleicht man die experimentellen Ergebnisse mit dieser einfachen Theorie an Zn, Cd und Mg (Abb. 8), so findet man sehr gute übereinstimmung. In dieser Hinsicht haben CONRAD und ROBERTSON¹³⁹⁾ darauf aufmerksam gemacht, daß die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von Mg Kristallen (aus Versuchen mit stufenweiser Belastung) im Temperaturbereich von 78° bis 364 °K in der Form

$$\tau_0 = a + \frac{b}{T}$$

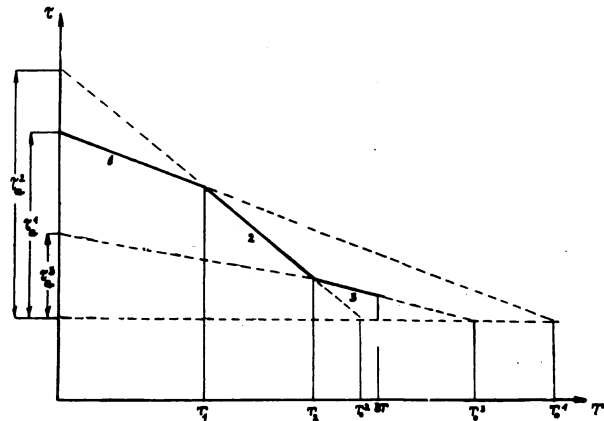


Abb. 33. τ_0 — T Diagramm im Fall eines Spektrums von Aktivierungsenergien U_0 . Nach [12].

dargestellt werden kann. Größere Abweichungen werden bei höheren Temperaturen beobachtet. Demgegenüber stehen neuere Ergebnisse von SHEELY und NASH¹⁴⁶), die sich der hier besprochenen Theorie eingliedern. Die an Hand von Gleichung (2, 731,16) ermittelte Aktivierungsenergie U_0 (v wurde aus Kriechversuchen zu $3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^3$ bestimmt) ergab $0,6 \pm 0,2 \text{ eV}$ (Tab. III).

Vom quantitativen Standpunkt aus bietet die Theorie der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung größere Möglichkeiten als die Theorie der Schubspannungen selbst (1, 2, 73). Auch hier jedoch ist eine Reihe von Parametern in der Grundgleichung (2, 731, 9) einer direkten experimentellen Bestimmung schwer zugänglich. Besonders ungünstig äußert sich dieser Umstand im Zusammenhang mit dem Aktivierungsvolumen, da sonst Gleichung (2, 731, 16) einem sehr einfachen Weg zur Berechnung der Aktivierungsenergie U_0 darstellt. In solchen Fällen ist es notwendig v. z. B. aus Kriechversuchen zu bestimmen. Anderfalls kann U_0 unabhängig von v , N , F , aus der Geschwindigkeitsabhängigkeit der kritischen Temperatur T_0 bestimmt werden. So erhält man bei Abgleitgeschwindigkeiten \dot{a}_1 , \dot{a}_2 ¹³¹)

$$U_0 = \ln \left(\frac{\dot{a}_2}{\dot{a}_1} \right) \frac{k T_{10} T_{20}}{T_{20} - T_{10}}$$

aus dem bisher einzigen Experiment dieser Art an Cd⁴⁴) (Abb. 8) ($T_{10} = 470 \text{ }^\circ\text{K}$, $T_{20} = 560 \text{ }^\circ\text{K}$, $\dot{a}_2/\dot{a}_1 = 100$) für U_0 den Wert $1,17 \text{ eV}$.

Meistens ist es bei der quantitativen Anwendung dieser Theorie notwendig, für $\ln \delta$ (2, 731,14) plausible Werte zu erwägen. Ist U_0 bekannt, ist es an Hand der Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung möglich, einen für das Versetzungsnetzwerk charakteristischen Parameter zu bestimmen. Aus Messungen von FAHRENHORST und SCHMID⁴⁷) an Zink Kristallen ist $T_0 = 360 \text{ }^\circ\text{K}$ bei $\dot{a} = 5,10^{-3} \text{ sek}^{-1}$. Verwendet man den aus der Beweglichkeit von Kleinwinkelkorngrenzen⁷⁶) sich ergebenden Wert von $U_0 = 0,93 \text{ eV}$, bestimmt sich l_0 zu $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ ¹³¹).

Aus einer anderen Untersuchung der Temperaturabhängigkeit von τ_0 an sehr reinen Zink Kristallen⁴⁸) folgt für die Neigung B (2, 731,14) des temperaturabhängigen Kurventeils des τ_0 -T Diagramms der Wert $6,48 \cdot 10^4 \text{ dyn/grad} \cdot \text{cm}^2$. Unter Zuhilfenahme von Gleichung (2, 731,10) mit $U_0 = 0,93 \text{ eV}$, $T_0 = 355 \text{ }^\circ\text{K}$ und $\dot{a} = 10^{-3} \text{ sek}^{-1}$ erhält man $\ln \delta = 31$. Dann ist

$$l_0 = \frac{k \ln \delta}{b d'B} = 0,94 \cdot 10^{-4} \text{ cm}.$$

Der aus dieser Messung bestimmte Wert für den mittleren Abstand der zu schneidenden Versetzungslinien ist etwa 2,6 mal kleiner als der aus den Messungen von FAHRENHORST und SCHMID sich ergebende. Dies könnte etwa im Zusammenhang sein mit dem Unterschied im Fremdstoffgehalt der verwendeten Zinkproben (Tab. I) Demgegenüber stehen Ergebnisse über die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung von mit 0,1 At. % Cd legierten Zink Kristallen⁴⁵). Sieht man ab von der starken Temperaturabhängigkeit von bei relativ sehr hohen Temperaturen (Abb. 8) entspricht der restliche Verlauf des τ_0 -T Diagramms den experimentellen Befunden an nichtlegierten hexagonalen Metallkristallen. Zieht man die Geschwindigkeitsabhängigkeit des tieftemperaturabhängigen Kurventeils in Rechnung, so erhält man für die Neigung B dieses Teils der Kurve etwa den selben Wert wie er sich aus Messungen von BOČEK⁴⁶)

ergibt. Würde man einen direkten Einfluß von Fremdstoffzusatz auf den τ_0 -Wert annehmen, so wäre es ein unwahrscheinlicher Zufall, wenn sich in beiden Fällen ein gleiches Aktivierungsvolumen ergeben würde. Nimmt man hingegen an, daß es sich um einen indirekten Einfluß von Fremdstoffzusatz handelt⁵², so muß man auf Grund des bei höheren Schubspannungen verlaufenden temperaturunabhängigen Anteils eine um dem Faktor 100 höhere Versetzungsdichte annehmen als bei den reinen Kristallen. Eine damit verbundene Änderung von l_0 könnte nicht durch eine entsprechende Änderung von $\ln \delta$ kompensiert werden, wie es die Gleichheit von B erfordern würde. Auf Grund dieser Erwägung könnte man urteilen, daß sich die Versetzungsdichte des Versetzungswaldes bei Zink Kristallen mit wachsender Versetzungsdichte wenig ändert.

Untersuchungen über die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung ermöglichen an Hand der beschriebenen Theorie eine rohe Abschätzung der an sonst schwer zugänglichen Konstante α im Seegerschen Ausdruck für die Schubspannung τ_G (2, 73, 4).

So gilt für die Aktivierungsenergie der Sprungbildung U_0 der meisten Metalle

$$U_0 = \alpha' G b^3 \quad (2, 731, 18)$$

(α' ... ist eine numerische Konstante 0,1—1,0). Setzt man in (2, 731, 18) Werte für Zn ein, ergibt sich $\alpha' \doteq 0,2$.

Es folgt aus

$$\tau_a = \frac{U_0}{v} = \frac{\alpha' G b}{l_0} \quad (2, 731, 18)$$

und

$$\tau_G = \frac{\alpha G b}{l_0} \quad (2, 731, 20)$$

(l_0 ... mittlerer Abstand der Gleitversetzungen) das Verhältnis

$$\frac{\tau_a}{\tau_G} = \frac{\alpha'}{\alpha} \cdot \frac{l_0}{l_0'} \quad (2, 731, 21)$$

Den Messungen von BOŤEK¹⁶⁾ (Abb. 8) entnimmt man für dieses Verhältnis den mit etwas Unsicherheit behafteten Wert 10. Bedenkt man, daß im Fall der h. k. p. Metalle mit großem c/a

$$\rho_c \leq \rho_a$$

ist, wo ρ_a , resp. ρ_c die Dichte der c - resp. a -Versetzungen bedeutet, erhält man aus (2, 731, 21) und (2, 73, 3)

$$\alpha \geq 0,02$$

An Hand von Gleichung (2, 73 2) für τ_G von Schraubenversetzungen und der Abschätzformel (2, 73, 3)¹⁰⁹⁾ wonach

$$l_0 = \frac{1}{\sqrt{\rho/6}}$$

ist, ergibt sich der Wert von α etwa $3 \times$ größer als der oben bestimmte α_{\min} Wert.

Die Diskussion dieser Ziffer kann auch für Al Kristalle angewandt werden. Diese besitzen, hohe Stapelfehlerenergie. Theoretisch können bei Al Aktivierungsenergien im Bereich 0,45—0,5 eV erwartet werden^{128, 115}). Entsprechend sollte die kritische Temperatur im Bereich 150—200 °K liegen. Ein unmittelbarer Vergleich mit der Theorie kann bisher nicht angestellt werden, da der Temperaturverlauf der kritischen Schubspannung von Al Kristal-

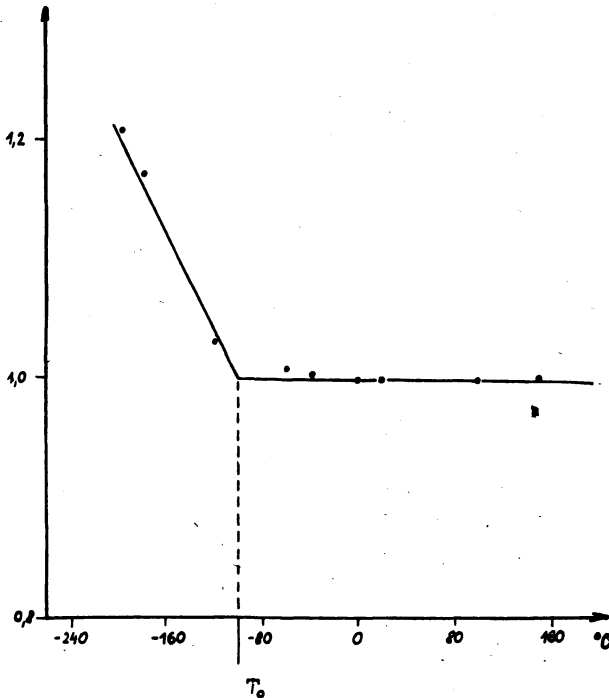


Abb. 34. Die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung von Al Kristallen. Nach [128].

len zwischen Raumtemperatur und der Temperatur der flüssigen Luft nicht bekannt ist. Man kann sich jedoch der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung nach verschieden großer Vorverformung bedienen¹²⁸). Dabei werden der durch Temperaturänderung hervorgerufene Änderungen der Schubspannung verfolgt. In Abb. 34 ist die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung von Al Kristallen (für $a \geq 0,25$) wiedergegeben. Die Schubspannungen sind auf die bei 0 °C gemessenen Werte bezogen. Wie aus diesem τ_0 -T Diagramm zu entnehmen ist, besteht Übereinstimmung mit dem theoretischen Verlauf. Dem experimentellen Wert $T_0 = 173$ °K bei $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-5}$ sek⁻¹ entspricht eine dem theoretischen Wert entsprechende Aktivierungsenergie $U_0 = 0,48$ eV.

Die Grundzüge der hier erläuterten Theorie der kritischen Schubspannung können folgend rekapituliert werden. Die zu Folge einer äußeren Spannung auf die Versetzungslinie wirkende Kraft wird zur Überwindung von Hindernissen zweierlei Art benötigt. 1. Weitreichende Spannungsfelder der Versetzungsgrundstruktur, ihnen entspricht der temperaturunabhängige Spannungsanteil τ_G . 2. Hindernisse in Form von Versetzungslinien die die aktive Gleitebene durchdringen, ihre Überwindung ist im Allgemeinen mit der thermisch aktivierten Sprungbildung verbunden. Diese sind für den temperaturabhängigen Anteil τ_s verantwortlich. Wie den Ausdrücken (2, 73, 1) und (2, 73, 2) entnommen werden kann, ist τ_G für Stufen- und Schraubenversetzungen größenordnungsmäßig gleich. Dies kann von τ_s -Anteil nicht behauptet werden. HAASEN und SIEMS¹²⁹) haben durch Untersuchung des Gleitlinienwachstums an AL und Zn Kristallen festgestellt, daß die Geschwindigkeit der Schraubenversetzungsanteile etwa die Hälfte der der Stufenversetzungsanteile beträgt.

Ähnlich findet TRAUBLE³²⁾ aus Gleitlinien-Längenmessung an Zink Kristallen ein Verhältnis dieser Geschwindigkeiten von 1 : 3. An LiF Kristallen¹¹¹⁾ wurden für Stufenversetzungen etwa $50 \times$ größere Gleitgeschwindigkeiten beobachtet als für Schraubenversetzungen. Demnach sollte ein Versetzungsring während seiner Ausbreitung die Gestalt einer Ellipse annehmen, mit der Längsachse in Richtung von \vec{b} .

Die Durchschneidungssprünge sowohl in Stufen — als auch in Schraubenversetzungsanteilen des Versetzungsringes behindern (mit zunehmendem

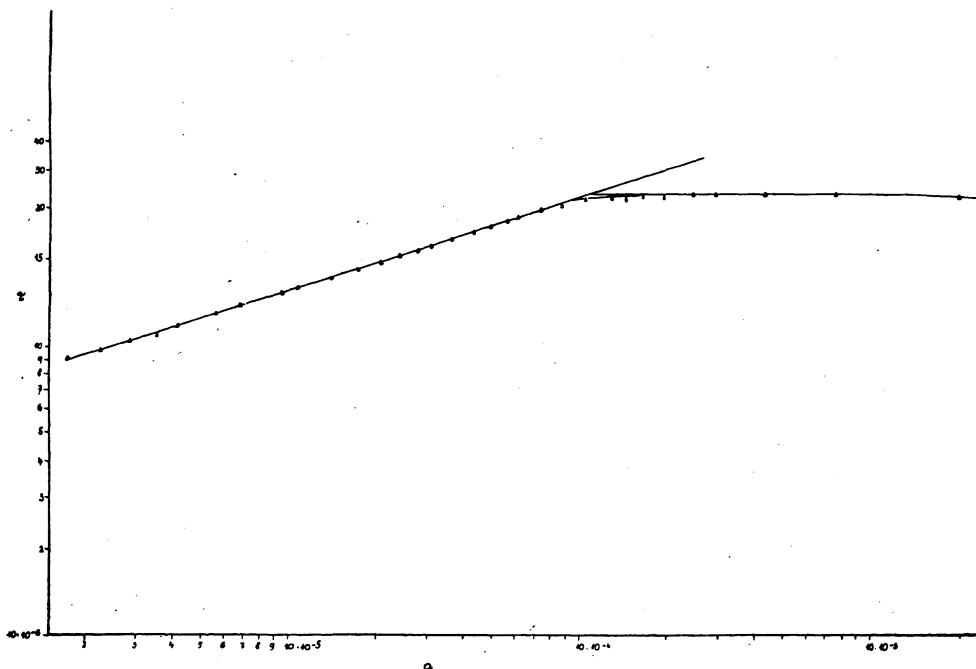


Abb. 35. Übergang vom mikroplastischen zum makroplastische Bereich in der Verfestigungskurve von Zink Kristallen.

Schraubencharakter) seine Beweglichkeit. Bekanntlich werden durch die Bewegung von sprüngeenthaltende Schraubenversetzungen Leerstellen oder Zwischengitteratome erzeugt¹³⁰⁾. Die Aktivierungsenergie der Leerstellenerzeugung (und besonders der Zwischengitterarome) überstrift in der Regel die Aktivierungsenergie U_0 des eigentlichen Schneideprozesses, so daß wir mit Recht eine größere Beweglichkeit von Stufenversetzungsanteilen erwarten dürfen.

Der Entstehung von Durchschneidungssprüngen kommt besondere Bedeutung zu bei Erwägungen über die Stabilität des verformten Zustands¹⁰⁹⁾. Unter der Wirkung einer äußeren Spannung werden sich die beweglichen Versetzungsteile je nach ihrer Orientierung verschieden stark ausbeulen. Nach Entlasten werden diese Versetzungen durch Verkürzung ihrer Länge in den Ausgangszustand zurückkehren (Rückgleitung), was bei sehr kleinen Verformungs-

Tab. III. Übersicht einiger Kennwerte von Zn, Cd und Mg Kristallen

	Aktivierungsenergie der Sprungbildung U_0 eV.			Kritische Temperatur T_0 v °K	B dyn/grad. $\text{cm}^2 \cdot 10^{-4}$	Ableitungsschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ sek^{-1}	Stapelfehlerenergie γ erg/cm ²	l_0 $\text{cm} \cdot 10^4$
	U_0 eperim.	U_0 theoret.	U_0 kombin. ^{a)}					
Zn	0,93 ¹⁾	$\sim 1^2)$ $\sim 0,3^3)$	$0,7 \pm 0,25$ 0,6 s	$\sim 350^4)$ 360 ⁵⁾ 320 ⁶⁾ 230 ⁷⁾	6,4 2,8 6,2 3,4	10^{-3} $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ $\sim 10^{-4}$ $\sim 10^{-3}$	$> 250^8)$	$0,94^4)$ 2,5 ¹¹⁾
Cd	1,2 ⁸⁾	$\sim 0,8^4)$ 0,3 ⁹⁾	$1,1 \pm 0,3$ 0,8	470 ⁹⁾ 560 ⁹⁾ 430 ⁹⁾	1,8 1,45 1,45	$2 \cdot 10^{-3}$ $2 \cdot 10^{-1}$	> 130	3,4 ⁹⁾
Mg	0,8 ³⁾ $0,6 \pm 0,2^1)$			300 ¹⁰⁾ 250 ¹²⁾ 350 ¹²⁾	3,85 $\sim 3,85$ $\sim 0,8$	$\sim 10^{-3}$ $\sim 10^{-4}$		1,0 ¹²⁾

¹⁾ Li C. H., et al. Acta Met. 1, 1953, 1525

²⁾ Seeger A., Handbuch der Physik VII/1, Springer 1955.

³⁾ Thornton P. R., Hirsch P. B., Phil. Mag. 3, 1958, 738

⁴⁾ Boček M., J. Czech. Phys. B 10, 1960, 830

⁵⁾ Fahrenhorst W., Schmid E., Z. Phys. 64, 1930, 845.

⁶⁾ Gilman J. J., Trans. AIME 206, 1956, 1326.

⁷⁾ Träuble H., Diplomarbeit, Stuttgart 1958.

⁸⁾ Boas W., Schmid E., Z. Phys. 61, 1930, 767. Nach: Seeger A., Z. Naturf. 9a, 1954, 870.

⁹⁾ Boas W., Schmid E., Z. Phys. 57, 1929, 575

¹⁰⁾ Schmid E., Siebel G., Z. Elektrochem. 37, 1931, 447.

¹¹⁾ Nach: Seeger A., Z. Naturf. 9a, 1954, 870, aus 5).

¹²⁾ Conrad H., Robertson W. D., Trans. AIME 209, 1957, 503

¹³⁾ Sheely W. F., Nash B. B., Trans. AIME 218 (1960), 416.

graden zur Hysteresis der Anfangsteile von Verformungskurven führen wird¹⁶¹⁾. Dieser Sachverhalt wird eben durch die Bewegung von Sprüngen stark beeinträchtigt, da ja diese bei der Rückgleitung sich mit Sprüngen entgegengesetzten Vorzeichens annihilieren müssen. Zu ihrer Entstehung ist jedoch weiterer Energieaufwand notwendig, der ohne äußere Spannung, aus thermischen Schwankungen allein, nicht aufgebracht werden kann. Im Einzelnen werden wir auf diese Vorgänge im Teil II dieses Berichts zurückkommen.

ZUSAMMENFASSUNG

Im Teil I dieses Berichts haben wir eine Reihe von Tatsachen über die kritische Schubspannung von h. k. p. Metallen zusammengestellt. Am erfolgreichsten bei der Deutung der mikrophysikalischen Vorgänge zu Beginn des plastischen Gleitens erwies sich die SEEGERSCHE Theorie der kritischen Schubspannung, besonders dann bei der quantitativen Interpretation der Temperaturabhängigkeit. Diese bietet eine Möglichkeit der Bestimmung der Parameter der Grundstruktur. Bei der quantitativen Anwendung der eigentlichen Theorie der kritischen Schubspannung begegnet man einer Reihe von Schwierigkeiten. Abgesehen von der z. Z. begrenzt anwendbaren Methode der Elektronendurch-

strahlung an makroskopischen Kristallen, fehlen zuverlässige Methoden zur direkten Bestimmung von Versetzungsdichten. Man ist dabei vielmehr auf indirekte Rückschlüsse aus Verformungsversuchen angewiesen. Ferner sind geometrische Verhältnisse im Versetzungsnetz weitgehend unbekannt. Diesbezügliche theoretische Vorstellungen bedürfen weiterer Entwicklung. Dem Problem der Entstehung von Versetzungsnetzen wird in letzter Zeit wiederholt Aufmerksamkeit gewidmet. Die Lösung dieser Frage ist weitgehend mit der Aussicht auf die Weiterentwicklung der quantitativen Theorie der Kristallplastizität verknüpft. Bisher praktisch unberührt ist das Problem der Quellenmechanismen. Man wird zur Klärung dieser Aufgaben, zusammen mit älterer Untersuchungsmethoden, neue Wege einschlagen müssen. Die in letzter Zeit recht erfolgreich angewandte Methode der Elektronendurchstrahlung sowie Untersuchungen an Ionenkristallen haben diese Entwicklung eingeleitet.

Eingegangen, am 14. 9. 1960.

- [1] BOAS W., SCHMID E., Kristallplastizität, Berlin: Springer 1935.
- [2] TAYLOR G., Proc. Phys. Soc., A145 (1934), 362, 388.
- [3] OROWAN E., Z. Phys. 89 (1934), 634.
- [4] POLANYI M., Z. Phys. 89 (1934), 605, 614, 660.
- [5] COTTRELL A. H., Dislocations and Plastic Flow in Crystals, Oxford: Clarendon Press 1953.
- [6] COTTRELL A. H., Theory of Dislocations, Progr. Met. Phys., 1(1949), 77.
- [7] COTTRELL A. H., Theory of Dislocations, Progr. Met. Phys., 4 (1953), 205.
- [8] SCHOECK G., Dislocation: Theory of Plasticity of Metals, Adv. Appl. Math. 4 (1956), 229.
- [9] FRIEDEL J., Les Dislocations, Paris, Gauthier Villars, 1956.
- [10] SEEGER A., Handbuch der Physik VII/1, Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1955.
- [11] HASSEN P. LEIBFRIED G., Die plastische Verformung von Metallkristallen und ihre physikalische Grundlagen, Fortschr. Phys., 2 (1954), 73.
- [12] SEEGER A., Handbuch der Physik VII/2, Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1958.
- [13] CLAREBROUGH L. M., HARGREAVES M. E., Progr. Met. Phys., 8 (1959), 1.
- [14] SEEGER A., Z. Naturf. 11a (1956), 985.
- [15] SEITZ F., Phys. Rev., 79 (1950), 890.
- [16] FUJITA F. E., RITU, 6A (1954), 125.
- [17] FRANK F. C., Deformation and Flow in Solids, Springer (1956), 60.
- [18] SCHOECK G., TILLER W. A., Westinghouse, Res. Lab. Sci. Paper, 431 FD 413-Pl.
- [19] BILLING E., Proc. Roy. Soc., A235 (1956), 37.
- [20] INDEBOM V. L., Kristallogr., 2 (1957), 594.
- [21] WAGNER R. S., J. Appl. Phys., 29 (1958), 1520.
- [22] GOSS A. J., BENSON K. F., PFANN W. G., Acta Met. 4 (1956), 332.
- [23] TILLER W. A., J. Appl. Phys., 29 (1958), 611.
- [24] KRATOCHVÍL P., Pokr. Fys. Pev. Látek, 6(1961) 199.
- [25] HEDGES J. M., MITCHEL J. W., Phil. Mag., 44 (1953), 223.
- [26] AMELINCKX S., Phil. Mag., 1 (1959), 269.
- [27] BARBER D. J., HARVEY K. B., MITCHELL J. W., Phil. Mag., 2 (1957), 704.
- [28] WHELAN M. J., HIRSCH P. B., HORNE R. W., Proc. Roy. Soc., A240 (1957), 524.
- [29] FRANK F. C., Defects in Crystalline Solids, Phys. Soc., London (1955), 159.
- [30] HIRSCH P. B., Progr. Met. Phys., 6 (1956).
- [31] WARREN B. E., Progr. Met. Phys., 8 (1959), 147.
- [32] TRÄUBLE H., Diplomarbeit, Stuttgart, 1958.
- [33] MADDIN R., CHEN N. K., Progr. Met. Phys., 5 (1954), 53.
- [34] SCHMID E., Internal. Congr. Appl. Mech. Delf (1924), 342.
- [35] JILLSON D. C., Trans. AIME, 18 (1950), 1129.
- [36] SEEGER A., Dislocations and Mechanical Properties of Crystals, S. 243, J. C. Fisher, W. G. Johnston, R. Thompson, T. Vreeland jr. New York, John Wiley Sons 1957.
- [37] POLANYI M., SCHMID E., Naturwiss., 17 (1929), 301.

- [38] MOTT N. F., *Phil. Mag.*, 44 (1953), 742.
- [38] BECK P. A., *Physics*, 3 (1954), 245.
- [40] Creep and Recovery of Metals. A Seminar held in Cleveland, October 8—12, 1956 (American Society for Metals), Cleveland, Ohio 1957.
- [41] BELL R. L., CAHN R. W., *Proc. Roy. Soc.* A239 (1957), 494.
- [42] LÜCKE K., MASING G., SCHRÖDER K., *Z. Metallk.*, 46 (1955), 792.
- [43] ROSCOE R., *Phil. Mag.*, 21 (1936), 399.
- [44] BOAS W., SCHMID E., *Z. Phys.* 61 (1930), 767.
- [45] GILMAN J. J., *Trans. AIME*, 206 (1956), 1326.
- [46] BOČEK M., *Czech. J. Phys. B* 10, (1960), 830.
- [47] FAHRENHORST W., SCHMID E., *Z. Phys.*, 64 (1930), 845.
- [48] COTTRELL A. H., STOKES R. J., *Proc. Roy. Soc.*, A233 (1955), 17.
- [49] ROSBAUD P., SCHMID E., *Z. Phys.*, 32 (1925), 195.
- [50] GREENLAND K. M., *Proc. Roy. Soc.*, A163 (1937), 28.
- [51] ROSI F. D., *Trans. AIME*, 200 (1954), 1009.
- [52] BOČEK M., *J. Czech. Phys.*, B 10 (1960), 841.
- [53] SACHS G., WEERTS J., *Z. Phys.*, 62 (1930), 473.
- [54] OSSWALD E., *Z. Phys.*, 83 (1933), 55.
- [55] MEISSNER J., *Z. Metallk.*, 50 (1959), 207.
- [56] BOČEK M., KRATOCHVÍL P., LUKÁČ P., *CZECH. J. Phys. B* 11 (1961), 674.
- [57] KRATOCHVÍL P., MOLČÍK *CZECH. J. Phys. B* 11 (1961), 540.
- [58] ROSCOE R., *Phil. Mag.*, 21 (1936), 399.
- [59] HARPER S., COTTRELL A. H., *Proc. Roy. Soc.*, B63 (1950), 331.
- [60] ANDRADE E. N. da C., RANDALL R. F. Y., *Nature*, 169 (1948), 890.
- [61] LIPSETT F. R., *Proc. Phys. Soc.*, B70 (1957), 608.
- [62] PICKUS M. R., PARKER E. R., *Trans. AIME*, 191 (1951), 792.
- [63] GILMAN J. J., READ T. A., *Trans. AIME*, 194 (1952), 875.
- [64] GILMAN J. J., *Trans. AIME*, 197 (1953), 1217.
- [65] SUZUKI H., IKEDA S., TAKEUCHI S., *J. Phys. Soc. Jap.*, 11 (1956), 382.
- [66] OROWAN E., *Z. Phys.*, 89 (1934), 634.
- [67] OROWAN E., *Proc. Phys. Soc.*, 52 (1940), 14.
- [68] SMITH C. L., *Nature*, 160 (1947), 466.
- [69] WAIN H. L., COTTRELL A. H., *Proc. Phys. Soc.*, B67 (1954), 339.
- [70] DUMBLETON M. J., *Proc. Phys. Soc.*, B67 (1954), 98.
- [71] WAIN H. L., *Proc. Phys. Soc.*, B65 (1952), 886.
- [72] DUMBLETON M. J., HOWLET B. W., *Proc. Phys. Soc.*, B65 (1952), 882.
- [73] GIBBONS D. F., *Proc. Phys. Soc.* B65 (1952), 193.
- [74] WASHBURN J., *Trans. AIME*, 203 (1955), 675.
- [75] EDWARDS E. H., WASHBURN J., PARKER E. R., *Trans. AIME*, 197 (1953), 1525.
- [76] LI C. H., EDWARDS E. H., WASHBURN J., PARKER E. R., *Acta Met.*, 1 (1953), 223.
- [77] BAINBRIDGE D. W., LI C. H., EDWARDS E. H., *Acta Met.*, 2 (1954), 322.
- [78] LI C. H., WASHBURN J., PARKER E. R., *Trans. AIME*, 197 (1955), 322.
- [79] WASHBURN J., *Trans. AIME*, 206 (1956), 189.
- [80] SEEGER A., *Habilitation*, Stuttgart 1954.
- [81] CAHN R. W., *J. Inst. Met.*, 79 (1951), 129.
- [82] Symposium on Polygonisation, *Progr. Met. Phys.*, 2 (1950), 151, 177, 193.
- [83] JAOUŁ M. B., *Comp. rend.*, 242 (1956), 2372.
- [84] BOČEK M., RATHAUSKÝ Z., *CZECH. J. Phys. B* 11 (1961), 833.
- [85] RUTTER J. W., CHALMERS B., *Canad. J. Phys.*, 31 (1953), 15.
- [86] BOČEK M., KRATOCHVÍL P., VALOUCH M., *CZECH. J. Phys.* 8(1959), 557.
- [87] DIEHL J., *Z. Metallk.*, 47 (1956), 411.
- [88] LAURIENTE M., POND R. B., *J. Appl. Phys.*, 27 (1956), 950.
- [89] BOAS W., SCHMID E., *Z. Phys.*, 54 (1929), 16.
- [90] KRATOCHVÍL P., *Czech. J. Phys.*, B 10 (1960), 927.
- [91] BAUSCH K., *Z. Phys.*, 93 (1935), 479.
- [92] KOCHENDÖRFER A., *Plastische Eigenschaften von Kristallen*, Berlin: Springer 1941.
- [93] PARKER E. R., WASHBURN J., *Modern Research Techniques in Physical Metallurgy*, (1953), 186, *Amer. Soc. Met.*
- [94] BURGERS W. G., LEBBINK F. J., *Rec. Trav. Chim. Pay-Bas*, 64 (1945), 321.
- [95] RÖHM F., KOCHENDÖRFER A., *Z. Metallk.*, 41 (1950), 265.
- [96] DIEHL J., KOCHENDÖRFER A., *Z. angew. Phys.*, 4 (1952), 241.

- [97] PARKER E. R., WASHBURN J., Impurities and Imperfections, Amer. Soc. Met., (1955), 145.
- [98] BAUSCHINGER J., Mitt. mech.-techn. Lab. kgl. techn. Hochschule München 13, (1889), 1.
- [99] EDWARDS E. H., WASHBURN J., Trans. AIME, 200 (1954), 1239.
- [100] SCHOLL H., Z. Metallk., 44 (1953), 528.
- [101] BECKER R., Phys. Ztschr., 26 (1925), 919.
- [102] BECKER R., Z. techn. Phys., 7 (1926), 547.
- [103] MOTT N. F., Phil. Mag., 43 (1952), 1151.
- [104] Nach Fordeaux A., et. al. J. Appl. Phys. 31 (1960), 918.
- [105] EVERS M., Z. Metallk., 50 (1950), 638.
- [106] GEORGIEFF M., SCHMID E., Z. Phys., 36 (1926), 759.
- [107] SCHMID E., SIEBEL G., Z. Elektrochem., 37 (1931), 447.
- [108] FRANK F. C., READ W. T., jr., Phys. Rev., 79 (1950), 722.
- [109] SEEGER A., Z. Naturf., 9a (1954), 758.
- [110] BAUSER M., Dissertation, Stuttgart 1953.
- [111] JOHNSTON W. G., GILMAN J. J., J. Appl. Phys., 30 (1959), 121.
- [112] PEIERLS R., Proc. Phys. Soc., 52 (1940) 34.
- [113] GILMAN J. J., J. Appl. Phys., 30 (1959), 1584.
- [114] HIRSCH P. B., J. Inst. Met., 87 (1958—1959), 406.
- [115] SEEGER A., Report of a Conference on Defects in Solids, Bristol (1954), 391.
- [116] SEEGER A., Z. Naturf., 9a (1954), 856.
- [117] SUZUKI H., RITU, 4 (1952), 455.
- [118] AMELINCKX S., Acta Met., 6 (1958), 34.
- [119] COTTRELL A. H., Verformung und Fließen des Festkörpers, Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer (1956), 33.
- [120] MELÉKA A. H. A., Phil. Mag., 1 (1956), 803.
- [121] SEEGER A., Phil. Mag., 46 (1955), 1194.
- [122] COTTRELL A. H., L'Etat Solide, Brussel: R. Stoops (1952), 421.
- [123] SEEGER A., Phil. Mag., 45 (1954), 771.
- [124] FISCHER J. C., Acta Met., 2 (1954), 9.
- [125] MOTT N. F., Imperfections in Nearly Perfect Crystals, Wiley, New York (1952), 173.
- [126] SEEGER A., Verformung und Fließen des Festkörpers, Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer (1956), 90.
- [127] BAINBRIDGE D. W., WASHBURN J., PARKER E. R., 18th Technical Report, Minerals Res. Lab., Univ. of California Berkeley, November 1957.
- [128] COTTRELL A. H., STOKES R. J., Proc. Roy. Soc., A233 (1955), 17.
- [129] HAASEN P., SIEMS R., Z. Metallk., 48 (1957), 315.
- [130] SEITZ F., Adv. Physics, 1 (1952), 43.
- [131] SEEGER A., Naturf., 9a (1954), 870.
- [132] SCHOECK G., SEEGER A., Acta Met., 7 (1959), 469.
- [133] READ W. T., SHOCKLEY W., Phys. Rev., 78 (1950), 275.
- [134] HALL E. O., Proc. Phys. Soc., B64 (1951), 747.
- [135] JONES D. A., MITCHELL J. W., Phil. Mag., 2 (1957), 1047.
- [136] KUHLMAN-WILSDORF D., Phil. Mag., 3 (1958), 125.
- [137] KUHLMAN-WILSDORF D., MADDIN R., KIMURA H., Z. Metallk., 49 (1958), 584.
- [138] GILMAN J. J., JOHNSTON W. G., J. Appl. Phys., 27 (1956), 1018.
- [139] CONRAD H., ROBERTSON W. D., Trans. AIME, 209 (1957), 503.
- [140] BOČEK M., VACEK K., Phys. Stat. Solidi 1 (1961), 135.
- [141] MOTT N. F., Proc. Phys. Soc., B64 (1951), 729.
- [142] BOČEK M., KRATOCHVÍL P., Czech. J. Phys. 9 (1959), 406.
- [143] LICHTMAN V. Z., REHBINDER R. A., KARPENKO G. V., Vlijanije poverchnostno-aktivnoj sredi na procesy deformacii metallov. Izd. Akad. Nauk SSSR, Moskva 1954.
- [144] Properties of Metallic Surfaces, Inst. of Metals, London 1954.
- [145] KRATOCHVÍL P., unveröffentlicht.
- [146] SHEELY W. F., NASH B. R., Trans. AIME, 218 (1960), 416.
- [147] MCGRATH J. T., CRAIG G. B., Trans. AIME 215 (1959), 1022.
- [148] TEGHTSOONIAN E., CHALMERS B., Canad. J. Phys., 29 (1951), 370.
- [149] BAILEY J. E., HIRSCH P. B., Phil. Mag., 5 (1960), 485.
- [150] FRANK F. C., READ W. T., Multiplication Processes for Slow Moving Dislocations. Pittsburg Symposium, Office of Naval Research, 1950, 44.

- [151] ROBERTS J. M., BROWN N., Trans. AIME 218 (1960), 454.
[152] COTTELL M., BILBY B. A., Proc. Phys. Soc., A62 (1949), 49.
[153] LOTHE J., J. Appl. Phys. 31 (1960), 1077.